Ош мамлекеттик университетинин ЖАРЧЫСЫ

ВЕСТНИК Ошского государственного университета

№ 2 - 2013
выпуск II

ISBN 9967-03-030-5 **ТАБИГЫЙ ИЛИМДЕР СЕРИЯСЫ**

«ОШ МАМЛЕКЕТТИК УНИВЕРСИТЕТИНИН ЖАРЧЫСЫ»

ИЛИМИЙ ЖУРНАЛЫ

2013-жыл, № 2, II чыгарылыш

Башкы редактор,
филол.и.д., профессор Исаков К.А.

Башкы редактордун орун басары,
б.и.д., профессор Жумабаева Т.Т.

ISBN 9967-03-030-5

ТАБИГЫЙ ИЛИМДЕР СЕРИЯСЫ

РЕДАКЦИЯЛЫК КОЛЛЕГИЯ:

Жооптуу редактор,
ф.-.м.и.к., доцент Эгембердиев Ж.

1. Б.А. Арапов - ф.-м.и.д., профессор
2. Ы. Ташполотов - ф.-м.и.д., профессор
3. А.С. Сопуев - ф.-м.и.д., профессор
4. А.О. Абдувалиев - ф.-м.и.к., доцент
5. М.Ч. Өскөнбаев - ф.-м.и.к. доцент
6. А.С. Усаров - ф.-м.и.к., доцент
7. Ж. Эгембердиев - ф.-м.и.к., доцент
8. Э. Садыков - ф.-м.и.к., доцент

Ош МУнун редакциялык-басма кеңешинин чечими менен басууга сунушталды

****Берилген материалдардын сабаттуулук деңгээлине, илимий мазмунуна, автор, рецензиялаган окумуштуу жана сунуштаган кафедра жооптуу***

КР илимине эмгек сиңирген ишмер, физика-математика илимдеринин доктору, профессор Байыш Арапович Арапов 70 жашта

Арапов Байыш 1942-жылы 13-декабрда Баткен областындагы Баткен районунун Самаркандек айылында туулган.

Ал 1964-жылы Ош мамлекеттик педагогикалык институтун ***артыкчылык диплом*** *менен бүтүргөн. КМУнун аспирантурасын аяктагандан кийин Ош мамлекеттик педагогикалык институтунда (азыркы ОшМУда) окутуучу, улук окутуучу, доцент, кафедра башчысы, физика-математика факультетинин деканы, фундаменталдык жана прикладдык илим изилдөө институтунун директору, ОшТУда жана ОшМУда проректор болуп иштеген. 2007-жылдан бери ЭТФ кафедрасынын башчысы болуп эмгектенип келе жатат.*

Физика-математика илимдери боюнча 1971-жылы кандидаттык, ал эми 1993-жылы доктордук диссертациясын жактаган, 1995-жылы профессор наамын алган.

Б. Арапов Кыргызстанда катуу телолордун физикасын изилдеген илимий мектепти түздү жана илимий педагогикалык кадрларды даярдоодо чоң салым киргизди. Ал ОшМУда кандидаттык илимий даражаларды коргоочу илимий Кеңештин төрагасы жана УИАнын Физика институтундагы докторлук диссертациялык даражаны коргоочу Кеңештин мүчөсү. Кыргызстандагы физика коомунун төрагасынын орун басары, Түштүк бөлүмүнүн башчысы милдетин да аткарат.

Профессор Б. Араповдун илимий эмгектери жана изилдөөлөрү практикалык жактан чоң маанаге ээ. Илимий иштеринин жыйынтыгы боюнча 5 автордук күбөлүккө, 3 патентке ээ жана 7 монографиянын 230 дан ашык илимий макалалардын автору. Анын жетекчилиги менен 4 илимдин доктору (Осмоналиев К., Тайиров М., Ташполотов Ы., Кенжаев И.) жана 5 илимдин кандидаттары (Осконбаев М., Авилов А., Алтымышов А., Садырова М., Ташкулов К.) илимий иштерин жакташты.

Көп жылдык үзүрлүү эмгеги үчүн медалдар, Кыргыз Республикасынын жана СССРдин билим берүү министрлигинин грамоталары, КРдин Ардак грамотасы (2000) менен сыйланган.

Илимге кошкон салымы үчүн Россия Табият таануу академиясынын академик В.И. Вернадский атындагы күмүш медалын (2008) жана ойлоп табуучулугу үчүн Нобель атындагы медалын (2009) алган. Европалык илимий-өндүрүштүк палатасынын атайын медалы жана сапат диплому менен сыйланган (2012).

Кыргыз Республикасынын билим берүүсүнүн мыктысы, Ош МУда билим берүүдө эмгек сиңирген кызматкер, Кыргыз Республикасынын илимине эмгек сиңирген ишмер, Россия табият тануу академиясынын билим берүүсүнө жана илимине эмгек сиңирген ишмер (2008), Баткен районунун "Ардактуу атуулу" (2011) наамдарын алган. Ошондой эле «Выдающиеся ученые России» (2009), «Основатель научной школы» (2010), «Золотая кафедра России» (2011) сертификаттарынын ээси.

Байыш Араповичти кутман курагы менен чын жүрөктөн куттуктайбыз жана сизге чың ден-соолук, чыгармачылык ийгиликтерди каалайбыз.

Илимий конференциянын уюштуруу тобу,
"ОшМУ жарчысы" журналынын ред.коллегиясы.

ФИЗИКАНЫН АКТУАЛДУУ МАСЕЛЕЛЕРИ

УДК 535.548.736

РАДИАЦИОННО ИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ РАСПАДА НАНОСТРУКТУРНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ЩГК

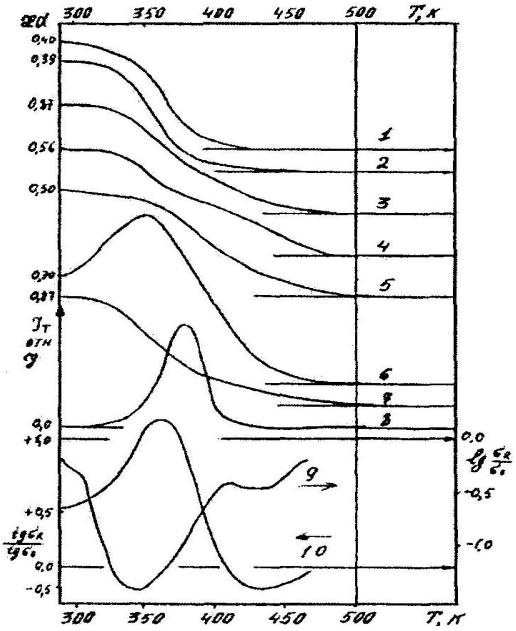
Арапов Б., Арапов Т.Б., Осконбаев М.Ч.
ОшГУ

Важные сведения о механизмах релаксационных процессов, протекающих в облученных рентгеновскими лучами ЩГК, могут быть получены путем сопоставления между собой данных термического распада различных по структуре радиационных дефектов, исследованных методами термического обесцвечивания, температурной зависимости относительной ИП и ДП, ТСЛ и ее спектра, ТСЭЭ, а также методом ЭПР в одних и тех же интервалах температур.

Анализ совокупности экспериментальных данных показывает, что температурные интервалы термического отжига и тушения свечения электронных, дырочных и ионных радиационных дефектов происходят в трех интервалах температур. В ЩГК, легированных одновалентными Ag^{+} , с достаточно большой концентрацией эти процессы происходят (в первом интервале температур в KCl-Ag 290-350 K, NaCl-Ag 330-370 K), в кристаллах меньшей концентрацией Ag^{+}, и в кристаллах легированных двухвалентными ионами M^{++} во втором и в третьем интервалах температур (II – интервал в KCl-Ag 350-410 K, а в NaCl-Ag 370-460 K и III – KCl-Ag 410-500 K, NaCl-Ag 460-560 K), в кристаллах ВЧС эти процессы в основном происходят в третьем интервале температур [1].

1. Рассмотрим процессы распада радиационных дефектов и тушения свечения центров в ЩГК в первом интервале температур.

Для примера на рис.1 представлена температурная зависимость относительных изменений концентрации V_c^- и $V_a^+V_c^-$, определенных по изменениям ИП и ДП для кристалла KCl-Ag (1,0 м%) (кр.9 и 10). В первом интервале температур происходит уменьшение концентрации V_c^- и увеличение концентрации $V_a^+V_c^-$. В этом же интервале температур происходит термический отжиг электронных (F, F_A, Ag_c^0, Ag_a^- , C, Д) и дырочных Ag_c^{2+}- центров (кр.1-5 и 7) возникает ТСЛ, имеющая сложный спектральный состав (кр.8), а относительная концентрация дырочных V_2, V_{2A} – центров увеличивается (кр.6).



Энергия активации термического отжига радиационно наведенных вакансий V_c^- равна 0,70 эВ, а энергия активации образования бивакансий $V_a^+V_c^-$ - 0,65 эВ. Сопоставление этих значений со значением энергии активации одиночных V_c^-, равной (0,75-0,84 эВ) [2,3] и энергиями термической активации распада электронных и дырочных. F, F_A, $Ag_c^0, Ag_a^-, Ag_c^{2+}$ - центров (0,65-0,80 эВ) показывает, что значения этих четырех различных по смыслу энергий близки друг к другу [1].

Рис.1. Неизотермические релаксационные процессы в KCl-Ag (1,0 м%): ТО F(1), E(2), B(3), C(4), Д(5), V_2(6) и Ag^{2+}-центров (7), ТСЛ кристалла (8), температурная зависимость относительной ИП (9), относительная ДП, измеренных на частоте 1,0 кГц (10).

Аналогичные результаты получены и для кристалла NaCl-Ag (1,0 м%).

Рассмотрим механизмы выше указанных процессов, происходящих в кристаллах, легированных ионами Ag^+,в первом интервале температур.

Как известно, В (Ag_a^-) – центр представляет собой отрицательно заряженный ион серебра в анионным узле. Образование Ag_a^- - центра при облучении рентгеновскими лучами происходит в результате смещения иона серебра из катионного узла решетки в анионный узел. Таким образом, в каждом акте создание Ag_a^- - центра вместе с ним образуется и V_c^- , т.е. образуется комплекс Ag_a^- ..... V_c^- . В ходе нагрева кристалла в первом интервале температур V_c^- отщепляются от Ag_a^- .

Вакансии V_c^- , отщепленные Ag_a^- ..... V_c^- играют существенную роль при диссоциации дырочных центров в первом интервале температур. Из полученных экспериментальных результатов следует, что уменьшение концентрации V_c^- и дырочных Ag^{2+} - центров на первой стадии ТО обусловлено взаимодействием V_c^- с дырочными Ag_c^{2+} - центрами. При таком взаимодействии V_c^- с Ag_c^{2+}-центрами образуются термически нестабильные промежуточные продукты взаимодействия, которые не проявляются в оптических измерениях.

Нами [4,5] методом ЭПР изучены природа промежуточных продуктов взаимодействия в кристаллах KCl-Ag (рис.2) и рассчитаны возможные теоретические значения расщепления спектров ЭПР для этих дефектов (рис.3).

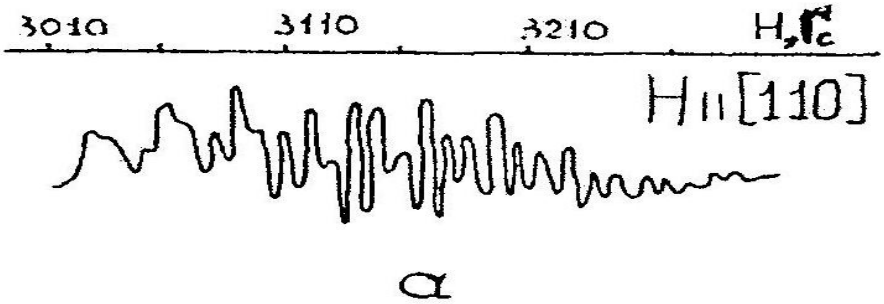


Рис.2. Спектры ЭПР кристалла KCl-Ag (0,5 м%).

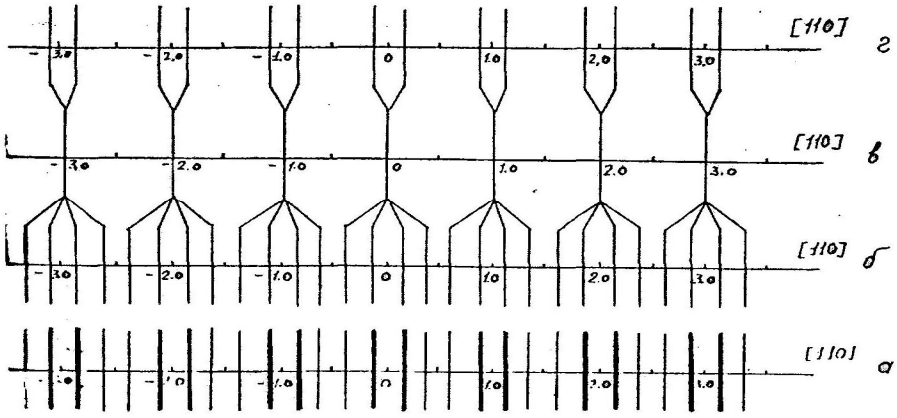


Рис.3. Спектры ЭПР, рассчитанные для дефектов следующего типа:

а - $\left[Ag_c^+(ClBr)_{aa}^- V_c^-\right]$ *и* $\left[h_c^+(ClBr)_{aa}^- V_c^-\right]$,

б - $K_c^+(ClBr)_{aa}^-$, *в -* $(ClBr)_{aa}^-$, *г -* $Ag_c^+(ClBr)_{aa}^-$.

Рассчитанные спектры ЭПР для дефекта [$Ag_c^{2+}, Cl_a^- Cl_a^- K_c^+$] (Ag_c^{2+}-центр) в кристаллах KCl-Ag совпадают с экспериментальными данными. Процесс взаимодействия с подвижной V_c^- с

дефектами типа $[Ag_c^-,(Cl_2)_{aa}^-,V_c^-]$ и увлечением от них дырок Cl_2^- может быть записан в следующем виде:

$$[Ag_c^{2+},Cl_a^-Cl_a^-K_c^+]+V_c^- \rightarrow K_c^+[Ag_c^{2+},Cl_a^-Cl_a^-V_c^-]\rightarrow$$
$$\rightarrow[Ag_c^{2+},\ (Cl_2)_{aa}^-,V_c^-]\rightarrow Ag_c^{2+}+[(Cl_2)_{aa}^-,V_c^-] \qquad (2)$$

Образующиеся в ходе термической релаксации V_F – центры в дальнейшем приводят к распаду электронных F, F_A, Ag_c^0, Ag_a^-, С, Д – центров, возникновению ТСЛ в NaCl-Ag в спектральной области 2,30 эВ, 3,00 эВ, 3,30 эВ и возрастанию концентрации диполей типа $V_a^+V_c^-$, по следующим реакциям:

$$V_F+F\rightarrow V_a^+V_c^-+h\nu \qquad (3) \qquad\qquad V_F+F\rightarrow Ag_c^++V_a^+V_c^-+h\nu \qquad (4)$$

$$V_F+Ag_c^0\rightarrow Ag_c^++V_c^-+h\nu \qquad (5) \qquad\qquad V_F+C(Ag_c^0V_a^+)\rightarrow Ag_0^++V_a^+V_c^- \qquad (6)$$

$$V_F+Д(Ag_c^0V_a^-)\rightarrow Ag_c^++V_a^+V_c^- \qquad (7)$$

Кроме того, V_F –центры данном интервале температур могут рекомбинировать между собой, образуя при этом V_2 – центры:

$$V_F+V_F\rightarrow V_2+V_a^+V_c^- \qquad (8)$$

В результате такой релаксации наблюдается рост концентрации V_2 – центров (см.,кр.7 рис.1). Продукты взаимодействия $V_a^+V_c^-$ представляют собой электрические диполи и могут привести к росту релаксационных ДП (кр.10 рис.1). Образование свободных электронов и возникновение ТСЛ кристалла происходят в результате взаимодействия дырочных V_2 – центров с двухэлектронными Ag_a^- - центрами:

$$V_F\rightarrow Ag_a^-\rightarrow Ag_a^0V_c^-\rightarrow Ag_a^0V_a^+\rightarrow Ag_c^++V_a^++e^- \qquad (9)$$

Рекомбинация электронов с активаторными Ag_c^{2+} - центрами приводит к свечению кристалла (NaCl-Ag в спектральной области 5,10 эВ и KCl-Ag – 4,55 эВ).

$$Ag_c^{2+}e^-\rightarrow(Ag_c^+)^*\rightarrow Ag_c^-+h\nu \qquad (10)$$

Кроме того, эти свободные электроны, покидая кристалл, могут дать термостимулированную эмиссию (ТСЭЭ) на дырочной стадии релаксационного процесса, обнаруженную в эксперименте.

Как видно из реакции (9), при взаимодействии V_F – центров в ходе термической релаксации с В(Ag_a^-) – центрами образуются промежуточные С($Ag_c^0V_a^+$) и Д ($Ag_a^0V_a^-$) – центры. При распаде Ag_a^- - центра ион серебра из анионной подрешетки переходит обратно в катионную, т.е. высвобождаются V_a^+. Далее, образовавшиеся V_a^+ рекомбинируют с подвижными H_F – или Н – центрами, возникающими при распаде V_2 или V_{2A} – центров, образуя при этом подвижные или V_K, V_F – центры.

Рассмотренный выше механизм распада Ag_c^{2+} - центров вследствие увлечения дырок Cl_2^- вакансиями V_c^- и образования при этом V_F – центров позволяет объяснит и концентрационную зависимость кривых термического отжига радиационных дефектов и тушения свечения центров в ЩГК.

Таким образом, в ЩГК с большим содержанием ионов Ag^+ в первом интервале температур протекают ионные, ионно-дырочные и ионно-электронные процессы, приводящие к термическому распаду и взаимопревращению различных по структуре радиационных дефектов и тушению свечения фотовозбужденных центров в ЩГК.

Рассмотрим второй интервал температур (для KCl-Ag 350-410 К, а для NaCl-Ag 390-460 К). Во втором интервале температур в активированных ЩГК происходят дальнейший термический отжиг радиационных дефектов, возрастание концентрации V_c^-, уменьшение концентрации $V_a^+V_c^-$, а также возникает ТСЛ, спектральный состав которой, как и в первом интервале температур, соответствует свечению активатора Ag_c^+ и α – люминесценции. В ЩГК, легированных примесями M^{2+} (Ca, Cd, Sr, Pb и др.). Термический отжиг радиационных дефектов также происходит во

втором интервале температур. Увеличение концентрации M^{2+} в ЩГК приводит к усилению релаксационных процессов в этом интервале температур. В кристаллах, легированных примесями M^{2+}, как известно образуются нейтральные комплексные дефекты типа $M^{2+}\ V_c^-$. С увеличением концентрации M^{2+}, увеличивается концентрация комплекса $M^{2+}\ V_c^-$. Термический распад V_2, V_{2A}, Ag_c^{2+}, V_{2Z} - центров в этом интервале температур обусловлен взаимодействием с ними подвижных V_c^-, образующихся в результате диссоциация $V_a^+V_c^-$ и $M^{2+}V_c^-$ и образованием V_F и H_F – центров по реакции (2) а также по следующим реакции:

$$V_c^- + V_2 \rightarrow V_F + H_F \qquad (11)$$

$$V_c^- + V_{2A} \rightarrow Ag_c^+ + V_F + H_F \qquad (12)$$

$$V_c^- + V_{2Z} \rightarrow M^{2+}V_c^- + V_F + H_F \qquad (13)$$

Последующая рекомбинация образующихся подвижных V_F – центров с электронными центрами будет идти так же, как в первом интервале температур по реакции (3) – (9).

Следует отметить, что для термического отжига Ag_a^- - центров необходимо перевести ион серебра их анионного узла в катионный узел. Поэтому в составе микродефекта, вызывающего термический отжиг Ag_a^- - центров, обязательно должна быть V_c^-. Этому условию удовлетворяют подвижные дырочные, V_F и H_F – центры.

Если образующиеся подвижные дефекты взаимодействуют с фотовозбужденными центрами, то в этом интервале температур наблюдается тушение свечения центров в ЩГК.

Таким образом в ЩГК, легированных примесями A^+ и M^{2+}, термический отжиг и взаимопревращения радиационных дефектов и тушение свечения центров в первом и во втором интервалах температур обусловлены ионными, ионно-дырочными и ионно-электронными процессами.

Рассмотрим завершающий III – интервал (для KCl ВЧС, KCl ХЧ, KCl-Ag и KCl- M^{2+} 410-500 К и для NaCl ВЧС, NaCl ХЧ, NaCl-Ag и NaCl- M^{2+} 460-500 К). В третьем интервале температур происходит термическая диссоциация дырочных V_2, V_{2A}, V_{2Z}, Ag_c^{2+} - центров на подвижные V_F, H_F и H– центры. Образующиеся при этом подвижные V_F и H_F – центры также, как в первом и во втором интервале температур, могут привести к термическому отжигу электронных центров, приводят к тушению свечения фотовозбужденных центров в этом интервале температур.

Литература:

1. Арапов Б. Ионно-дырочные и ионно-электронные процессы в ЩГК. Сб.физика диэлектриков и полупроводников, Мат.II респуб.конф.ФТТ. Ош. 1990, -С.21-56.
2. Лущик Ч.Б., Лущик А.Ч. Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах. – М.Наука, 1989. – 264с.
3. Rowell D.K., Sangter I.L. – Calculations of intrinsic defects energies in the alkali halides. – J.Phys.c: Solid State Phys. – 1981. – V.14, №21. – P.2909-2921.
4. Арапов Б., Осконбаев М.Ч., Сидляренко В.И. ЭПР первичных и промежуточных радиационных дефектов в кристаллах KCl-Ag, Вестник ОшГУ, №1, Ош, 1995. – С.54-62.
5. Осконбаев М.Ч., Арапов Т.Б. Расчет спектров ЭПР в KCl-Ag. Вестник ОшГУ, №3, Ош, 2001. – С.261-268.

УДК 535.548.736

ИОННО-ДИФФУЗИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ТУШЕНИЯ СВЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННО-НАВЕДЕННЫХ ДЕФЕКТОВ В ЩГК

Арапов Т. Б., Арапов Б., Ташкулов К.Д.
ОшГУ

Многие люминесцентные, оптические и другие свойства твердых тел связаны с процессами перемещения в кристалле подвижных дефектов кристаллической решетки, в частности, электронов, дырок и ионных дефектов. Эти процессы также играют определенную роль в тушении люминесценции твердых тел.

Изучение процесса тушения люминесценции кристаллофосфоров является одним из важнейших средств выяснения механизма трансформации поглощенной энергии в твердом теле [1].

Проблема тушения люминесценции кристаллофосфоров является одной из трудных проблем физики твердого тела, которая до настоящего времени считается не решенной. Вместе с тем ее решение настоятельно диктуется практической значимостью этой проблемы. Создание люминофоров с высоким энергетическим и квантовым выходом свечения и поддержание этого высокого выхода на постоянном уровне независимо от меняющихся внешних условиях является одной из важнейших практических задач в области люминесценции кристаллофосфоров [2,3]. Несмотря на немалое число исследований, многие вопросы, связанные с механизмом и кинетикой тушения свечения центров окраски, выявлено еще далеко недостаточно.

При установлении механизма и определении кинетики тушения свечения радиационно-наведенных дефектов существенную роль могут играть ионные, ионно-дырочные и ионно-электронные процессы происходящих в широкощелевых ионных кристаллах.

Установление механизма и кинетики тушения свечения радиационно-наведенных центров является одной из актуальных задач физики кристаллов, имеющей важное теоретическое и прикладное значение.

Основной целью данной работы является определение роли радиационно-ионных процессов температурного тушения свечения центров в ЩГК, в области температур выше 300К.

Экспериментальные результаты

Для исследования тушения свечения радиационно наведенных активаторных центров были исследованы кристаллы NaCl и КС1, активированные ионами Ag^+ и примесями Ca и Pb, выращенные из расплава методом Киропулоса.

Для определения температурной зависимости относительного квантового выхода свечения фотовозбужденных центров нами были разработана специальная методика [4,5], в котором учитывается изменения доли поглощения возбуждающего светового потока в процессе нагрева кристалла. Поэтому одновременно с изменением интенсивности свечения кристалла при фотовозбуждении центров измерялся коэффициент поглощения центров. Для разделения фотолюминесценции центра от термолюминесценции кристалла возбуждение свечения центров осуществлялось модулированным светом. Этот же свет использовался и для измерения коэффициента поглощения центров в ходе их термической релаксации.

Облучение исследуемых кристаллов осуществлялось рентгеновскими лучами при температуре 290К на установке УРС 55А (трубка БСВ-Cu **или** Fe, *i*=15mA, U=50кВ). Спектры излучения кристалла измерялись с помощью монохроматора МС-80 с дифракционный решеткой 600 и 1200 штрихов на мм.

Температурная зависимость полос поглощения, фотостимулированная люминесценция центров и ТСЛ кристалла изучались в специальной установке, блок-схема которой приведена в работах [4,5].

Тушение свечения В-,С- и Д-центров в кристаллах NaCl-Ag

Нами [6,7] было исследовано температурное тушение свечения наведенных активаторных В-, С- и Д-центров окраски в NaCl-Ag. На рис.1 приведены температурные зависимости относительного квантового выхода свечения центров окраски в NaCl-Ag (0,25 моль %). Видно, что для всех типов центров окраски в исследованном температурном интервале наблюдаются две стадии тушения внутрицентрового свечения. Между первой и второй стадиями тушения, имеет место возрастание относительного выхода для всех трех типов центров.

7

Таким образом, в исследованиях В-, С- и Д- центров окраски, тушение имеет место. Каков же возможный механизм этого тушения?

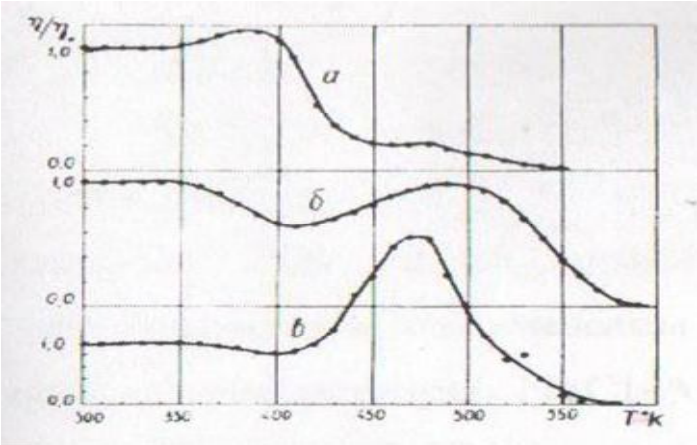


Рис.2. Температурная зависимость относительного выхода свечения В – центров (а), С – центров (б) и Д –центров (в) в кристаллофосфора NaCl-Ag (0,25 моль %).

Нами изучено, насколько реализуется механизм Мотта для тушения свечения наведенных активаторных В-, С- и Д-центров окраски.

Для определения механизма тушения, представляет интерес, сравнить энергии активации тушения по формуле Мотта с энергиями, определенными по спектрам поглощения и излучения соответствующих центров. Результаты такого сопоставления, полученные путем обработки приведенные выше кривых, представлены в табл.1. Видно, что значение энергии активации тушения Q_T, определенные по спектрам поглощения и излучения для исследуемых центров окраски, не совпадают ни с одним значением энергии активации тушения $e_т$, определенным по кривой температурной зависимости квантового выхода.

Таблица 1.

Параметры / Тип центров	Q_T (эВ)	Тем. инт. тушения (ΔT^0К)	ε_T (эВ)	$C=\tau_0 d_0$ ($К^{-1}$)	d_0	ν_0
В-центр	2,50	390-450 470-550	1,46 0,50	$6,3 \cdot 10^{17}$ $3 \cdot 10^{8}$	$6,3 \cdot 10^{17}$ $3 \cdot 10^{8}$	$4,9 \cdot 10^{12}$
С-центр	***1.54***	***250-410*** ***490-570***	***1,10*** ***2,00***	$2,5 \cdot 10^{13}$ $2 \cdot 10^{18}$	$2,5 \cdot 10^{13}$ $2 \cdot 10^{18}$	$4,9 \cdot 10^{12}$
Д-центр	***2,90***	***360-400*** ***480-550***	* ***1,00***	* $8 \cdot 10^{9}$	* $8 \cdot 10^{9}$	$4,9 \cdot 10^{12}$

Таким образом, несмотря на формальное выполнение формулы Мотта, величина энергии активации тушения ε_T и предэкспоненциального множителя **С** не принимают значения, соответствующие механизму тушения по Мотту. **Это** свидетельствует о том, что температурное тушение свечения центров осуществляется не по механизму Мотта.

Ионно-диффузионная кинетика тушения свечения центров окраски в ЩГК

Нами [7-9] *предложена ионно-диффузионная теория активации процесса тушения свечения центров, учитывающая, особенности тушения свечения центров в ЩГК.*

При таком представлении механизм тушения описывается на основе теории диффузионно-контролируемых реакций.

Для более простого случая, когда учитывается только диффузионный перенос и рекомбинация ионных пар получена формула, описывающая

квантовый выход свечения:

$$\eta = \eta_0 \left[1 + 4\pi r_0 \beta^{-1} \tau_0^* D_0 N \exp(-(Q_g - Q_c^*)/kT)\right]^{-1}, \qquad (1)$$

где $\tau_0^*=1/P_o^*$ - частотный фактор, Q_c^* - энергия активации взаимодействия возбужденных центров свечения с подвижными дефектами кристаллической решетки.

В формуле (1) квантовый выход, в отличие от формулы Мотта, определяется концентрацией подвижных микродефектов, суммарный энергией, состоящей из суммы энергии активации при прыжковой диффузии Q_g и энергии взаимодействия подвижных дефектов с возбужденными центрами свечения Q_c^*. Поэтому эта энергия может принимать различные значения. В зависимости от соотношения между начальными концентрациями N и n уравнение (1) имеет решение, описывающее кинетику первого и второго порядка.

а). При условии $n_0=N_0$ $n=n_0-(N_0-N)$ тушения свечения центров происходит по закону реакции второго порядка, на основании теории диффузионно-контролируемых реакций.

б). Если $N_0 >> n_0$ или $N >> n$, т.е. концентрация подвижных некоррелированных пар дефектов достаточно много. В этом случае можно предположит, что $N=N_0=const$, т.е. концентрация подвижных дефектов в ходе релаксации почти не изменяется.

Решение уравнение дает квазимономолекулярную кинетику процесса тушения свечения центров по закону кинетики первого порядка.

Но полученные теоретические кривые тушения одностадийные, а в эксперименте во многих случаях температурные тушения свечения центров происходят в двух и более стадиях.

Нами на основе ионно-диффузионной теории рекомбинации получена многостадийные кривые температурного тушения свечения центров, происходящих по бимолекулярной кинетике.

Для получения многостадийных кривых температурного тушения свечения необходимо сначала остановить процесс тушения на определенной стадии. Затем необходимо заставить начать тушение свечения на следующей стадии.

Кинетическое уравнение для процесса термического будет:

$$\eta/\eta_0 = \left[1 + \frac{4\pi r_0}{\beta}\tau_0^* D_0 \Delta m\left(\frac{n}{\Delta m} + 1\right)\cdot \exp(-(Q_g - Q_c^*)/kT)\right]^{-1} \qquad \textbf{(2)}$$

Эта формула, в отличие от формулы Мотта, учитывает влияние изменения микроструктуры кристаллической решетки на характер температурного тушения свечения центров окраски в ЩГК.

Рассмотрим некоторые случаи:

1). Если $\Delta m > O$ ($N0 >> n0$ или $N >> n^*$), т.е. концентрация подвижных дефектов N больше, чем концентрация фотовозбужденных центров окраски n^*, тогда $-\frac{n_0}{\Delta m} = \frac{n_0}{N_0} = \frac{n}{N} \prec\prec 1.$

Процесс тушения свечения центров окраски происходит по реакции первого порядка, т.е. по мономолекулярной кинетике.

2) Если $\Delta m=0$ ($N0=n0$ или, $N=n$), т.е. концентрация фотовозбужденных центров окраски n и подвижных дефектов N равны.

В этом случае процесс температурного тушения свечения ЦО происходит по квазимономолекулярной (вырожденной бимолекулярной) кинетике.

3) *Рассмотрим случай, когда $m<0$ или $N0<n$, $N<n$, т.е. концентрация подвижных дефектов N мала по сравнению с концентрацией фотовозбужденных центров окраски n. В этом случае процесс температурного тушения свечения фотовозбужденных центров окраски происходит в нескольких стадиях.*

В случае $\Delta m = - \Delta n0$ (где $\Delta n0$ - концентрация фотовозбужденных центров окраски, в котором тушение свечения происходит на первой стадии) из кинетического уравнения (2) в случае $T\to\infty$, получается;

$$\eta = \eta_0 \otimes \Delta n_{01} = \text{const} \qquad \textbf{(3)}$$

Теперь процесс тушения остановится после первой стадии полностью не завершенным, в связи с исчерпанием концентрации подвижных дефектов данного типа. Для начала следующей

стадии тушения свечения центров окраски требуется другой сорт подвижных дефектов, освобождающийся из другого сорта ловушек и взаимодействующих с данным типом фотовозбужденных центров окраски лишь при более высоких температурах. Этим и объясняется многостадийность процесса температурного тушения свечения фотовозбужденных центров окраски в ЩГК.

Таким образом, количественное описание различных особенностей кинетики тушения свечения центров в ЩГК можно провести, исходя из различных соотношений между начальными концентрациями фотовозбужденных центров и подвижных дефектов тушителей.

Объяснение структурно-чувствительного характера температурного тушения свечения центров на основе ионно-диффузионного механизма тушения

1. Влияние концентрации активатора Ag

*В кристаллах NaCl-Ag при увеличении концентрации Ag от 0,025 до 0,25 моль% на кривой температурной зависимости выхода свечения B-центров появляется новая стадия с Tm=4200 К ис nT /N3 =2,5*1012 и N3 /ν =6,3*105.*

Так **как** $\frac{n_T}{N_3} \succ \frac{N_3}{\nu}$, *то с большой вероятностью должен осуществляться ионный механизм тушения свечения, обусловленный, подходом к возбужденным центрам тушителей свечения.*

В кристалле KCl-Ag для температурной зависимости выхода свечения B-центров окраски имеет место аналогичная закономерность. С ростом концентрации Ag доля низкотемпературного спада тушения B-центров увеличивается, а высокотемпературного - уменьшается. Возможно, с ростом концентрации Ag, увеличивается концентрация центров свечения испытывающих тушение свечения на первой стадии, а концентрация центров свечения, испытывающих тушения свечения на второй температурной стадии, уменьшается.

2. Влияние дополнительных примесей Ca и Pb

С точки зрения ионной активации тушения свечения можно утверждать, что с введением ионов Ca^{++}, также как и с увеличением концентрации активатора Ag в кристаллофосфоре возникают новые виды ионов-тушителей, приводящих к низкотемпературной стадии тушения.

На температурной зависимости выхода свечения C-центров наблюдаются две стадии тушения с T_m=350°K и T_m=515°K. После введения ионов Pb^{++} первая стадия тушения с T_m=350°K сохраняется, вторая стадия свечения с T_m=515°K полностью исчезает, и появляется новая стадия.

После введения ионов Ca^{++} несколько уменьшается доля высокотемпературной стадии тушения (T_m=515°K) и возрастает доля низкотемпературной стадии тушения (T_m=350°K). Эта особенность влияния ионов Ca^{++} на температурную зависимость выхода свечения, C-центров может быть обусловлена превращением определенной концентрации ионов-тушителей, обусловленных высокотемпературную стадию тушения в ионы-тушители, обуславливающие низкотемпературную стадию тушения свечения.

3. Влияние длительности рентгенизации

На кривых температурной зависимости выхода свечения B- центров окраски наблюдаются два спада. С ростом длительности облучения в кристаллах KCl-Ag доля низкотемпературного спада убывает, при этом доля высокотемпературного спада возрастает.

Это можно объяснить тем, что с увеличением длительности рентгеновского облучения уменьшается доля ионов-тушителей приводящих к низкотемпературной стадии тушения, а концентрации ионами-тушителей, обуславливающими высокотемпературную стадию тушения свечения увеличивается.

Изменение доли низкотемпературных и высокотемпературных стадий тушения свечения центров при изменении длительности облучения можно объяснить как результат изменения относительности концентрации подвижных дефектов приводящих к тушения свечения I и II стадии.

4. Влияние пластической деформации кристаллов

При увеличении степени пластической деформации кристалла KCl-Ag доля низкотемпературной стадии тушения уменьшается, а доля высокотемпературной стадии увеличивается. Это явление аналогично действует на температурную зависимость выхода свечения длительности облучения кристалла рентгеновскими лучами.

По-видимому, для объяснения действия пластической деформации на соотношении долей низкотемпературного и высокотемпературного спадов тушения свечения, необходимо подойти также как и при объяснении действия длительности рентгеновского облучения на температурную зависимость выхода свечения В-центров в этих кристаллах.

Двух стадийный характер температурной зависимости выхода свечения и изменение соотношение между низкотемпературной и высокотемпературной стадиями тушения при различных воздействиях на кристаллофосфоры объясняются действием двух типов ионов-тушителей. Причем, ионы-тушители различных типов и могут приводить к тушению свечения центров окраски одного и того же типа в двух различных температурных интервалах с различной эффективностью.

Заключение

На основе проведенных исследований сделаны следующие выводы о механизмах и кинетики тушения свечения радиационно-наведенных термически нестабильных активаторных В-, С- и Д-центров окраски в кристаллах NaCI-Ag и KCl-Ag.

1. Установлена наличие тушение свечения радиационно наведенных В-, С- и Д-центров окраски в кристаллах NaCl-Ag. В интервале температур 300-600^{0}К наблюдается несколько температурных стадий тушения свечения каждого из этих центров.
2. Температурное тушение свечения центров окраски носит структурно-чувствительный характер. Структурно-чувствительным являются и параметры процесса тушения ε_T и С, вычисленные из температурной зависимости выхода свечения. Структурно-чувствительный характер тушения свечения свидетельствует о том, что в тушении свечения центров участвует подвижные ионы кристаллической решетки.
3. Тушение свечения может осуществляться вследствии подхода к ним различных микродефектов и их взаимодействия с возбужденными центрами.
4. На основе ионно-диффузионного механизма и кинетики тушения свечения центров выведены теоретические формулы для температурной зависимости выхода свечения, объясняющей многостадийный характер тушения свечения центров в ЩГК.

Литература:

1. *Адирович Э.И. Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов. –М. -Л. -1951, -351с.*
2. *Соболев Н.Б., Брюквин В.В., Парфианович И.А., Пензина Э.Э. Пассивная модуляция добротности оптических резонаторов с помощью кристаллов KCl. Оптика и спектроскопия. -1984, -Т.57, №5., -С 954-956.*
3. *Басиев Т.Т., Воронько Ю.К., Миров С.Б., Осико В.В., Прохоров А.И. Твердотельные перестраиваемые лазеры на центрах окраски в ионных кристаллах. – Изв. АН СССР, сер.физ. -1982, -Т. 46. №8. – С.1600-1610.*
4. Арапов Б., Арапов Т.Б., Ташкулов К., Камалов К. *Способ определения квантового выхода свечения наведенных центров в твердых телах. Вестник ОшГУ, Ош, 2002, С.16-19.*
5. Арапов Б., Арапов Т.Б., Ташкулов К., Камалов К. *Способ измерения квантового выхода излучения. Патентное изобретение. Кыргызпатент, №610, 11.10.2003.*
6. Арапов Б., Арапов Т.Б. *Механизм и кинетика тушения свечения фотовозбужденных центров в ЩГК. Вестник ОшГУ, № 5. Ош, 2002. – С.219-226.*
7. Арапов Т.Б. Бимолекулярная кинетика температурного тушения свечения центров в ЩГК. Наука и новые технологии, №2, Бишкек, 2001. – С.15-16.
8. Арапов Б., Юнусов М., Арапов Т.Б. Особенности многостадийных процессов тушения свечения центров в ионных кристаллах. Доклады АН РУз., Ташкент, 2002, - С. 17-18.
9. *Арапов Т.Б. Механизм и кинетика тушения свечения радиационно наведенных центров окраски в ЩГК. Диссерт.на соис. … канд.физ.-мат.наук. – Ош. -2004.*

РАДИАЦИОННОЕ ПОВРЕЖДЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ NaCl В ПРОЦЕССЕ ДЛИТЕЛЬНОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Баймаханулы А., Джусанбаев М., Жумабаева З.
Казахский национальный педагогический университет имени Абая, г.Алматы

Изучено влияние ионизирующего излучения на оптические свойства окрашенных и неокрашенных образцов NaCl. Получены спектроскопические характеристики кристаллов различного происхождения, предложена схема формирования синей пятнистой окраски, а также предложен возможный механизм приводящий к разрушению кристаллов каменной соли.

Influence of an ionising radiation on optical properties of the painted and unpainted samples NaCl is studied. Spectroscopic characteristics of crystals galits a various origin are received, and the scheme of formation of dark blue spotty colouring is offered, and also the possible mechanism leading to destruction of crystals of stone salt is offered.

Природные кристаллы NaCl подвергаются сильным и длительным облучениям при хранении их в толще отходов радиоактивных материалов ядерной энергетики, которые создают радиационные структурные дефекты, приводящие к разрушению кристаллов каменной соли [1]. Специально для создания больших и глубокорасположенных емкостей 1966-1979 г.г. в Казахстане (Азгирское месторождение, Атырауская область) были произведены десять подземных ядерных взрывов [2]. В связи с этим мы начали изучать [3] особенности процессов создания радиационнных дефектов в кристаллах NaCl.

Целью нашего исследования являлось изучение спектроскопических свойств кристаллов каменной синей соли Соликамского и Польского месторождений [4], установление природы синего окрашивания, получение новых экспериментальных данных об особенностях образования радиационных дефектов в монокристаллах NaCl (галит). Кроме названных солей, мы исследовали специально отобранные наиболее чистые природные кристаллы NaCl, а также кристаллы, выращенные фирмой «Korth» (Германия, в 2004 году).

Экспериментальная техника, используемая нами при образовании и отжиге создаваемых ионизирующими излучениями дефектов в области 300 К, описаны в [5]. Кристаллы галита были исследованы методами спектроскопии оптического поглощения, термоактивационной спектроскопии и рентгенолюминесценции [3]. Они охарактеризованы также и методом атомно-силовой микроскопии. Синий галит распространен в соляных отложениях разного возраста и неоднократно описывался многими исследователями [4,6,7], однако для того, чтобы понять механизм природного синего окрашивания галита необходимы систематические исследования комплексом физических методов происхождения окрашивания в каждом конкретном случае.

Выделяют многие типы окраски минералов [4], среди них необходимо отметить окраску, связанную с электронно-дырочными центрами (F- и V-центрами и F-агрегатными центрами), особенно распространенную в ЩГК. Последний тип окраски будет в дальнейшем представлять особый интерес, т.к. центры окраски этого типа присутствуют в кристаллах галита любого происхождения и могут быть легко получены путем облучения кристаллов ионизирующей радиацией.

Синяя, фиолетовая и исчезающая на свету желтая окраски вызываются воздействием радиоактивного излучения. Источником α-излучения в соляных месторождениях служит ^{40}K и сопровождающий его радиоактивный ^{87}Rb, что подтверждается неоднократно отмечавшимся фактом окрашивания галита в синий цвет в соседстве с сильвином (KCl) и другими калийными солями, а также экспериментальными исследованиями. Суммарная доза облучения галита сильвином может достигать очень значительной величины (если принять время облучения 450 - 500 млн. лет) – $(4,8 - 5,35)\cdot 10^{19}$ эВ·год/кг. Такого количества энергии более чем достаточно для возникновения синего окрашивания [6].

Главный максимум на спектрах поглощения синих кристаллов галита находится в интервале 610÷650 нм. Этот максимум обусловлен поглощением света коллоидными частицами металлического натрия, размеры которого колеблются от 50 до 80 нм. На коллоидную природу синего окрашивания указывает, кроме того, интенсивность окраски, а также наличие в синих солях плеохроизма [7]. Кроме этих косвенных данных, получено прямое доказательство

присутствия в решетке синего галита коллоидных металлических частиц: в спектре ЭПР галита обнаружена линия, принадлежащая металлическому натрию [4].

Связь с коллоидными частицами подкрепляется экспериментами, проведенными под ультрамикроскопом. На основании этого исследования Винингер делит синюю соль на три группы [6]:

1) Окрашивание посредством только центров окраски.

2) Окрашивание при помощи только коллоидных частиц.

3) Окрашивание посредством электронных центров и коллоидных частиц. Последние делятся на две подгруппы: окрашивание с преобладанием электронных центров, окрашивание с преобладанием коллоидных частиц.

Формирование коллоидных центров окраски в природе не столь очевидно и требует дополнительного рассмотрения. F-центры и R-центры, иногда также и M-центры имеются в большинстве синих солей, и, таким образом, как предпологает К. Пшибрам, в природе произошел переход от F-центров через R-, M- и X-центры к коллоидным частицам. Явление коллоидообразования в щелочных галоидах (ЩГ) изучено в работах [8 и др.], а в последние годы в работах Дубинко и др. [1]. Детальное исследование химического состава, формы и функций распределения по размерам металлических частиц позволило создать теорию роста металлических коллоидов в ЩГК [8]. Тот факт, что окрашивание в синий цвет в природе происходит без нагревания или облучения светом, объясняется большой длительностью процесса окрашивания или возрастом образцов - условиями, которые невозможно воспроизвести в лаборатории. Образование центров, окрашивающих в синий и фиолетовый цвета, установлено уже во время облучения при комнатной температуре в темноте (M- и R-центры, последние у спрессованной соли). Если ждать достаточно долго, то устойчивые центры, окрашивающие в синий цвет, могут, вероятно, увеличиться за счет F-центров, как это происходит при нагревании и облучении светом. Наиболее устойчивыми, если они образовываются, остались бы в конце концов коллоидные частицы.

Непосредственно облучение не приводит к возникновению синей окраски (NaCl окрашивается в желтый цвет). По-видимому, большая длительность процессов в природе является необходимой предпосылкой для образования коллоидных частиц. Оценить размер коллоидных частиц в образцах помогут расчеты Савостьяновой [9]. Она применила теорию Ми к случаю коллоидного натрия в каменной соли и получила кривые поглощения системы Na - NaCl для объемной доли натрия по отношению к хлористому натрию равной 10^{-6}. Из зависимости поглощения частиц от длины волны поглощаемого света была получена зависимость положения максимума поглощения коллоидных частиц от их размера. Между размером коллоидной частицы и положением максимума поглощения существует линейная зависимость: $r = 0.7\lambda_{max} - 370$. Исходя из этой зависимости получается, что в образцах из Польши и Соликамска присутствуют коллоидные частицы размерами от 45 до 80 нм. Из первой зависимости можно оценить высоту максимума поглощения коллоидных частиц, при объемной доле натрия по отношению к хлористому натрию равной 10^{-6}. Путем сравнения получившейся интенсивности максимума поглощения с экспериментальной, можно оценить объемную долю Na по отношению к NaCl. Результаты оценки приведены в таблице 1. Из таблицы 1 можно сделать заключение об объемной доли Na по отношению к NaCl: в синем образце из Польши она принимает максимальное значение $3.3\cdot10^{-6}$, в то время как в образце Соликамск 3 – $0.2\cdot10^{-6}$, т.е. коллоидных частиц в Польском образце по объему примерно в 16 раз больше. В темно-синем образце, в котором вместе с синей окраской встречаются области густой окраски, объемная доля составила $0.9\cdot10^{-6}$. Если сравнить значения объемных долей с интенсивностью окраски образцов, то визуально можно заметить, что чем темнее образец, тем больше в нем коллоидных частиц.

Таблица 1. *Оценка объемной доли натрия по отношению к хлористому натрию по положению и высоте максимума поглощения коллоидных частиц в синих образцах*

Образец	Положение максимума коллоидных частиц, нм	Высота максимума поглощения, $мм^{-1}$	Размер коллоидных частиц, Нм	Объемная доля Na по отношению к NaCl, ($\times10^{-6}$)

Соликамск-1	634	0.27	65	0.4
Соликамск-2	617	0.37	50	0.5
Соликамск-3	608	0.15	50	0.2
Соликамск-4т	620	0.66	55	0.9
Соликамск-4с	606	0.31	45	0.3
Польша	655	1.60	80	3.3

С помощью атомно-силовой микроскопии были получены снимки поверхности образцов каменной соли из Польши. В прозрачной соли обнаружено одна неоднородность эллипсоидальной формы (рисунок 1.а). Ее размер - 60-65 нм. В синей соли такие одиночные включения встречаются часто. Наблюдаются также выделения сложной формы размером до 400 нм, по-видимому состоящие из скоплений мелких эллипсоидальных включений (рисунок 1. б, в). Размер одиночных включений соответствует размерам коллоидных частиц, определенным методом оптической спектроскопии. Вместе с тем, наблюдаемые с помощью атомно-силовой микроскопии неоднородности вряд ли представляют собой именно коллоидные выделения натрия. Скорее всего на свежем сколе вещество коллоидных частиц быстро реагирует с молекулами воздуха, формируя новые фазы на поверхности скола, декорируя таким образом коллоидные частицы. Исходя из этого можно заключить, что факт наличия коллоидных выделений в синей соли и их размеры, полученные методом оптической спектроскопии, подтверждены прямым наблюдением поверхности сколов в атомно-силовом произведены эксперименты по изучению накопления дефектов под действием рентгеновского излучения.

Для моделирования процессов природного окрашивания соли были измерены спектры поглощения после пошагового облучения рентгеновским излучением синего и прозрачного образцов из Соликамска. В спектрах оптического поглощения синих образцов происходит интенсивное увеличение поглощения в полосе F-центра, а также небольшое, но ощутимое прибавление в полосе U-центра. Коллоидный максимум незначительно возрастает и сдвигается примерно на 0,1 эВ в сторону коротких волн. В образцах Соликамск 1,2 можно наблюдать очень слабое, но заметное приращение оптического поглощения в полосе 1.8 эВ, т.е. М-центров. На спектрах поглощения исходно прозрачного хорошо виден рост оптического поглощения в полосе 2,7 эВ, что соответствует энергии поглощения F-центра, а также в полосе 5,6 эВ, что соответствует U-центрам. Также можно наблюдать у прозрачных образцов рост поглощения в полосе 1,8 эВ, что соответствует М-центрам. Таким образом в ходе рентгеновского облучения происходит образование главным образом F-центров и частичная их агрегатизация в М- центры. Благодаря интенсивному образованию F-центров к концу процесса облучения прозрачные образцы приобретают насыщенную желто-коричневую, а синие - сине-зеленую окраску.

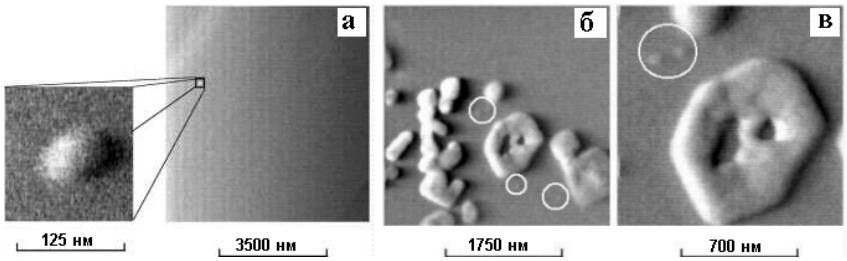


Рисунок 1. Снимки атомно-силовой микроскопии пластинок каменной соли из Польши: а - бесцветная; б, в- синяя. Кругами на снимке выделены отдельные эллипсоидальные включения.

Полученные спектры РЛ образцов (рисунок 2) во всех случаях содержат интенсивную полосу рекомбинационной люминесценции на F-центрах с максимумом при 390 нм, осложненную на длинноволновом крыле менее интенсивной полосой рекомбинации электрона на V_k - центрах и узкой полосой на ее коротковолновом крыле. Предположительно узкая полоса может быть отнесена к примесным центрам Ag^+ [10]. Для данных полос РЛ обнаружены весьма ощутимые эффекты разгорания и тушения, поэтому были проведены эксперименты по изучению кинетики РЛ. Для этого образец помещался на кристаллодержатель РЛ-установки и без промежуточного

выключения рентгеновского источника производилась повторная запись спектра до времени экспозиции 4-5 часов. Примеры изменения интенсивности излучения на разных длинах волн приведены на рисунке 3. Полоса излучения 390 нм почти во всех случаях постепенно возрастала в интенсивности и достигала стационарного значения. Интенсивности излучения при 250 и 460 нм быстро достигали максимума в первые минуты облучения и в дальнейшем медленно спадали. Т.е. в ходе облучения происходит изменение спектрального состава излучения. Кроме того было обнаружено, что характер изменения интенсивности полос излучения в ходе рентгеновской экспозиции зависит от процедуры подготовки препарата. Если для съемки спектра используется кристалл, растертый в порошок, то наблюдается начальный скачек интенсивности излучения, а затем дальнейший спад к стационарному значению того же уровня, что и в монокристалле.

Согласно полученным данным, концентрация F-центров, созданных в образцах под действием рентгеновского излучения, зависит от первоначальной окраски. В синем польском образце концентрация примерно в три раза больше, чем в прозрачном. Значения концентраций N для соликамских образцов достигают $(4\text{-}7)\times10^{16}$ см$^{-3}$. Для синего польского образца -N достигает значения порядка $1{,}5\times10^{17}$ см$^{-3}$. Для синего галита отмечается рост предельной концентрации F-центров с уменьшением суммарной концентрации примесей в образцах. В прозрачных образцах такой зависимости нет. Кроме того, повышенные предельные концентрации F-центров характерны для образцов с более высоким содержанием коллоидных частиц. Связи между суммарной концентрацией примесных элементов и скоростью роста окраски, характеризуемой R, не обнаруживается.

В результате рентгеновского облучения бесцветные кристаллы приобретают желто-коричневую окраску, в них появляются высокие концентрации F-центров и сравнительно небольшие содержания M-центров. После 3-х месячной выдержки кристаллов при комнатных температурах происходит сильное снижение оптического поглощения в F-центрах и одновременное возрастание поглощения M-центров - агрегатизированной пары F-центров. Аналогичные эффекты наблюдаются и в синей соли. Кроме того в них растет и полоса поглощения коллоидных частиц.

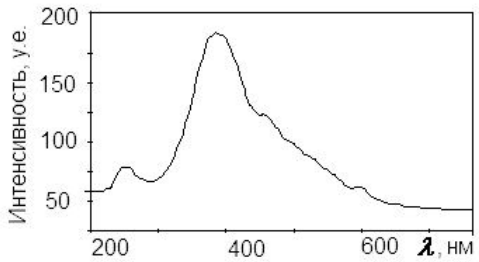


Рисунок 2. Типичный спектр рентгенолюминесценции

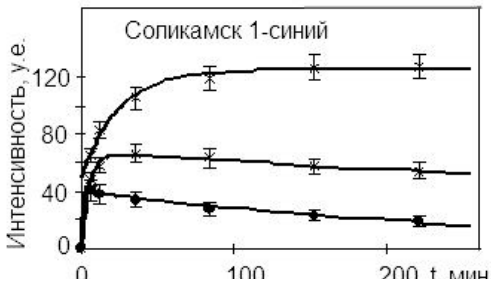


Рисунок 3. Изменение интенсивности полос РЛ в синей соли. Сверху - полоса 390 нм, в центре - 460 нм, внизу - 250 нм

На основе проведенных экспериментов предлагается следующая модель образования прозрачных бесцветных галитов с областями синего окрашивания. Прозрачный бесцветный галит на контакте с калийным минералом сильвином (KCl) (Рис. 4) подвергался воздействию в течении длительного геологического времени ионизирующего излучения, источником которого был изотоп калия радиоактивный ^{40}K. В результате облучения произошло образование F-центров. Последние, в свою очередь группируясь образовывали F-агрегатные центры (M, R, N), а затем и коллоидные частицы металлического натрия - происходило окрашивание в синий цвет. В результате природных процессов, таких как разрядка тектонических напряжений и выщелачивание, произошло растворение сильвинитовой компоненты агрегата и растрескивание оставшейся синей соли. В дальнейшем произошло залечивание образовавшихся пустот более поздним галитом. В результате образовался прозрачный галит с реликтовыми включениями синего галита. А также проведенное исследование позволяет заключать,что образование коллидных частиц и их укрупнение при длительном облучений ионизирующими излучениями приводит к разрушению кристаллов галита.

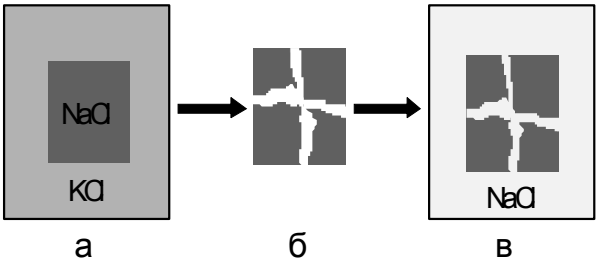


Рисунок 4. Схема формирования бесцветного галита с областями синего окрашивания: а – исходный галит-сильвинитовый сросток: б - сильвинит растворен, галит раздроблен: в - залечивание синего разрушенного кристалла прозрачным галитом новой генерации.

Литература:
1. Dubinko V.I., Vainstein D.I., Hartog, H.V., Nucl. Instr. and Meth. B, 2005. -V.228.-P.304-308.
2. Кривохатский А.С., Соколов В.А., Петров Ю.Г., Дубровин В.С. Основные характеристики радиационной обстановки после завершения серии подземных ядерных взрывов в интересах народного хозяйства на соляном месторождении Большой Азгир (Казахстан): Препринт РИ-223. М.: ЦНИИатоминформ, 1992.
3. Баймаханулы А. Вестник КазНУ им.Аль-Фараби, сер.физическая. – 2008, №1 (25). – С. 75-80.
4. Апполонов В.Н., Кощуг Д.Г., Исследование окраски галита и сильвина калийных месторождений // Физико-химические закономерности осадконакопления в солеродных бассейнах. М., Наука, 1986. С.44-52.
5. Nakonechnyi S., Kärner T., Lushchik A. et al. J. Phys: Condens. Matter 2006. -V.18. -P.379-394.
6. Пшибрам К. Окраска и люминесценция минералов. М., “Иностранная литература”, 1959
7. Пустыльников А.М. О происхождении синей окраски галита кембрийских соляных отложений Сибирской платформы. Литология и полезные ископаемые, 1975-3. С 152-157.
8. Ekmanis Yu. A., Pirogov F. V., Shvarts K. K. Radiat. Eff., 1983. –V.7, N1-4. –P. 199-208.
9. Savostjanova M. Ztschr. Phys., 1930. –Bd.64. –P. 262-268.
10.Лущик Ч.Б., Лущик А.Ч. Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах, М.: Наука, 1989.
11. Känzig W. Phys. Rev. Lett., 1960. -V.4. -P.117-118.

УДК 546.075.5

СПОСОБЫ ИЗВЛЕЧЕНИЯ «ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКОЙ» ЭНЕРГИИ КРЕМНИЕВОГО СИЛИКАТА

Баймуратова Г.[1] Омурбекова Г.К.[2] Ташполотов Ы.[3,4]
1-Ошский технологический университет,
2-Ошский государственный социальный университет,
3-Ошский государственный университет,
4-Институт природных ресурсов им.А.С.Джаманбаева ЮО НАН КР

Показаны, что небольшие концентрации высокодисперсных частиц кремния влияют на электрофизические свойства суспензии. Это связано с тем, что высокодисперсные частицы из-за размерного эффекта обладают большей реакционной способностью и находясь во взвешенном состоянии в жидкой фазе изменяет ее физико-химическое свойство. По результатам исследований сделан вывод, что при соответствующем подборе реагента(катализатора) и используя низковольтного электрического поля можно осуществить процесс ионизации оксида кремния в гетерогенной конденсированной фазе.

В настоящее время проблемы энергетики проявляются с полной очевидностью. Они с одной стороны, приобретают статус приоритетных направлений в научных исследованиях, а с другой становятся предметом обсуждения на государственном уровне во многих странах мира.

Наиболее распространен способ получения энергии путем сжигания органического топлива в атмосферном воздухе, на его долю приходится примерно 80% потребляемой энергии. Указанный способ прост, однако он имеет ряд существенных недостатков:

- источники органического топлива, из которых основными являются месторождения угля, нефти, газа, лес, истощаются и не могут быстро возобновляться;

- коэффициент полезного действия от выделившегося при сгорании тепла не превышает 40-42%;
- при осуществлении способа в промышленном масштабе происходит сильное тепловое и химическое загрязнение окружающей среды парниковыми газами и твердыми отходами.

Предпринимаемые попытки избавится от этих недостатков, за счет предварительной подготовки, газификации органического сырья, использования его различных видов и форм, модернизации аппаратурного оформления процесса сжигания, введения избытка воздуха, необходимого для сжигания топлива, относительно стехиометрически необходимого количества, и прочие не дали существенных результатов. Проведение мероприятий очистки и обезвреживания вредных парниковых газов, образующихся в результате сгорания, углекислого газа, оксидов азота, сернистого газа и др., приводит к значительному удорожанию и нерентабельности производства. Поэтому ученые заняты поиском принципиально новых источников энергии и тепла и теплоэнергетических систем.

За время существования нашей цивилизации много раз происходила смена традиционных источников (*древесина уступила место каменному углю, уголь нефти и газу, ...*) энергии на новые, более совершенные. Решение этой задачи исследователи ищут на разных направлениях. Самым заманчивым, возможно, является использование вечных, возобновляемых источников энергии - энергии воды и ветра, океанских приливов и отливов, тепла земных недр, солнца, *силикатная энергетика* и др.

Как известно, закон тепловыделения выражается формулой: $Q=K10^{3n}$, где K – коэффициент чистоты и вида топлива, $n = 0, 1, 2, 3, 4$ – порядок цепной реакции[1,2]. Для гидратации $n = 0$; для химических цепных реакций $n = 1$; для ядерных цепных реакций $n = 3$; для термоядерных цепных реакций $n = 4$. *Вид цепной реакции, для которой n = 2, пока неизвестен.*

Термодинамический анализ, проведенный в работе[3-6] показывает, что силикаты могут распадаться по цепному механизму(т.к.необходимая начальная энергия в естественном состоянии частично сколобсирована) и поэтому сегодня можно считать силикатную энергетику в качестве нового источника энергии. Расчеты показывают, что 1 кг оксид кремния в процессе чисто химической реакции распада ($n = 1$) выделяет 3550 ккал (столько же, сколько обычный уголь), а при $n = 2$ (назовем эту реакцию цепной физико-химической реакцией) выделяется $8{,}5 \cdot 10^6$ ккал энергии, т.е. может заменить 1000 т мазута. В процессе физико-химической реакции происходит фазовое превращение кремниевого соединения. Для такого превращения, т.е. для начала цепной реакции необходимо извне подвести небольшое количество начальной энергии.

В данной работе рассматривается перспективы использования силикатов в качестве топлива и энергии.

Известно, что силикаты используются в металлургической промышленности при изготовлении огнеупоров, стекла и т.д. Однако, целенаправленные исследования возможности использования силиката в качестве топлива весьма ограничены. В [3-6] утверждается, что силикатное топливо возгорается только при участии второго компонента — карбида кремния. Откуда вытекает, что кремний возможно станет альтернативным видом топлива для различных энергетических установок или устройств. Таким образом, концепция по созданию принципиально новой, экологически чистой, безотходной технологии получения дешевой энергии на нетрадиционных энергоносителях разрабатываются с 1970 года[3-6].

Однако механизм и условия протекания физико-химических реакций, т.е условия горения силиката и способы сжигания еще до конца не установлено. Однако, основываясь на результаты работ[3-6], можно заключить, что в определенных оптимальных условиях можно осуществить любые управляемые, экологически чистые реакции с получением большего количества тепловой энергии по безотходной технологии.

Известно, что при превращении тепла в работу КПД установки не зависит от физической и химической природы рабочего тела. Иначе, при превращении работы в тепловую энергию структура материалов должна оказать существенное влияние на КПД устройства. Однако абсолютная температура (Т) подлежащего обработке рабочего тела оказывает большое влияние на КПД устройства.

Как известно, КПД цикла Карно тем больше, чем больше разница T_1-T_2. Откуда можно заключить, что КПД обратного процесса следует выразить следующей формулой:

$$\eta = K\frac{E_0}{E}, \qquad (1)$$

где Е при воздействии на рабочее тело(вещество) внешним электрическим полем отражает сумму общей энергии электрического поля и электрообрабатывающего вещества; E_0 — кинетическая энергия вещества обрабатываемого электрическим полем; К — коэффициент, зависящий от физико-химических свойств вещества при электрическом воздействии.

Известно, что при превращении механической работы в тепло может быть достигнут высокий КПД, при условии, что вещество, воспринимающий энергию, находится в газообразном или жидком состоянии. Однако при использовании твёрдых тел КПД в значительной степени понижается.

Из формулы (1) следует, если, энергия электрического поля, отданная веществу незначительно отличается от потенциала ионизации вещества, то значение КПД процесса электрофизической ионизации велико. В этом случае КПД электроактивации(ионизации), можно выразить следующим образом:

$$\mu = 1 - \eta \qquad (2),$$

или

$$\mu = \frac{E - KE_0}{E} \qquad (3).$$

В целях обеспечения равновесия физических процессов, изучаемая система, как известно, не должна подвергаться влиянию скачкообразно изменяющихся воздействий, процесс должен протекать достаточно медленно. Для оптимального протекания процесса электрофизической активации, не являющегося равновесным процессом, система(рабочее тело-вещество) должна подвергаться резким скачкообразным изменениям электрической нагрузки. Внутренний физико-химический процесс должен протекать быстро, при этом каждая последующая ступень его должна быть интенсивнее предыдущей.

Из формулы (3) следует, что для повышения КПД процесса, требуется наличие достаточной подводящей энергии к системе. Совершенно очевидно, что наибольшая энергия ионизации происходит в случае воздействия на вещество с помощью электрического поля с энергией равной потенциалу ионизации вещества. Так как когда напряжение на электродах меньше потенциала ионизации вещества между электродами, разряд не зажжется(процесс горения не начнется). На самом же деле из-за затрат энергии еще и на работу выхода электронов из электродов пороговое напряжение зажигания разряда возможно больше порога ионизации вещества в 1,5-2 раза даже в статических условиях.

В наших экспериментах получения суспензии высокодисперсными твердофазными частицами, совмещался процессом их фракционирования и одновременным процессом образования суспензии с высокодисперсными твердофазными частицами кремния.

Эксперименты по изучению влияния электрического поля на физические свойства суспензии высокодисперсными порошками кварцевого песка и пищевой соды в дистиллированной воде проводились путем приложения между электродами определенное напряжение, опущенные в суспензию.

Нами установлено, что начиная с момента приложения стабильной разности потенциалов между электродами равной к потенциалу ионизации кремния, показание вольтметра при постоянном значении разности внешнего потенциала между электродами, увеличивался с 8,1 В до 13,5 В в течении 16,0 с времени воздействия электрического поля. Дальнейшее продолжение времени воздействия внешнего электрического поля на кремниевую суспензию не приводит к заметному изменению значения *U*.

Из рис.1 и 2 видно, что зависимость *U=f(t)* имеет почти линейный характер. Также можно заметить(рис.1), что за очень малого времени воздействия (0-0.31с) электрического поля на суспензию, напряжение возрастает на 2.5%, а за время 16с. на 66.7% по сравнению начальным значением приложенного напряжения.

Рис.1. Зависимость напряжения от времени воздействия электрического поля на кремниевой суспензии. Объем дистиллированной воды -150,0мл, масса кварцевого песка-20мг, масса пищевой соды- 60мг. Температура суспензии t=7^{0}С.

Полученные результаты экспериментальных исследований процесса электрофизической ионизации жидкой гетерофазы свидетельствует о том, что небольшая концентрация высокодисперсных частиц влияет на многие физико-химические свойства суспензии. Это связано с тем, что высокодисперсные частицы значительно отличаются от таких же свойств того же вещества в виде более крупных (микро- и макроскопических) объектов, тем самым находясь во взвешенном состоянии в жидкой фазе способны изменить ее свойство[7,8].

За время воздействия электрического поля суспензии происходит расщепление молекул воды. При этом, по-видимому, образуется H, OH, H_2O и H_2O_2 с последующими реакциями этих частиц в суспензии.

Рис.2. Зависимость напряжения от времени воздействия электрического поля на кремниевой суспензии. Объем дистиллированной воды - 462,5мл, масса кварцевого песка-20мг, масса пищевой соды- 60мг. Температура суспензии t=7^{0}С.

Эти процессы осуществляются за короткое время между двумя столкновениями частиц (порядка 10^{-14}с.) Через 10^{-12}с после начало воздействия электрического поля начинают превалировать возбужденные молекулы воды и положительные ионы. Но добавки в воду не большого количества реагента (пищевой соды) в несколько раз повышают ее интенсивности светоизлучения (КПД) и поэтому рекомбинации ионов с электронами завершаются быстро и в возбужденном состоянии будут находиться только атомы кремния при соответствующем потенциале ионизации(см.рис.2) Через 10^{-9}с возбужденные молекулы воды возвращаются в невозбужденное состояние, либо рассеивая энергию возбуждения при столкновениях с другими частицами в виде тепловой энергии, либо спонтанно излучая энергию возбуждения в виде фотонов. При этом количество возбужденных атомов кремния начинает превышать сумму всех остальных первичных продуктов расщепления воды в электрическом поле и в результате происходит дальнейшее увеличение напряжения, т.е при достижении критической напряженности

электрического поля между электродами в жидкотвердофазной смеси начинается лавинная ионизация.

На самом же деле из-за затрат энергии еще и на работу выхода электронов из электродов пороговое напряжение зажигания разряда обычно больше порога ионизации газа в 1,5-2 раза даже в статических условиях. Поэтому в процессе электрофизической ионизации, напряженность электрического поля между электродами вполне может достигать до 10^8 В/см. Тогда напряжение между стенками двойного слоя вблизи катода составит 10^5(10 в 5 степени)В, а величина зарядов электрона до 10^6 Кл.

Для создания такого заряда достаточно, чтобы лишь 10^{-3} % молекул в суспензии вблизи катода несли с собой "прихваченный" электрон.

Таким образом наши исследования показывают, что при соответствующем подборе реагента(катализатора) и используя низковольтного электрического поля можно осуществить процесс горения (ионизации) оксида кремния в гетерогенной среде.

Литература:

1.Бабушкин В.И., Матвеев Г.М., Мчедлов-Петросян О.П. Термодинамика силикатов / Под.ред.О.П.Мчедлова-Петросяна. 4-е изд., перераб. и доп. –М.:Стройиздат, 1986. - 408с.
2.Термодинамические свойства неорганических веществ: Справочник.– М.:Атомиздат, 1965.
3.Куликов А.И. О взаимодействии карборундовых огнеупоров с расплавами силикатов щелочных металлов. – Известия АН СССР. Сер. Неорганические материалы, 1984, т.20, №1.
4.Куликов А.И., Козловцев В.Г., Легуенко С.К. Энергоустановка на высокомодульном силикате. – Энергетика, 1994, №4.
5.Куликов А.И., Козловцев В.Г., Легуенко С.К. К вопросу о строительстве энергоустановки на безядерном минеральном топливе (высокомодульных силикатах) возобновляющимися энергоресурсами. – Энергетическое строительство, 1994, №4.
6. Куликов А.И. Новый источник энергии. – Гражданская авиация, 1990, №3.
7. Наноструктурные материалы. Перевод. с англ. А.А.Шустикова. Под.ред. Р.Ханника, А.Хилл, М.:Техносфера, 2009.-488с.
8.Суздалев И.П. Нанотехнология: физико-химия нанокластеров, наноструктур и наоматериалов.(Синергетика от прошлого к будущему). М.: КомКнига, 2006.-592с.

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ РЕЛАКСИРУЮЩИХ ПРОТОНОВ В МАТЕРИАЛАХ С ВОДОРОДНЫМИ СВЯЗЯМИ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ В КВАЗИКЛАССИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Баймуханов З.К., Калитка В.А.*, Омаркулов К.А.**
Казахский агротехнический университет им.С.Сейфуллина, г.Астана
Международная бизнес академия*, г.Караганда, Казахстан

Рассмотрена диэлектрическая релаксация в области низких температур в квазиклассическом приближении. Необходимость расчета волновой функции во всем пространстве, занимаемом кристаллом решен с помощью общих уравнений без учета конкретной формы кристаллического потенциала.

We consider the dielectric relaxation at low temperatures in the quasi-classical approximation. The need to calculate the wave function throughout prostranstve occupied by the crystal can be met by the general equations without specific form of the crystal potential.

Аналитическое исследование спектров токов термостимулированной деполяризации (ТСТД) в материалах с протонной проводимостью (кристаллогидраты, слоистые кристаллы) в области низкотемпературного максимума требует учета некоторых особенностей, связанных с характером миграции дефектов Бьеррума при температурах ниже критической, когда энергия теплового движения заметно ниже высоты потенциального барьера и туннельный коэффициент превосходит вероятность термической активации. Такие обстоятельства приводят к тому, что туннелирование становится доминирующим механизмом миграции дефектов в низкотемпературной области. В /1/ была вычислена критическая температура, разделяющая максвелловскую и дебаевскую релаксацию

$$T_0 \approx \frac{1}{2k_Б}\sqrt{\frac{\hbar^2 U_0}{2m\,\delta_0^2}}\ .$$

Из-за значительной прозрачности потенциального барьера квантовые эффекты будут играть определяющую роль в процессах миграции в области низких температур. Энергетический спектр протона в кристалле представляет собой спектр изолированной потенциальной ямы, каждый уровень которой расщеплен на подуровни за счет влияния соседних ям. Степень расщепления уровней изолированной ямы определяется способностью протона туннелировать через потенциальный барьер, что обеспечивает уширение энергетических зон низкотемпературных релаксаторов и приводит к увеличению расстояния между соседними уровнями. Возникает необходимость учета дискретности энергетического спектра, который может быть рассчитан из уравнения Шредингера для протона в кристаллах с водородными связями.

При составлении оператора Гамильтона приняты допущения:

-пренебрегаем потенциальной энергией взаимодействия протонов из-за их малой концентрации;

-поскольку масса иона анионной подрешетки много больше массы протона можно пренебречь влиянием фононной подсистемы;

-моделируем кристаллическое поле в виде одномерного периодического потенциала.

Тогда уравнение Шредингера для протона в невозмущенном кристалле принимает вид:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\phi}{dx^2} + U(x)\,\phi = E\,\phi \qquad (1)$$

где: $U(x)$ - периодическое поле кристалла (рисунок 1).

Решение уравнения (1) для периодического потенциала, даже одномерном случае, приводит к громоздкой системе линейных уравнений, позволяющей рассчитать коэффициенты ряда Фурье волновой функции протона. В случае многоямного потенциального рельефа такая задача аналитически не решается.

Рисунок 1

Для кристаллов с водородными связями возможно упрощение, поскольку диэлектрическая релаксация обусловлена диффузией тяжелых ионов и полярных групп, для которых выполняется условие квазиклассичности $m\omega\delta^2/4\hbar >> 1$.

В квазиклассическом приближении волновые функции протона могут быть записаны в общем виде без учета конкретной формы кристаллического потенциала. Согласно методу Вентцеля-Крамерса-Бриллюена волновую функцию протона в области произвольных потенциальных ямы или барьера можно представить в виде суперпозиции падающей и отраженной волн /2/.

Волновая функция протона в области j- ой ямы имеет вид /3/

$$\breve{\psi}_j(x) = \frac{\breve{C}_j}{\sqrt{p(x)}}\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int_{a_j}^{x} p(x)dx\right) + \frac{\breve{D}_j}{\sqrt{p(x)}}\exp\left(\frac{i}{\hbar}\int_{a_j}^{x} p(x)dx\right) \qquad (2)$$

соответственно в области j-го барьера

$$\hat{\psi}_j(x) = \frac{\hat{C}_j}{\sqrt{|p(x)|}}\exp\left(-\frac{1}{\hbar}\int_{b_j}^{x} |p(x)|dx\right) + \frac{\hat{D}_j}{\sqrt{|p(x)|}}\exp\left(\frac{1}{\hbar}\int_{b_j}^{x} |p(x)|dx\right) \qquad (3)$$

Запишем волновые функции в области j- го барьера, j+1- ой ямы и j+1 –го барьера с учетом рекуррентной связи между коэффициентами /3/.

С учетом принятых обозначений волновая функция в области j+1-го барьера принимает вид

$$\widehat{\psi}_{j+1} = \frac{1}{\sqrt{|p|}} e^{-\frac{1}{\hbar}\int_{\hat{b}_{j+1}}^{x}|p|dx}\left(\frac{\widehat{C}_j}{2}e^{-\eta}\cos\xi + \widehat{D}_j e^{\eta}\sin\eta\right) + \\ + \frac{1}{\sqrt{|p|}} e^{\frac{1}{\hbar}\int_{\hat{b}_{j+1}}^{x}|p|dx}\left(-\widehat{C}_j e^{-\eta}\sin\xi + 2\widehat{D}_j e^{\eta}\cos\xi\right) \qquad (4)$$

Согласно (3) имеем

$$\widehat{\psi}_{j+1} = \frac{\widehat{C}_{j+1}}{\sqrt{|p|}} e^{-\frac{1}{\hbar}\int_{b_{j+1}}^{x}|p|dx} + \frac{\widehat{D}_{j+1}}{\sqrt{|p|}} e^{\frac{1}{\hbar}\int_{b_{j+1}}^{x}|p|dx} \qquad (5)$$

Сопоставляя (4) и (5) получаем соотношение между коэффициентами волновых функций в области j-го и j+1-го барьеров, представим полученный результат в виде матрицы

$$\begin{pmatrix}\widehat{C}_{j+1}\\ \widehat{D}_{j+1}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\frac{1}{2}e^{-\eta}\cos\xi & e^{\eta}\sin\xi\\ -e^{-\eta}\sin\xi & 2e^{\eta}\cos\xi\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\widehat{C}_j\\ \widehat{D}_j\end{pmatrix} \qquad (6)$$

Согласно (6) определим коэффициенты при волновой функции в области 1–го барьера

$$\begin{pmatrix}\widehat{C}_1\\ \widehat{D}_1\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\frac{1}{2}e^{-\eta}\cos\xi & e^{\eta}\sin\xi\\ -e^{-\eta}\sin\xi & 2e^{\eta}\cos\xi\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\widehat{C}_0\\ \widehat{D}_0\end{pmatrix} \qquad (7)$$

Для j-го барьера соответственно получим

$$\begin{pmatrix}\widehat{C}_j\\ \widehat{D}_j\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\frac{1}{2}e^{-\eta}\cos\xi & e^{\eta}\sin\xi\\ -e^{-\eta}\sin\xi & 2e^{\eta}\cos\xi\end{pmatrix}^{j}\begin{pmatrix}\widehat{C}_0\\ \widehat{D}_0\end{pmatrix} \qquad (8)$$

Коэффициенты $\widehat{C}_0$ и $\widehat{D}_0$ относятся к волновой функции в области нулевого барьера

$$\widehat{\psi}_0 \approx \frac{\widehat{C}_0}{\sqrt{|p|}} e^{-\frac{1}{\hbar}\int_{-\infty}^{x}|p|dx} + \frac{\widehat{D}_0}{\sqrt{|p|}} e^{\frac{1}{\hbar}\int_{-\infty}^{x}|p|dx}$$

После несложных преобразований последнее выражение принимает вид

$$\widehat{\psi}_0 = \frac{\widehat{C}_0}{\sqrt{|p|}} e^{-\eta} e^{\frac{1}{\hbar}\int_{x}^{a_1}|p|dx} + \frac{\widehat{D}_0}{\sqrt{|p|}} e^{\eta} e^{-\frac{1}{\hbar}\int_{x}^{a_1}|p|dx} \qquad (9)$$

Здесь $\eta = \int_{-\infty}^{a_1}|p|dx$. При $x \to -\infty$ первое слагаемое в правой части (9) теряет физический смысл и волновая функция принимает вид

$$\widehat{\psi}_0 = \frac{\widehat{D}_0}{\sqrt{|p|}} e^{\eta} e^{-\frac{1}{\hbar}\int_{x}^{a_1}|p|dx} \qquad (2.10)$$

При исследовании диэлектрической релаксации в области низких температур появляется необходимость расчета волновой функции во всем пространстве, занимаемом кристаллом. В квазиклассическом приближении этот вопрос может быть решен с помощью общих уравнений без учета конкретной формы кристаллического потенциала. Кроме того, мы должны сделать расчет волновой функции по всему пространству, хотя очевидно, что за пределами кристалла волновая функция будет иметь экспоненциально затухающий характер и влиянием экспоненциально малых членов на общую картину релаксации можно будет пренебречь. Такое

обстоятельство требует решения поставленной задачи с учетом условия скачка потенциала на бесконечность на границах кристалла. Однако, даже в квазиклассическом приближении такая постановка вопроса привела бы к заметному усложнению спектральной задачи, поэтому при расчете волновых функций протона будем полагать отличной от нуля плотность вероятности за пределами кристалла.

Для протона, находящегося на произвольном уровне энергии E фиксированная J-я яма занимает область $a_j < x < b_j$ и j-ый барьер соответственно $b_j < x < a_{j+1}$ (рисунок 1), где a_j и b_j точки поворота, которые определяются формулой $E = U(x)$.

В силу поставленной задачи решение уравнения (1) принимаем в виде

$$\psi(x) = \begin{cases} \widehat{\psi}_0, x < 0 \\ \breve{\psi}_1, a_1 < x < b_1 \\ \widehat{\psi}_1, b_1 < x < a_2 \\ \vdots \\ \breve{\psi}_j, a_j < x < b_j \\ \widehat{\psi}_j, b_j < x < a_{j+1} \\ \vdots \\ \widehat{\psi}_{N-1}, b_{N-1} < x < a_N \\ \breve{\psi}_N, a_N < x < b_N \\ \widehat{\psi}_N, \infty a_N < x < +\infty \end{cases} \qquad (11)$$

Выражение (11) представляет собой волновую функцию протона во всем пространстве кристалла. Коэффициенты при волновых функциях в выражении могут быть определены с помощью рекуррентных соотношений (8).

Выражение для плотности токов деполяризации зависит от матричных элементов оператора дипольного момента протона, поэтому с целью строгого расчета численных значений плотности ТСТД, предварительно необходимо получить полное выражение для волновой функции протона, в которой были бы определены все коэффициенты.

Для строгого анализа спектров ТСТД необходимо учитывать форму потенциального барьера, поскольку квазиклассический расчет справедлив только вдали от точек поворота a_j и b_j, а вблизи этих точек волновые функции будут испытывать разрыв. Такое обстоятельство потребует сложного расчета матричных элементов оператора плотности тока, так как при интегрировании по толщине кристалла пришлось бы обходить точки a_j и b_j с целью избежания расходимости волновых функций.

Аналитическое исследование спектров ТСТД сводится к расчету параметров сравнения (энергии активации, частоты колебаний, равновесной концентрации) путем сопоставления экспериментального и теоретического графиков в области каждого максимума плотности ТСТД, что можно успешно сделать положив форму рельефа наиболее простой как для качественной оценки релаксационных процессов, так и для численного расчета плотности тока деполяризации.

Литература:

1. Тонконогов М.П. Спектроскопия кристаллов с водородными связями. Протонная релаксация. // УФН.1998.-№1.-Т. 168.-С.29-54
2. Тонконогов М.П., Векслер В.А., Орлова Е.Ф. Квантовые эффекты при дипольной поляризации твердых диэлектриков. //Изв. ВУЗов- Физика-1982.-№1-С.97.
3. Тонконогов М.П., Исмаилов Ж.Т., Фазылов К.К., Баймуханов З.К. Определение параметров релаксаторов в сложных кристаллах с водородными связями методом термостимулированных токов на примере флогопита.// Изв. ВУЗов.- Физика.-2000.-№10- С.97-99.

ТЕРМИЧЕСКИЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИХ ПОРОШКАХ ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ

С.А. Гынгазов, Е.Н. Лысенко, Т.С. Франгульян
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

С использованием комплекса базовых методов термического анализа и рентгенофазового анализа (РФА) исследовано влияние термического воздействия на структурно-фазовое состояние плазмохимических ультрадисперсных порошков (УДП) диоксида циркония. Показано, что в исходном состоянии УДП нестабилизированного ZrO_2 характеризуется повышенным (до 55 масс%) содержанием частиц тетрагональной фазы. Отжиг порошка в температурном интервале T=(700-1000) °C вызывает рост кристаллитов t-ZrO_2 фазы, повышение степени тетрагональности кристаллической решетки (c/a). При этом значительная доля частиц t-фазы испытывает необратимый полиморфный t →m переход. Полная трансформация t-ZrO_2 фазы в моноклинную фазу происходит в результате нагрева порошка до T=1300 °C.

Using a set of basic methods of thermal analysis and X-ray diffraction (XRD) investigated the influence of thermal effects on the structural-phase state of the plasma-ultrafine powders (UDP) of zirconium dioxide. It was shown that in the initial state of UDP non-stabilized ZrO_2 is characterized by elevated (up to 55 wt%) particle content of the tetragonal phase. Annealing the powder in a temperature range of T = (700-1000) ° C causes the growth of crystallites t-ZrO2 phase, increasing the degree of tetragonal lattice (c/a). A significant proportion of particles t-phase undergoes an irreversible polymorphic transition t→m. Complete transformation t-ZrO_2 phase to the monoclinic phase takes place by heating the powder to T=1300 °C.

В настоящее время при производстве высокотехнологичной керамики на основе диоксида циркония акцент делается на использовании порошков повышенной дисперсности. Хорошо известно, что способ и условия синтеза ультрадисперсных порошков (УДП) определяют их важнейшие характеристики (фазовый и химический состав, дисперсность, морфологические особенности и т.д.), которые, в конечном итоге, оказывают значительное влияние на физико-механические свойства керамического материала. Поэтому проблема получения и исследования свойств УДП уже на протяжении длительного времени не теряет своей актуальности.

Среди большого числа существующих на данный момент различных методов синтеза УДП значительный интерес представляет разработанный авторами [1 – 3] метод плазмохимического синтеза порошков диоксида циркония, осуществляемый путем термического разложения водных растворов нитратов циркония в плазме высокочастотного разряда. Преимущество его заключается в высокой производительности, что исключительно важно для массового производства керамики на основе диоксида циркония.

Структурно-фазовое состояние УДП плазмохимических порошков диоксида циркония в исходном состоянии было изучено на достаточно хорошем уровне в ряде работ [3-5]. Для практического использования УДП немаловажное значение имеют сведения о структурно-фазовых превращений, протекающих при их нагреве. К сожалению, для УДП диоксида циркония, синтезированного плазмохимическим методом, такие данные отсутствуют.

В настоящей работе ставилась задача с использованием комплекса базовых методов термического анализа и рентгенофазового анализа (РФА) исследовать влияние термического воздействия на структурно-фазовое состояние плазмохимических УДП диоксида циркония.

Методика эксперимента. Объектом исследования являлись УДП порошки нестабилизированного диоксида циркония, синтезированные методом разложения водного раствора азотнокислой солей циркония в плазме высокочастотного разряда. Изменение массы и тепловые эффекты в процессе нагрева исследуемых порошков регистрировали одновременно с помощью анализатора STA 449 C Jupiter (фирма Netzsch, Германия) с чувствительностью весов 0.1 мкг. Исследуемый порошок помещали в корундовый тигель. Нагревание его осуществляли в воздушной среде. Скорость нагрева и охлаждения порошковой пробы составляла 30 град/мин. Для корректного измерения базовых линий эталонный тигель нагружали инертным веществом – порошком из Al_2O_3, масса которого была равна массе исследуемого материала. Для исследования продуктов выделения из порошковой пробы при ее нагреве использовали квадрупольный масс-спектрометр QMS 403 Aëolos (фирма Netzsch, Германия) сочлененный с анализатором STA 449C.

Все измеренные экспериментальные зависимости корректировали путем вычитания базовых линий.

Рис. 1. Температурные зависимости изменения массы (кривая ТГ), скорости изменения массы (кривая ДТГ) и теплового потока (кривая ДСК) при нагреве порошка диоксида циркония.

Рис. 2 . ДСК и ТГ зависимости при охлаждении порошковой пробы в первом цикле калориметрических измерений.

Ренгенофазовый анализ исследуемых порошков проводили на дифрактометре ARL Xtra с использованием монохроматизированного CuK_{α} рентгеновского излучения. Полученные рентгенограммы обрабатывали методом полнопрофильного анализа с использованием программного комплекса *Powder Cell* 2.4. Ступенчатый термический отжиг порошка для РФА проводили в печи сопротивления СНОЛ.

Экспериментальные результаты. Типичные результаты комплексного термического анализа порошка ZrO_2 показаны на рисунках (1-3).

Представленные на рисунке 1 зависимости характеризуют изменение массы при нагреве исследуемой порошковой пробы (кривая ТГ), скорости этого процесса (кривая ДТГ), а также тепловые эффекты (кривая ДСК). Согласно данным термического анализа нагрев порошка до T=1300°C сопровождается уменьшением его массы на ~ 2.3%. Причем наибольшие ее потери (≈ 2%) приходятся на интервал температур T=(100-700) °C, в пределах которого на кривой ДТГ присутствуют два широких максимума при T= 250 и 500 °C.

Рис. 3. Термограммы компонент масс-спектра порошка для продуктов выделения с m/z =18; 30 и 44.

Результаты синхронных масс-спектрометрических измерений показали, что в указанном температурном диапазоне в регистрируемом масс-спектре присутствуют пики с массовыми числами m/z =18; 30 и 44, которые свидетельствовали о выделении из порошковой пробы молекул H_2O^+, CH_2O^+, CO_2^+, соответственно. При этом наиболее интенсивным являлся пик с m/z=18. Наличие в масс-спектре пиков с m/z = 30 и 44 свидетельствует о присутствии в порошке остатков органических веществ, участвующих в технологическом процессе синтеза.

Температурные зависимости значений ионных токов для пиков с массовыми числами m/z =18; 30 и 44, приведены на рисунке 3. На зависимости, характеризующей выделение воды из порошка, видны несколько температурных участков, где процесс протекает с максимальной скоростью. Это указывает на то, что вода присутствует в порошке в различном связанном состоянии: в виде различного типа адсорбатов, а также кристаллизационной воды. Проведенные исследования указывают на существование удовлетворительной корреляции между изменением массы порошка и выхода регистрируемых молекулярных ионов в температурном диапазоне T= (100-700) °C. Но при этом на кривой ДСК (рисунок 1) отсутствовали явно выраженные тепловые пики, сопровождающие протекание этих процессов. Однако наблюдался широкий размытый максимум.

Дальнейший нагрев порошка до T=1300°C вызывал незначительное уменьшение его массы и сопровождался появлением на кривой ДСК (рис.1) двух интенсивных эндотермических пиков: низкотемпературного (НТ) и высокотемпературного (ВТ). Обнаруженные эндотермические эффекты являются следствием протекания в УДП ZrO_2 при повышенных температурах определенных структурно-фазовых превращений. При охлаждении порошка наблюдается обратный полиморфный переход, которому соответствует появление на кривой ДСК экзотермического пика при $T_{макс} \approx 800°C$ (рис. 2). При повторном нагреве порошковой пробы кривая ДСК претерпевала существенные изменения (рис.4). Исчезал НТ эндотермический пик, что является свидетельством необратимого характера структурных преобразований, обуславливающих этот тепловой эффект.

Рис. 4. ДСК зависимости при повторном нагреве и последующем охлаждении УДП ZrO_2

Кроме того, увеличивалась интенсивность ВТ пика с $T_{макс}$≈1163°С, а экзотермический пик, регистрируемый на стадии охлаждения, смещался в область повышенных температур ($T_{макс}$ ≈830°С). Причем по величине эндо и экзотермические тепловые эффекты после повторного нагрева становились одинаковыми. Приведенные на рисунке 4 зависимости хорошо воспроизводились при последующем термоциклировании порошка (многократных повторных калориметрических измерениях), что свидетельствует об обратимом характере структурных превращений, обуславливающих эти тепловые эффекты.

С целью установления характера протекающих термостимулированных структурно-фазовых превращений был проведен РФА порошков после их ступенчатого термического отжига в интервале температур Т=(300-1300) °С. Скорость нагрева и охлаждения порошка составляла 10 град /мин. Изотермическая выдержка не проводилась.

Результаты рентгенофазовых исследований приведены в таблице 1, из которой видно, что в исходном состоянии исследуемый порошок ZrO_2 содержал две фазы: моноклинную (m) и тетрагональную (t) в количестве 45 и 55 масс %, соответственно.

Причем массовая доля t-фазы в порошке была достаточно высокая, что согласуется с данными предшествующих исследований [3] и является одной из характерных особенностей УДП ZrO_2. Хорошо известно [6], что высокотемпературная модификация в нелегированном ZrO_2 является нестабильной при комнатной температуре, если размер ее структурных элементов превышает критический размер $R_{кр}$, равный ≈ 30 нм. Если реализуется обратная ситуация, t –фаза ZrO_2 может становиться термодинамически равновесной при низких температурах и сохраняться длительное время при комнатной температуре. Этот, так называемый эффект размерной стабилизации, и может быть причиной высокого содержания в порошке t-фазы ZrO_2. Действительно, из данных, приведенных в таблице 1, видно, что средний размер кристаллитов частиц тетрагональной фазы порошка составляет L ≈ 15 нм. Это значение почти в два раза меньше величины $R_{кр}$.

Таблица 1. Фазовый состав и структурные характеристики УДП ZrO_2

Темпер. отжига Т, °С	Содерж. m- фазы, масс.%	Содерж. t-фазы , масс.%	Параметры решетки t-ZrO_2, Á	Параметры решетки m-ZrO_2, Á	L_t, нм t-ZrO_2	L,нм m-ZrO_2
Без отжига	45.0	55.0	а=в=5.091;с=5.176 с/а=1.0166	а=5.149;в=5.209; с=5.315	14	56
300	45.0	55.0	а=в=5.0897;с=5.176 с/а=1.0169	а=5.15;в=5.208; с=5.317	15	59
500	46.0	54.0	а=в=5.0897;с=5.176; с/а=1.0166	а=5.153;в=5.21; с=5.32	15	52
700	56.0	44.0	а=в=5.0869;с=5.179; с/а=1.018	а=5.151;в=5.207; с=5.319	21	50
1000	90.0	10.0	а=в=5.0883;с=5.185; с/а=1.0189	а=5.15;в=5.208; с=5.322	39	53
1100	95	5.0	а=в=5.0897;с=5.185; с/а=1.0187	а=5.147;в=5.204; с=5.319	44	67
1300	100	-	-	а=5.148;в=5.207; с=5.314	-	85

Примечание: L-размер кристаллитов

Анализ результатов, полученных методами термического и рентгенофазового анализов, позволил выделить три основные температурные области, в пределах которых протекают различные процессы, изменяющие состояние УДП ZrO_2. Первая из них приходится на диапазон Т≈(25-700) °С. Из сопоставления экспериментальных данных, представленных на рис. 3 видно, что

в этой области происходит активное выделение из порошковой пробы молекулярных ионов H_2O^+, CH_2O^+, CO_2^+. Несмотря на это структурно-фазовое состояние УДП (таблица1) остается неизменным. Присутствующая в порошке t – ZrO_2 фаза устойчива к такой термообработке.

Наиболее существенные изменения в структурно-фазовом состоянии УДП приходятся на второй температурный диапазон отжига T=(700-1000) °C, в пределах которого на кривой ДСК (рис.1) регистрируется эндотермический тепловой эффект. В этом температурном интервале отмечается рост размера кристаллитов t-ZrO_2 фазы. Их размер становится больше критической величины, необходимой для ее стабилизации при комнатной температуре. Поэтому частицы t-фазы испытывают необратимый полиморфный t →m переход, увеличивая тем самым содержание m-фазы в порошке. Кроме того, из таблицы 1 видно, что отжиг порошка в области температур T=(700-1000)°C приводит к повышению степени тетрагональности кристаллической решетки (c/a) за счет увеличения параметра (c). При этом размер кристаллитов моноклинной фазы и параметры ее кристаллической решетки практически не менялись.

Как правило, при полиморфном t →m переходе происходит выделение тепла. Однако результаты калориметрических исследований (рис.1) свидетельствуют об эндотермическом характере теплового эффекта в области T=(700-1000) °C. На данный момент не представляется возможным дать однозначное объяснение данному противоречию. На наш взгляд, указанное несоответствие может быть следствием протекания при нагреве порошка нескольких физико-химических процессов. В этом случае будет регистрироваться результирующий тепловой эффект, направленность которого будет зависеть от величины и направленности тепловых эффектов всей совокупности элементарных процессов, приходящихся на анализируемый диапазон температур.

В пределах третьего диапазона температур от 1000 до 1300°C тетрагональная фаза полностью трансформируется в моноклинную фазу. Причем такая трансформация сопровождается резким увеличением среднего размера кристаллитов m-фазы. Как известно [7], фаза m - ZrO_2 при T > 1100°C является нестабильной и испытывает полиморфный переход в тетрагональную модификацию. При этом структурная m→t трансформация сопровождается поглощением тепла. В процессе последующего охлаждения осуществляется обратный полиморфный переход t →m с выделением тепла. Само по себе присутствие ВТ эндотермического пика на кривых ДСК (рис. 1, 4) при нагреве и экзотермического пика при последующем охлаждении (рис.2, 4) хорошо укладывается в рамки этих общепринятых представлений. Вместе с тем нами обнаружены также и определенные особенности в протекании полиморфных превращений в исследуемых порошках.

К ним относится существенная разница между величинами тепловых эффектов ($Q_{m\to t}$) прямого m→t перехода при первом и повторном нагревах порошка (рис. 1 и 4). Такое же отличие между величиной $Q_{m\to t}$ и тепловым эффектом обратного t→m перехода ($Q_{t\to m}$) в диоксиде циркония было зарегистрировано при первом цикле калориметрических измерений (рис.1 и 2). В принципе полученные в работе результаты допускают возможность небольшого отличия величин $Q_{m\to t}$ и $Q_{t\to m}$. Это утверждение основывается на следующих соображениях. По данным рентгенографических исследований (таблица 1) в температурном диапазоне отжига T=(1000-1300) °C массовая доля моноклинной фазы увеличивается, примерно, на 10 %. Только после нагрева до T=1300°C достигается ее 100% содержание в порошке. Поэтому при подходе к температуре полиморфного m→t перехода в порошке еще может сохраняться небольшое (не более 5-10)% количество тетрагональной фазы. Так как массовое содержание m–фазы, участвующей в прямом m→t переходе оказывается меньше, чем массовое содержание t–фазы, участвующей при обратном t→m полиморфном переходе, то $Q_{m\to t}$ должна быть меньше $Q_{t\to m}$. Но в этом случае разница между ними не должна превышать (5-10) %. Согласно данным калориметрических исследований $Q_{t\to m} > Q_{m\to t}$ почти на 40%.

Заслуживает внимания также установленный в работе факт влияния термоциклирования на температуру обратного полиморфного t→m перехода, протекающего на стадии охлаждения УДП ZrO_2. При повторном цикле измерений (рис.4) она смещается в область повышенных температур по сравнению с первым циклом. Выяснение причины отмеченных особенностей в протекании полиморфных переходов при термообработке УДП ZrO_2 будет предметом дальнейших исследований.

Выводы:

1. В исходном состоянии синтезированный плазмохимическим методом УДП нестабилизированного ZrO_2 характеризуется повышенным (до 55 масс%) содержанием частиц тетрагональной фазы, что связано с размерным эффектом ее стабилизации.

2. Нагрев порошка в интервале T≈(25-700) °C, сопровождающийся выделением из него таких продуктов как H_2O, CH_2O и CO_2, не влияет на его структурно-фазовое состояние.

3. Отжиг порошка в температурном интервале T=(700-1000) °C вызывает рост кристаллитов t-ZrO_2 фазы, повышение степени тетрагональности кристаллической решетки (c/a). При этом значительная доля частиц t-фазы испытывает необратимый полиморфный t →m переход, увеличивая тем самым содержание m-фазы в порошке. Протекание указанных процессов сопровождается эндотермическим эффектом. Полная трансформация t-ZrO_2 фазы в моноклинную фазу происходит в результате нагрева порошка до T=1300 °C.

4. Протекание обратимых m↔t полиморфных фазовых превращений в исследуемых порошках характеризуется определенными особенностями, которые сказываются на характеристиках фазовых трансформаций. Обнаружено существенное отличие между величинами регистрируемых тепловых эффектов m↔t переходов в ZrO_2 в первом цикле калориметрических измерений. При повторном измерении порошка энтальпии m↔t полиморфных переходов становятся одинаковыми. При этом температура t→m перехода смещается в область более высоких температур.

Работа выполнена в рамках НИР по Госзаданию «Наука» (Рег. № 7.1122.2011 от 23.11.2011).

Литература:

1. Дедов Н.В., Дорда Ф.А., Коробцев В.П., Кутявин Э.М.. Соловьев А.И. Плазмохимический способ получения ультра и тонкодисперсных порошков оксидов металлов и области их применения. // Новые промышленные технологии. – 1994. – №1(221). – С.38-42.
2. Патент № 2076069 (РФ). Способ получения тонкодисперсного порошка диоксида циркония / Дорда Ф.А., Дедов Н.В., Коробцев В.П., Степанов. И.А., Уткин С.В. Опубл. 27.03 1997.
3. В. К. Ларин., В. М., Кондаков, Е. Н., В.А. Малый., В. А., Матюха, Н.В. Дедов, Э. М. Кутявин., Ю. Н. Сенников., И. А. Степанов, Ю. Ф Иванов. Плазмохимический способ получения ультрадисперсных порошков оксидов металлов и перспективные направления их применения. // Известия Вузов. Цветная металлургия. – 2003. – №5. – С. 59-64.
4. Иванов Ю.Ф., Дедов Н.В. Структурно-дифракционный анализ наномерных порошков диоксида циркония. // Физика и химия обработки материалов. – 1995. – №1. – С. 117-123.
5. Иванов Ю.Ф., Туманов Ю.Н., Дедов Н.В., Хасанов О.Л. Структура и фазовый состав наноструктурного порошка на основе диоксида циркония , изготовленного методами плазмохимического синтеза. //Физика и химия обработки материалов. – 2012. – №5. – С.37-45.
6. Garvie R.C. Stabilization of tetragonal structure in zirconia microcrystals. // J. Phys. Chem. – 1978. – V.82, №2. – P. 218-224.
7. Физико-химические свойства окислов / Под ред. Г.В. Самсонова. – М.: Металлургия, 1978. – 472 с.

УДК: 681.322:533.9

О ВЛИЯНИИ СОБСТВЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПОТОК ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ

А. Жайнаков, Дж.О. Усенканов
Институт горного дела и горных технологий им. У. Асангазиева КГТУ, г. Бишкек

В гидродинамике пределом ламинарного потока являются числа Рейнольдса порядка 100÷500. Экспериментальные исследования показывают, что для электродугового потока плазмы эти числа могут быть значительно выше. Проведенные на основе системы МГД уравнений расчеты подтвердили результаты экспериментальных исследований и позволили выяснить, что основным фактором ламинаризации потока плазмы является собственное магнитное поле электрической дуги.

In hydrodynamics limit of laminar flow are the Reynolds number of about 100 ÷ 500. Experimental studies show that the arc plasma flow, these numbers may be much higher. Carried on the basis of a system of MHD equations calculations confirmed the results of experimental studies and allowed to find out that the main factor of the plasma flow is laminar own magnetic field of an electric arc.

Введение и проблема. Исследование закономерностей развития потока электродуговой плазмы в канале и в свободной области, а также исследование устойчивости ламинарного режима течения в зависимости от расхода газа и силы тока представляет интерес для понимания механизмов возбуждения турбулентности и условий перехода ламинарного потока к турбулентному режиму течения [1-3]. В каналах электродуговых нагревателей газа большую роль в установлении режима течения играют джоулево тепловыделение, электромагнитное взаимодействие, перенос излучения, развитие собственных плазменных неустойчивостей [1], что усложняет механизмы возбуждения турбулентности, и гидродинамическое число Рейнольдса не является единственным критерием этого перехода. Как отмечено в [2], даже в ламинарном потоке возникают пульсации температуры и других характеристик плазмы. Существенное влияние на структуру течения оказывают параметры дугового разряда, геометрия канала, состав плазмообразующего газа, способы его подачи в канал и др. Несмотря на определенные успехи в развитии теории устойчивости ламинарных течений газа [4], до сих пор не исследованы критерии, определяющие возникновение турбулентности в каналах электродуговых генераторов плазмы [5].

Из-за нелинейности магнитогидрогидродинамических уравнений и наличия малых параметров при старших производных возникают определенные проблемы как при их аналитическом рассмотрении, так и при численном эксперименте. Вместе с тем, при заданных стационарных условиях в задаче о течении газа в канале существует стационарное решение уравнений гидродинамики, которое реализуется при любых числах Рейнольдса [6]. Это подтверждается и многочисленными экспериментами, когда путем уменьшения возмущений на входе в канал можно “затянуть” до очень высоких чисел Re переход от ламинарного режима течения к турбулентному [7]. Такие «идеальные» условия течения описываются стационарными уравнениями Навье-Стокса при соответствующем выборе граничных условий. Однако не всякое решение уравнений может осуществиться на практике. Это связано с тем, что все реально существующие стационарные течения должны не только удовлетворять уравнениям гидродинамики, но должны еще быть устойчивыми по отношению к малым возмущениям. Если же возникающие в потоке газа сколь угодно малые возмущения стремятся возрасти со временем, то движение становится неустойчивым и существовать в стационарном виде не может. Подобная зависимость наблюдается и при течении газа в канале плазмотрона [8]: при малых скоростях потока дуга горит устойчиво и реализуется стационарное течение, а с увеличением расхода (скорости ввода газа в канал) устойчивость нарушается, и стационарное течение не реализуется. Очевидно, что наличие в канале полостей, уступов, диафрагм и т.п., играющих роль естественных факторов возмущения, ограничивает возможность осуществления устойчивого ламинарного течения при увеличении расхода газа. Это должно приводить к реализации четкой границы раздела между ламинарным и турбулентным режимами течения, как в натурных, так и в вычислительных экспериментах.

Известно, что в задачах обтекания тел жидкостью при Re~10÷50 течение является безотрывным, при Re ≤300 течение в следе остается стационарным, но за обтекаемым телом образуется пара присоединенных вихря (двухмерная задача), при увеличение Re~100÷10000 в следе за телом развиваются периодические колебания (вихревая дорожка Кармана).

В работе [9] обобщаются экспериментальные и теоретические исследования обтекание тел электропроводящей жидкостью в магнитном поле. В частности, на основе экспериментальных исследований показано, что совершенно аналогичная смена характера течения наблюдается, если на поток с определенным числом Re воздействовать последовательно возрастающим магнитным полем. Подавление нелинейных эффектов под воздействием внешнего поля наблюдается и для течения электропроводящей жидкости в трубе.

В работах [10-12] проведены экспериментальные и численные исследования потоков электродуговой плазмы сварочного плазматрона в зависимости от расхода плазмообразующего газа. Показано, что в свободной области столба дуги, с увеличением расхода газа, наблюдается переход ламинарного течения в турбулентный режим. На основе двумерных МДГ уравнений в

переменных "вихрь-функция тока" тока показано, что при определенных условиях не удается достичь сходимости разностной задачи.

Модель. В данной работе на основе двумерных МДГ уравнений с использованием естественных (скорость-давление) переменных проводится расчет характеристик электродугового потока плазмы сварочного плазматрона. Плазмообразующий газ радиально подводится в область дугового разряда между рабочим торцом катода и верхним срезом сопла, разогревается в канале и выходит в свободное пространство в виде плазменного потока с последующим растеканием у поверхности плоского анода. Цель работы: сравнить результаты расчетов в переменных "вихрь-функция тока" и в естественных переменных; определить область устойчивости численного решения при изменении расхода газа и силы тока, и установить для заданной геометрии их предельные значения, удовлетворяющие условиям перехода ламинарного режима течения в турбулентное течение.

Для описания течения и нагрева газа предполагается, что протекающие процессы стационарны, течение ламинарное и осесимметричное, излучение объемное, плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия. Система МГД уравнений непрерывности, Навье-Стокса, баланса энергии, Максвелла и закон Ома, записываются в виде [1]:

$$\nabla\cdot(\rho\vec{V})=0,$$

$$\rho(\vec{V}\cdot\nabla)\vec{V}=-\nabla\left(P+\frac{2}{3}\eta\nabla\cdot\vec{V}\right)+2\nabla\cdot(\eta\dot{S})+\vec{j}\times\mu\vec{H},$$

$$\rho C_P\left(\vec{V}\cdot\nabla\right)T=\vec{V}\cdot\nabla P+\vec{j}\cdot\vec{E}+\nabla\cdot\left(\lambda\nabla T\right)-\psi,$$

$$\nabla\times\vec{E}=0,\quad \nabla\times\vec{H}=\vec{j},\quad \vec{j}=\sigma\vec{E}.$$

Система дополняется интегральными соотношениями сохранения тока дуги и расхода газа: $I=2\pi\int_0^R j_z r dr$, $G=2\pi\int_0^R \rho u r dr$ и зависимостями коэффициентов переноса и теплофизических свойств плазмы от температуры и давления [1].

Обозначения: $\vec{V}(v,0,u)$ - скорость, $\vec{j}(j_r,0,j_z)$ - плотность электрического тока, $\vec{E}(E_r,0,E_z)$, $\vec{H}(0,H_\varphi,0)$ - напряженности электрического и магнитного полей, T, P – температура и давление, μ - магнитная постоянная, $\dot{S}$ - тензор скоростей деформаций, ρ, σ, λ, η, ψ, C_P – соответственно плотность, электропроводность, теплопроводность, вязкость, излучательная способность и удельная теплоемкость. Индексы r, z, φ - соответствуют осям цилиндрической системы координат, R – значениям на стенке.

При численном решении МГД уравнений в физических переменных система приводится к дивергентной форме и, с учетом осевой симметрии, записывается в цилиндрической системе координат в обобщенном виде: $\frac{\partial}{\partial r}\left(C_\phi v\phi-D_\phi\frac{\partial\phi}{\partial r}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(C_\phi u\phi-D_\phi\frac{\partial\phi}{\partial z}\right)=S_\phi$, где переменная $\phi=(T,\ \chi=rH_\varphi,\ v,\ u,\ P)$ и значения нелинейных коэффициентов C_ϕ, D_ϕ, S_ϕ устанавливаются из соответствия исходным МГД уравнениям. При этом закон Ома и уравнения Максвелла сводятся к уравнению для функции электрического тока $\chi=rH_\varphi$.

Граничные условия для каждой зависимой переменной ($\phi=v,\ u,\ P,\ T,\ \chi$) задаются по замкнутому контуру, ограничивающему ее расчетную область. Начальные распределения скорости и функции электрического тока на входе в канал определяются из решения одномерных МГД уравнений по заданным значениям силы тока, расхода газа, геометрическим параметрам канала и температуры газа $T=T_R$. На охлаждаемых стенках канала и электродах используются условия прилипания и непроницаемости, на оси - условия симметрии. На свободной границе используются условия нормального втекания-вытекания газа, давление атмосферное. Вблизи поверхности катода используются экспериментальные данные по распределению температуры и радиусу привязки дуги к электроду. Размеры и расположение анодной привязки дуги, распределения плотности тока и температуры плазмы вблизи электрода устанавливаются в процессе численного решения как результат самосогласованного взаимодействия тепловых, электромагнитных и газодинамических характеристик.

Обозначения: $\vec{V}(v,u,0)$ - скорость, T– температура, h – энтальпия, P – давление, $\vec{H}(0,0,H_\varphi)$ - напряженность магнитного поля, $\vec{j}(j_r, j_z, 0)$ - плотность электрического тока, μ - магнитная постоянная, ρ, σ, λ, ψ, η, C_P – соответственно плотность, электропроводность, теплопроводность, излучательная способность, вязкость и удельная теплоемкость при постоянном давлении, R–внешний радиус канала. Индексы r, z, φ - соответствуют осям цилиндрической системы координат, R – стенке, k – катоду.

Решение дифференциальных уравнений проводится методом конечных разностей. Дискретизация уравнений осуществляется на неравномерной сетке методом контрольного объема. В дискретных аналогах уравнений коэффициенты переноса на гранях контрольных объемов определяются гармонически средним значением, что позволяет вести расчет тепловой задачи непрерывным образом, включая электрод и стенки канала, с автоматическим выполнением условий сопряженного теплообмена на границе раздела сред. При решении разностных уравнений используются методы итераций, нижней релаксации и прогонки в радиальном направлении. Поле течения рассчитывается с помощью алгоритма SIMPLE [9].

Результаты расчета и их обсуждение. Для расчета характеристик дугового потока задаются (рис. 1): G=100-250 мг/с, I=50÷100 А, T_R=300 К, давление на выходе P_0=0,1 МПа, длина и радиус канала 6 мм, R=1.5 мм, межэлектродное расстояние 10 мм, радиус привязки дуги к катоду R_k=1 мм. В качестве плазмообразующего газа используется аргон и углекислый газ.

Рассмотрим устойчивость полученных решений в области предельных значений силы тока и расхода газа (отметим, что сходимость к решению при G>200 мг/с, I=70 А достигалась выбором параметра нижней релаксации 0,05÷0,1).

Как показывают вычислительные эксперименты, при расходах G≤ 210 мг/с (I=70 А) малые возмущения численного решения быстро затухают и не нарушают картину течения,

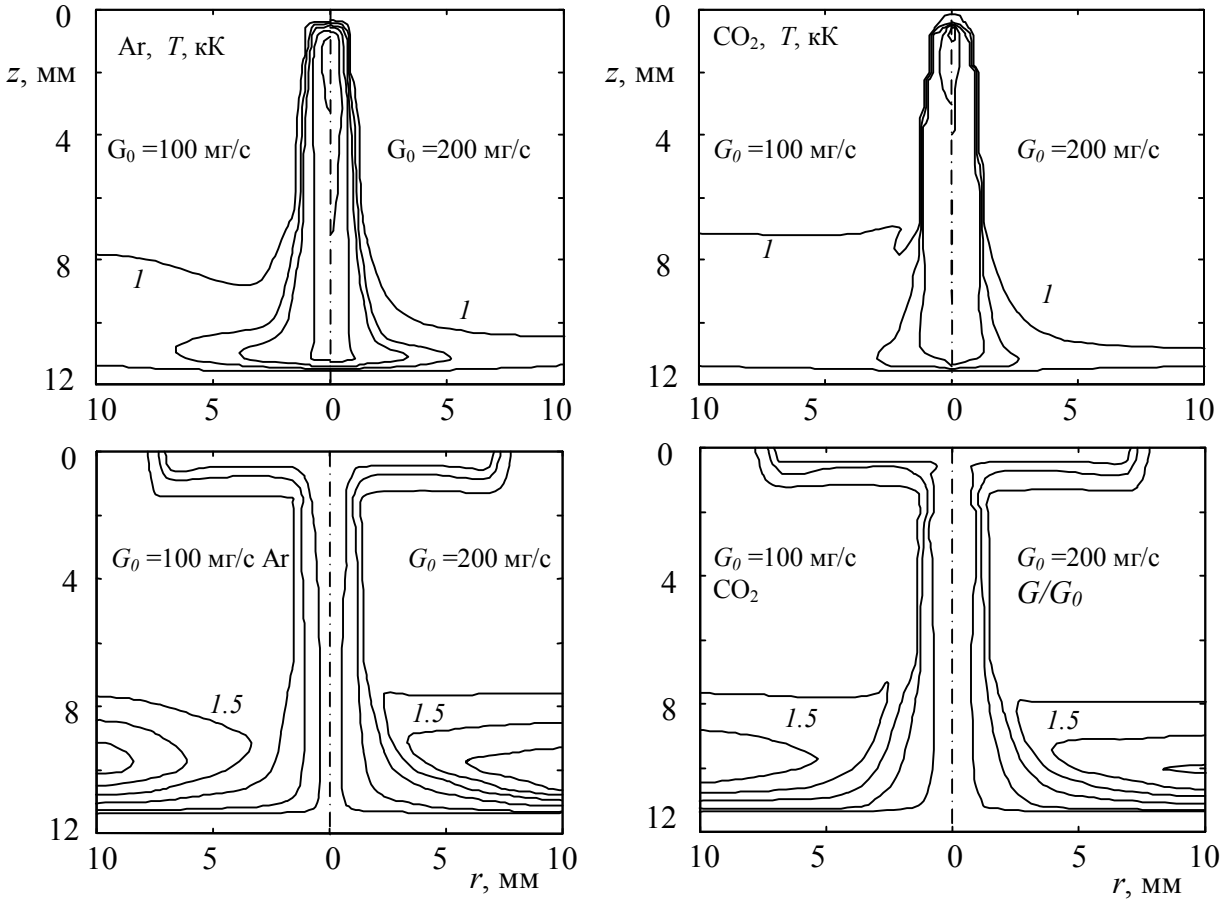


Рис. 1. Линии тока газа (G/G_0= 0.05, 0.3, 0.9, 1.5, 2, 2.5) и изотермы дуги (T= 1, 5, 10, 15, 20 кК) в аргоне и в углекислом газе; I=70 А.

что указывает на устойчивость полученного решения. При этих условиях формирование потока определяется в основном молекулярными эффектами и величины молекулярной вязкости достаточно, чтобы сделать эти течения гидродинамически и численно устойчивыми.

Другая картина наблюдается при G>210 мг/с: в процессе итераций возмущения нарастают и существенно изменяют структуру течения. В итерационном цикле формирование параметров потока носит хаотически осциллирующий характер. Такое «нестационарное» поведение промежуточных решений не соответствует исходной математической модели, а алгоритм расчета теряет свои демпфирующие свойства. Это значит, что при G>210 мг/с (I=70 А) молекулярный диссипативный механизм не обеспечивает сходящегося решения, а величины вязкости уже недостаточно для стабилизации ламинарного течения, и оно становится турбулентным. Появление осциллирующих решений в результате роста малых возмущений можно рассматривать как переход к турбулентности. Подобное развитие турбулентности получено в работах [14-15] при числах $Re>Re_{кр}$. Зона осцилляций характеристик дугового потока заметно проявляется в зоне свободного течения, а внутри канала, где дуга сильно обжата стенками, структура течения не изменяется и эта область наиболее устойчива по отношению к гидродинамическим возмущениям.

Увеличение силы электрического тока дуги (I>70 А), а значит и собственного магнитного поля, приводит к ламинаризации потока. Электромагнитные силы совместно с вязкими силами возрастают по сравнению с силами инерции, и приближение Стокса хорошо описывает течение реального потока электродуговой плазмы.

Выводы. Сравнение результатов экспериментальных и численных исследований показывает, что собственное магнитное поле электрической дуги, как и в случаях с электропроводящей жидкости во внешнем магнитном поле, стабилизирует поток электродуговой плазмы. Численный анализ на основе различных методов решения МГД уравнений подтверждает потерю устойчивости ламинарного течения при увеличении расхода газа (I=const) и при уменьшении силы тока (G=const). Полученные предельные значения этих параметров по обеим моделям хорошо согласуются между собой и с экспериментом.

Литература:

1. Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Г.А. Десятков и др. Теория столба электрической дуги. Т.1. Низкотемпературная плазма. - Новосибирск: Наука СО, 1990. - 376 с.
2. Артемов В.И., Левитан Ю.С., Синкевич О.А. Неустойчивости и турбулентность в низкотемпературной плазме. М.: МЭИ, 1994. – 412 с.
3. Левитан Ю.С. О критических режимах течения в цилиндрическом канале со стабилизированной стенкой дугой // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. – 1986. - № 16, Вып. 3. – С. 74-80.
4. Бетчов Р., Криминале В. Вопросы гидродинамической устойчивости. – М.: Мир, 1971.
5. Синкевич О.А. Исследования по физике и технике низкотемпературной плазмы // ТВТ, 1998. – Т. 36, № 4. –С. 660-673.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. - Т. 6. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736 с.
7. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987. – 840 с.
8. Жуков М.Ф., Коротеев А.С., Урюков Б.А. Прикладная динамика термической плазмы. - Новосибирск: Наука СО, 1975. -298 с.
9. Цинобер А.Б. МГД обтекание тел. "Зинатне", Рига, 1970. -291 с.
10. Jainakov A., Usenkanov J. O., Jumaliev T.R., Kydyraliev S.K. Study of electric arc plasma flow in transition region from laminar to turbulent current. // Plasma jets in the development of new materials technology. Proc. of the Inter. Workshop, Frunze, 1990.
11. Усенканов Дж.О., Джумалиев Т.Р., Асаналиев М.К. Режимы течения потоков плазмы в сжатой дуге // Генераторы низкотемпературной плазмы. Тез. доклад. Т.2 Новосибирск, 1989.
12. Жайнаков А., Усенканов Дж.О. Потоки плазмы, генерируемые сварочной дугой. Илим, Бишкек, 2000. – 114 с.
13. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат. - 1984. - 152 с.
14. Белоцерковский О.М. Численное моделирование в механике сплошных сред. М.: Наука, 1984. – 520 с.

15. Должанский Ф.В., Кляцкин В.И., Обухов А.М., Чусов М.А. Нелинейные системы гидродинамического типа. – М.: Наука, 1974.

УДК 537.86.535.343.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАДИАЦИОННОГО ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Каденова Б.А., Арапов Б., ОшГУ

Рассмотрена математические моделирование процесса образования концентрационно-деформационные структуры в твердым теле изучением нелинейных деформационно-концентрационных структур, описывающие кооперативное динамическое поведение взаимосвязанных и взаимообусловленных полей деформаций, концентрации локального беспорядка и температуры среды в твердых телах.

The mathematical modeling of the formation of the concentration-deformation structures in the solid body of the study of non-linear strain-concentration structures that describe the dynamic behavior of the co-operative inter-related and interdependent deformation fields, the concentration of local disorder and the temperature of the environment in solids.

Поскольку в процессе радиационного дефектообразования происходит взаимодействие частиц пучка излучения с большим числом частиц вещества, то при рассмотрении данного явления и при математическом его описании необходимо использовать статистический поход. В основе, которого лежит вероятность протекания того или иного процесса взаимодействия. За меру плотности вероятности события при взаимодействии частиц излучения с атомами (ионами) твердого тела принято сечение (дифференциальное, парциальное, полное) реакции, или иначе взаимодействия или рассеяния [1]

$$\sigma = m'/\varphi \qquad (1)$$

где σ - эффективное сечение взаимодействия; m' - число взаимодействий в единицу времени.

Нами в работах [2-4] рассмотрена моделирование процессов радиационного дефектообразования в щелочно-галоидных кристаллах. В данной работе рассматривается математическое моделирование процесса образования концентрационно - деформационные структуры в твердом теле при моделировании возникновения нелинейных деформационно-концентрационных структур в облучаемых твердых телах рассматривались нелинейные задачи, описывающие кооперативное динамическое поведение взаимосвязанных и взаимообусловленных полей деформаций, концентрации локального беспорядка и температуры среды. Скорость генерации дефектов $Q_б$ потоком электронов определяется уравнением работе [2]:

$$Q_б = y_d[1 + г(E)]\cdot\varphi \qquad (2)$$

где $\varphi = n\cdot x$ - плотность потока электронов (n-пространственная плотность частиц потока; υ - скорость движения электронов с энергиями E_1); $г$(E) - каскадная функция Торенса-Робинсона-Норгета (E - средняя энергия, переданная ионам решетки электронами с энергией E_1; y_d -сечение образования смешений, рассчитываемое по формуле Маккинли-Фешбаха. Для потока электронов сечение смещения равно

$$\sigma_d = \frac{4\pi a_0^{\,2} z^2 E_R^{\;2}}{m^2 c^4}\cdot\frac{1-\beta^2}{\beta^4}\cdot\left(\frac{E_m}{E_d}-1\right) - \beta^2\ln\frac{E_m}{E_d} + \frac{2\pi\beta z}{137}\left(\frac{E_m}{E_d}\right)^{0,5} - 1 - \ln\frac{E_m}{E_d} \qquad (3)$$

где $\beta = \frac{\upsilon}{c}$, $E_m = \frac{2(E_1 + 2mc^2)}{Mc^2}E_1$ — максимальная энергия, которую способен передать иону электрон с энергией E_1; m - масса электрона; M - масса иона решетки; z- заряд иона решетки; E_R - энергия Ридберга; a_0 - радиус атома водорода. В общем случае дифференциальное сечение взаимодействия определяется как отношение числа взаимодействий в единицу времени к плотности потока φ - количеству частиц, падающих

нормально на единичную площадку за единицу времени, при этом рассеянные частицы имеют энергию в интервале *от E до E+dE* [5].

$$d\sigma = dm'(E)/\varphi \qquad (4)$$

Дифференциальное сечение рассчитывается для разных типов облучения с учетом особенностей взаимодействия быстрых частиц с атомами (ионами) твердого тела. В случае облучения кристалла моноэнергетическими электронами упругое рассеяние электронов с энергией порядка мегаэлектронвольт описывается дифференциальным сечением релятивистского резерфордовского рассеяния в кулоновском поле точечного ядра. Эта формула была получена Моттом без учета экранирования. Она довольно сложна и при расчетах ею пользоваться затруднительно, поэтому на практике применяют приближенную формулу Маккинли и Фешбаха. Дифференциальное сечение процесса передачи атому (иону) энергии отдачи между *E* и *E+dE* в приближении Маккинли и Фешбаха представляется формулой (5)

$$d\sigma = \frac{4\pi Z^2 e}{m^2 c^4}\cdot\frac{1-\beta^2}{\beta^4}\cdot\frac{E_m}{E}\cdot\left\{1-\beta^2\frac{E}{E_m}+\frac{\pi Z\beta}{137}\cdot\left[\left(\frac{E}{E_m}\right)^{\frac{1}{2}}-\frac{E}{E_m}\right]\right\} \qquad (5)$$

где Z - порядковый номер рассеивающего атома (иона), *e и m*- соответственно заряд и масса покоя электрона, *c* - скорость света, $\beta = \upsilon / c, \upsilon$ - скорость электрона, E_m - максимально возможная энергия, которую электрон может передать атому (иону), определяемая из соотношения:

$$\mathrm{E}_m = \frac{2E_e}{Mc^2}\left(E_e + mc^2\right) \qquad (6)$$

где M - масса рассеивающего атома (иона). E_e - энергия электрона, *m* – масса электрона.

Погрешность вычислений по формуле (5) для Z<40 не превышает 1%, а значит, может использоваться и для щелочно-галоидных кристаллов. На динамической стадии радиационного дефектообразования основным процессом является развитие каскада. Для математического описания развития радиационного каскада необходима функция, которая характеризовала бы среднее число смещенных атомов (ионов) в каскаде. Такая функция называется каскадной функцией - это интегральная характеристика и она не несет информации о распределении дефектов внутри каскадной области. Каскадная функция вычислялась во многих моделях с использованием различных упрощений, обзор некоторых моделей каскадных функций представлен в работах авторов [1,6,7, 8,]. Наиболее распространенной моделью является мо дель Кинчина-Пиза, предполагающая, что атомы ведут себя как твердые шары, все их соударения упругие, а каскад представляет собой последовательность соударений одинаковых атомов, когда каждому из них при столкновении передается одинаковая энергия. В теории Кинчина-Пиза выражение для среднего числа смещенных атомов одним первично выбитым атомом с энергией *Ea* представлено формулой (6), [6,7]:

$$\nu(\mathrm{E}_a) = \begin{cases} 1{,}0 < E_a < 2E_d \\ E_a / 2E_d, 2E_d < E_a < E_i \\ E_i / 2E, E_a > E_i \end{cases} \qquad (7)$$

где E_i- это энергия движущегося атома (иона) выше которой вся энергия те- яется на возбуждение электронов, а ниже вся идет на смещение атомов (ионов).

В качестве международного стандарта для расчета числа смещений в каскаде принята модель Торренса-Робинсона-Норгетта [1]. Согласно данной модели расчет образования френкелевских пар дефектов в каскаде ведется на основе формулы (7):

$$\nu(E_a) = \frac{B(E_a - J)}{2E_d} = \frac{BE^*_a}{2E_d} \qquad (8)$$

где *J* - общие электронные потери в каскаде; *B* - эффективность смещений {*B* = 0.8 для всех энергий первично выбитых атомов).

Данная модель позволяет учитывать неупругие потери энергии, которые подсчитываются в соответствие с методом Линдхарда с использованием ап проксимации универсальной функции

$$E^*_a = \frac{E_a}{1+\chi g(\varepsilon)} \qquad (9)$$

$$\chi = 0{,}1337\frac{Z^{1/2}}{M^{1/2}} \qquad (10)$$

$$g(\varepsilon) = 3{,}4008\varepsilon + 0$$

$$\varepsilon = \frac{E_a}{86{,}931\cdot Z^{1/2}} \qquad (11)$$

где Z, *M* - соответственно порядковый номер и массовое число частицы мишени.

Образование смещений в каскаде быстрыми частицами излучения может протекать с различными скоростями, что зависит от многих факторов строения вещества, его температуры, типа и мощности излучения и т.д. В общем, виде скорость создания смещений при облучении кристаллов потоком частиц типа у j($j = \nu$) соответствует вакансии, а j = i соответствует междоузельному атому) определяется следующим выражением [9]:

$$Q_j = \int_{E_d}^{\infty} dE_a \nu(E_a)\cdot \int_{E_{\min}}^{\infty} \varphi_j(E)\frac{d\sigma_j(E,E_a)}{dE_a}dE \qquad (11)$$

где *ν(E^)* - каскадная функция, характеризующая среднее число смещенных атомов в каскаде соударений; $\varphi_j(E)$ - спектральная плотность потока частиц; $\frac{d\sigma_j(E,E_a)}{dE_a}$ - дифференциальное сечение образования первично выбитых атомов (ионов) с энергией E_a при энергии налетающей частицы *E;* E_{min} - минимальная энергия, при которой частица способна привести к смещению атомов (ионов).

На практике для оценки скорости создания смещений пользуются следующими уравнениями [1]:

при слабо разветвленном каскаде столкновений

$$Q_i = \sigma_d(E)\nu(\overline{E}_a)(1+\nu(\overline{E}_a))\varphi_j \qquad (12)$$

-при $\nu(\overline{E}_a) >> 1$

$$Q_j = \sigma_d(E)\nu(\overline{E}_a)\varphi_j \qquad (13)$$

где $\sigma_d(E)$ - сечение создания смещений частицей с энергией *E*. Вышеуказанные формулы характеризуют процессы, происходящие с дефектами двух сортов - междоузельных атомов (ионов) и вакансий, но не учитывают, что твердое тело может состоять из нескольких сортов атомов (ионов). В сложных веществах картина каскадных явлений более сложна по сравнению с одноатомными веществами, поскольку пороговые энергии смещения атомов (ионов) разного сорта различны, величина энергии, передаваемой в каскаде от атома к атому, зависит от соотношения их масс, а различные парные соударения не равновероятны. Поэтому при расчете концентрации дефектов по всем сортам атомов (ионов) и связанной с ней скоростью образования дефектов авторы [1, 10] предлагают считать, что каскады в сложном веществе происходят так же, как и в простом, а суммарная копцентрация дефектов будет складываться пз рассчитаппых пезависимо друг от друга концентраций дефектов по каждому сорту атомов (ионов)

$$n = \sum_i q_i n_i \qquad (14)$$

где q_i. - относительная доля i-ой компоненты сложного вещества.

Литература:
1. Зеленский В.Ф., Неклюдов И.М., Черняева Т.П. –Киев, Наук. Думка,1988,-С.296.
2. Каденова Б.А. Моделирование упорядоченных структур радиационных дефектов в щелочно-галоидных кристаллах. ННТ, №5, 2011, -С.3-5.
3. Каденова Б.А. «Моделирование процессов радиационного дефектообразования в щелочно-галоидных кристаллах».//Материалы Межд.конференции «Информационные технологии и математическое моделирование в науке, технике и образовании», посвященной 70-летию академика А.Жайнакова, Известия КГТУ им. И.Раззакова, г.Бишкек, 2011. №24, -С. 134-136.
4. Каденова Б.А « Моделирование образования упорядоченных структур мелких скоплений радиационных дефектов в ЩГК». Вестник Ош ГУ, №3, III- выпуск, 2013, -С.172-178.
5. Радиационная физика твердого тела. Тексты лекций. Яловец А.П.Челяб.гос. университет, 1999, -С.83.
6. Матковский А.О., Сугак С.Б., Убизский С.Б., Шпотюк Е.А., Черный Е.А., Вакив Н.М., Мокрицкий В.А. Воздействие ионизурующих излучений на материалы электронной техники. Под. Ред. Проф. А.О. Матковского.- Львов, Свит, 1994,-С.212.
7. Трушин Ю.В. Физическое материаловедение.-СПб.: Наука, 2000,-С.286.
8. Павлов П.В., Хохлов А.Ф. Физика твердого тела.-М.: Высш.школа, 2000,- С.494.
9. Будылин Б.В., Воробеьв А.А. Действие излучений на ионные структуры.-М.: Госатомиздат, 1962,-С.168.
10. Маклецов А.А., Улманис У.А., Шлихта Р.А. Расчеты эффективного сечения образования смещенных атомов ударным механизмом при электронном, нейтронном и гамма-облучении.-Саласпилс, 1984,-С.33.

УДК 535 37.

КЫРГЫЗСТАНДА КАТУУ ЗАТТАРДЫН ФИЗИКАСЫНЫН ӨНҮГҮҮСҮ

Кидибаев М.М.[1], Эгембердиев Ж.[2]
[1]КР УИАнын физика-техникалык проблемалар жана материал тануу институту
[2]Ош мамлекеттик университети

Катуу заттардын физикасы боюнча илимий-изилдөөлөрдүн өлкөбүздө башталышы, калыптанышы жана өнүгүү тарыхы кыскача баяндалат. Изилдөөлөрдүн өздөштүрүлгөн багыттары жана натыйжалары, илимий кызматташуулар жана өлкөнүн жогорку окуу жайлары, илим изилдөө мекемелери үчүн бул багыттарда квалификациялуу илимий-педагогикалык адистерди даярдоонун жүрүшү талкууланат.

Кратко изложены начало, становление и история развития научных исследований по физике твердого тела в стране. Обсуждаются освоенные направления исследований и их результаты, научное сотрудничество и ход подготовки квалифицированных научно-педагогических кадров по этим направлениям для вузов и научных учрежений страны.

Кыргыз Республикасында түрдүү тармактар боюнча илимий-изилдөөлөрдүн системалуу жүргүзүлө башташына өткөн кылымдын орто чендеринде өлкөдө Илимдер Академиясынын жана анын институттарынын, жогорку окуу жайларынын ачылышы себеп болгон. Ал эми, учурда өлкөбүздө аткарылып жаткан илимий-изилдөөлөрдүн көпчүлүгүнүн тематикалары, негизинен, ошол мезгилде Илимдер Академиясынын институттарына же ЖОЖдорго “борбордон” жөнөтүлгөн (же даярдалган) окумуштуу-педагогдордун илимий кызыкчылыктары, адистешүүсү менен байланышкан деп айтууга болот.

Биз бул макалада Кыргыз Улуттук Илимдер Академиясында жана Ош мамлекеттик педагогикалык институтунда башталган катуу заттардын физикасы боюнча илимий-изилдөөлөрдүн өнүгүү тарыхына кыскача токтолуп кетмекчибиз.

1954-жылы Физика жана математика бөлүмү Кыргыз ССРинин Илимдер академиясынын курамында түзүлгөн. Физика тармагындагы изилдөөлөр эки багытта – радиофизика (бул иштер ф.-м.и.к. М.Т.Турусбековдун жетекчилиги астында аткарылган) жана катуу заттардын физикасы боюнча жүргүзүлгөн. Бөлүмдүн жетекчиси физика-математикалык илимдердин доктору, профессор Ю.С.Терминасов болчу, кийин ал катуу заттар физикасы лабораториясын жетектеп

турду. 1954-1960-жылдары аталган лабораторияда металлдардын физикасы боюнча рентгенографиялык изилдөөлөр да жүргүзүлүүчү. Башкача айтканда, түрдүү маркадагы болоттордун чыдамкайлыгы жана жышылууга туруктуулугу изилденген. 1959-60-жылдарда лабораторияда металлдарды изилдөө менен катар, жергиликтүү минералдарды изилдөөлөр күч алып, республикадагы кээ бир кендердеги арагониттер менен топурактуу минералдарды рентгенографиялык изилдөөлөр жүргүзүлө баштады.

1961-жылы Физика жана математика бөлүмү Физика, математика жана механика институтуна айландырылган. Ошол учурда институттагы катуу телонун физикасы лабораториясынын башчысы болуп, ф.-м.и.к. Аскарбек Алыбаков дайындалган. Ал, 32 жыл бою, 1993-жылы дуйнөдөн кайтканга чейин бул лабораториянын алмашылбас жектекчиси болуп турду.

60-жылдардын башында лазердик технологиялардын, радиациялык дозиметриянын жана ЭЭМдин ургаалдуу өнүгүшү менен катуу заттар физикасы лабораториясында жүргүзүлүп жаткан илимий изилдөөлөрдүн багыттары да өзгөрүлдү. Өндүрүшкө керектүү жасалма монокристаллдарды өстүрүү жана алардын физика-химиялык касиеттерин изилдөө иштери башталды. Жагдайга жараша лабораториянын аталышы өзгөрүп, кристаллофизика лабораториясы болуп калды. Илим менен техниканын ар кандай тармактарында колдонулуучу иондук крсталлдар изилдөөлөрдүн негизги объектиси болду. Лабораториянын жетекчиси ф.-м.и.к. А.А.Алыбаковдон баштап, лаборантка чейин, башкача айтканда лабораториянын бардык кызматкерлерине – изилдөөнүн таптакыр жаңы илимий багытын жана жаңы ыкмаларды өздөштүрүүгө туура келди. СССРдин ИАсынын Кристаллофизика институту жана анын профессор Беляев Л.М. жетектеген оптикалык монокристаллдар лабораториясы менен тыгыз илимий байланыштар түзүлдү. Кристаллофизика лабораториясынын кызматкерлери аталган лабораторияга илимий командировкага барышып, кристаллдарды өстүрүүнүн ыкмаларын жана алардын оптикалык касиеттерин изилдөөнү өздөштүрүшкөн. Алгачкы кристаллдарды өстүрүү жана алардын жутуу спектри менен люминесценциясын биринчи жолу өлчөө Москвада жүргүзүлгөн.

Кристаллофизика илиминин өнүгүшүнө кошулган алгылыктуу салым болуп кристаллдардын радиациялык борборлорунун жаралышы жана талкаланышынын мыйзамченемдүүлүктөрүн изилдөө жана бул процесстерге кошундулардын таасирин аныктоо эсептелет. Бул изилдөөлөрдүн натыйжасында иондук кристаллдардагы 30га жакын жаңы кошулма-радиациялык борборлор табылып, изилденген, ошондой эле алардын структуралык симметриясы аныкталган.

Лабораториянын илимий байланыштары кеңейди. Кыргызстандын онкология жана радиология институтунун радиология бөлүмүнүн кызматкерлери менен бирге лабораторияда синтезделген кристаллдардын дозиметриялык мүмкүнчүлүктөрүн аныктоо боюнча көп тараптуу изилдөөлөр жүргүзүлүп, алардын клиникалык колдонууга жарактуулугу ырасталган. 1977–1978-жылдарда ойлоп табылган термолюминесценттик дозиметр үчүн керектүү жаңы кошулмага биринчи жолу автордук күбөлүк алынган.

Көп түрдүү материалдардын ичинен LiF жана NaF кристаллдары өзгөчө кызыгууну жаратышты. Лаборатория акыркы жылдары лиганддары ар түрдүү фтордуу литий менен фтордуу натрийдин монокристаллдарын өстүрүүгө жана изилдөөгө адистештирилип, уран менен активдештирилген кристаллдарга өзгөчө көңүл бурулууда. Бул кристаллдар дүүлүгүүнүн каалагандай ыкмасында сары-жашыл түстө ургалдуу жарыктанышат. Бири уран болгон эки кошулма менен легирленген кристаллдар ультафиолеттик жана иондоштуруучу нурлануу, ошондой эле бөлүкчөлөрдүн багытталган агымын табууда идеалдуу деп эсептелет. Аларга люминесценция менен сцинтилляциянын жогорку жарык чыгаруусу мүнөздүү.

Кристаллофизика лабораториясында синтезделген кристаллдар катуу заттын физикасы менен алектенген окумуштууларга кенири белгилүү. Лабораторияда алынган натыйжалар “Наука” басмасынан (Москва, 1982-ж.) чыгарылган “Акустикалык кристаллдар” маалымдамасына киргизилген.

Спектрдин инфракызыл аймагында иштөөгө жыштыгы боюнча ылайыкташуучу лазер үчүн жаңы активдүү чөйрөнүн иштелип чыгышы иондук кристаллдардын фундаменттик-колдонмо касиеттерин комплекстүү изилдөөнүн мыйзамченемдүү натыйжасы болуп эсептелет. Аталган лазер ушул типтеги лазерлерден п.а.к.сынын жогорулугу, тармактарга кеңири ылайыкталышы, бөлмө температурасында үзгүлтүксүз иштөөсү жана генерациясынын төмөндүгү менен айырмаланат. Ошондой эле татаал кычкылдаткычтардын хром менен активдештирилген кристаллдарына болгон лазердин бышыктыгынын натыйжалуулугун камсыздаган пассивдүү лазердик жапкычтар, клиникалык практикадагы иондоштурулган жарыктануунун

термолюминесценттик дозиметриясы үчүн жаңы материалдар жана жаңы термоэкзоэлектрондук эмиттерлер, ядролук бөлүкчөлөрдүн сцинтилляциялык детекторлору иштелип чыккан. Жогоруда аталган жана лабораторияда аткарылган илимий иштердин негизиндеги ойлоп табуучулук сунуштар патенттерге жана 20дан ашуун автордук күбөлүккө ээ болушту.

Алынган натыйжалар Кыргызстандын Онкология жана радиология илимий-изилдөө институту, Киев шаарындагы "Арсенал" заводу, Н.Н.Петров атындагы онкология институту (Санкт-Петербург ш.), "Радон" Мос НПО илимий-өндүрүш бирикмеси, Новосибирск мамлекеттик университетинде, СССР ИАнын СБ Теплофизика институту, Урал политехникалык институттарында ийгиликтүү колдонулуп, практика жүзүндө ишке ашырылды.

"Жаңы сцинтилляциялык детекторлор менен термолюминесценттик дозиметрлерди иштеп чыгуу жана өндүрүшкө киргизүү" аттуу иштердин цикли үчүн авторлор жамааты 2000-жылдагы Кыргыз Республикасынын илим жана техника жаатындагы мамлекеттик сыйлыгына ээ болушту.

1960–2000-жылдары лабораториянын кызматкерлери менен аспиранттарынын 50дөн ашуун илимий макалалары эл аралык басылмаларда, ал эми Бүткүл союздук жана республикалык басылмаларда 200дөн ашуун илимий эмгектери жарык көргөн. Изилдөөлөрдүн натыйжалары көптөгөн илимий, ошондой эле эл аралык конференцияларда баяндалды. Кызматкерлердин илимий иштери Советтер Союзунда гана эмес, чет өлкөлөрдө да кеңири белгилүү болуп, пайдаланууда.

Лабораторияда республика үчүн 19 илимдин кандидаты, 4 доктору даярдалып, Кыргызстанда кристаллофизика боюнча илимий мектеп түзүлдү. Учурда анын өкүлдөрү Илимдер академиясында, өлкөнүн жогорку окуу жайларында изилдөөлөрүн ийгиликтүү улантышууда.

2000-жылы профессорлор М.М.Кидибаев менен К.Шаршеевдин демигелери менен К.Тыныстанов атындагы Ысык-Көл мамлекеттик университетинде катуу телонун физикасы боюнча лаборатория түзүлүп, ушул мезгилге чейин ийгиликтүү иштеп келүүдө. Лабораторияда мураскерчилик сакталып, Улуттук илимдер академиясында түптөлгөн кристаллофизика тармагындагы илимий-изилдөөлөр жогорку деңгээлде улантылууда. Лабораторияда кристаллдарды суу эритмелеринен жана эритиндилерден синтездөө ыкмалары да өздөштүрүлгөн. ЭПР жана ар кандай оптикалык методдор менен кристаллдык материалдардагы кошундулук, өсүүчүлүк жана радиациялык кемчиликтер кенири изилденүүдө. ЫМУ лабораториясынын "Альма матери" болгон КР УИАнын Физика институту, Уралдын мамлекеттик техникалык университети жана Россия илимдер академиясынын Кристаллофизика институту менен кынтыксыз байланыштарынын негизинде бул жерде илимдин 2 доктору жана 9 кандидаты даярдалып чыгарылды.

XXI кылымдын башталышы Улуттук илимдер академиясындагы кристаллофизика багыты үчүн айрыкча маанилүү болуп калат. Алыскы чет өлкөлөрдүн белгилүү илимий борборлору менен эл аралык байланыштар күчөп, активдүү өнүгө баштады. Аларга: АКШнын Нью-Мексико университети, Лион университети жана Fiberyst фирмасы, Франция; Фраунгофер институту, Германия.

Жаңы оптоэлектрондук, сцинтилляциялык жана оптикалык чөйрөнү эстеп калуу түзүлүштөрү, сцинтилляциялык экрандар; иондоштуруучу жарыктануулардын детектору, жаңы муундагы булалуу оптикалык жана планардык детекторлор; көп максаттуу планардык жана булалуу гетероструктуралар; жакынкы ИК-диапазондогу жарыкчыпкаларды, ошондой эле нейтринону каттоо үчүн сцинтилляциялоочу курамды алуунун ыкмасы сунушталган. Синтезделген материалдар жана жасалып чыккан түзүлүштөр, нейтрондордун булагы, радиоактивдүү заттар жана жасалуучу материалдар менен деңиз акваторийлерине радиациялык байкоо жүргүзүүнүн системасындагы ортоктош материалдарда, жекече дозиметриянын системасында, космостук жана техногендик нейтрон фонун тескөөдө, алгачкы ядролук отунду комплекстүү техникалык тескөө жана ортоктош материалдардан жасалган буюмдар, бажы системасындагы радиациялык тескөө үчүн пайдаланууга сунушталган.

Кристаллофизика лабораториясынын кызматкерлери аткарылган иштердин натыйжасында алдыңкы россиялык жана чет өлкөлүк мезгилдүү басылмаларда 2000-жылдан бери 300дөн ашуун илимий иштерди жарыялашты, алардын ичинде 10-монография, кыргыз тилиндеги жалпы физика курсу боюнча 11 томдук физиканын бөлүмдөрүнө арналган 17 аталыштагы окуу китептери жана физика терминдеринин сөздүгү, 6 окуу куралдары бар. Кыргыз Республикасынын жана Россия Федерациясынын 20дан ашык патентине ээ болушту. Изилдөөлөрдүн тыянактары Индия, Италия, Испания, Россия, Украина жана Казакстанда өткөн эл аралык конференцияларда баяндалды.

1998-жылдан баштап Ысык-Көлдө эл аралык илимий конференция жайкы мектеби менен өткөрүлүшү салт болуп калды. Алардын иштерине КМШ өлкөлөрүнөн, Германия, Франция, Чехия, Англия жана АКШдан көрүнүктүү окумуштуулар катышышат. SCORPh студенттер менен жаш окумуштууларга изилдөөлөрдүн жана заманбап технологиялардын жаңы жыйынтыктарын талкулоого уникалдуу мүмкүнчүлүк түзүп берүүдө.

Быйыл август айында Ысык-Көл эл аралык конференциясынын 10-чакырылышы өткөнү турат.

Кыргызстандын түштүгүндө иондук кристаллдардын физикасы боюнча илимий изилдөөлөрдүн башталышы көрүнүктүү окумуштуулар Ферран Назибович Заитов жана Юрий Лазаревич Луканцевердин ысымдары менен байланышкан. Дүйнөгө белгилүү окумуштуу Чеслав Брониславович Лущиктин (Тарту ш., Эстон Илимдер Академиясынын Физика институту) биринчи окуучусу Ф.Н.Заитов жана физик-теоретик, профессор Ф.И. Вергунастын окуучусу Ю.Л.Луканцеверлер өткөн кылымдын элүүнчү жылдарынын аягында атайын жолдомо менен Ош мамлекеттик педагогикалык институтуна ишке жөнөтүлүшөт. Бул эки жаш окумуштуунун демилгеси менен 1959-жылы Ош пединститутунда кристаллдардын люминесценциясы боюнча илимий лаборатория уюштурулат, ошол эле жылы илимий семинар да иштей баштайт. Илимий лабораторияга жана семинардын ишине ОшПИнин физика-математика факультетинин жаш окутуучулары жана кызматкерлери, жогорку курстун студенттери тартылат. Окуу жайдын жетекчилигинин колдоосу менен илимий лабораториянын материалдык-техникалык базасы түптөлө баштайт, кыска мөөнөттүн ичинде керектүү илимий приборлор, курулмалар сатылып алынып, эксперименталдык изилдөөлөр башталат. Катуу заттардын физикасы жана люминесценция боюнча белгилүү илимий журналдарга жазылуу жүргүзүлөт, мурдагы союздук республикалардагы алдыңкы илимий борборлор менен өз ара илимий кызматташууга аракеттер көрүлөт. Лабораториянын илимий темасы СССР Илимдер Академиясынын катуу заттардын радиациялык физикасы жана люминесценция боюнча илимий кеңештеринде катталып, координацияланат.

1984-жылы люминесценция боюнча илимий лаборатория “иондук кристаллдардын физикасы боюнча кафедралар аралык илимий-изилдөө лабораториясына” өзгөртүлүп түзүлүп, анын ишин доцент Б.А.Арапов жетектей баштайт.

Илимий лабораториянын жамааты жегич-галоиддүү кристаллдардын (ЖГК) радиациялык физикасында жана люминесценция кубулуштарында иондук жана электрондук-көзөнөктүк процесстердин ролун ар тараптан изилдеп келет. Жамааттын илимий кызыкчылыгын шарттуу түрдө ЖГКда түс борборлорун түзүүнүн, алардын өз ара бири-бирине айлануларынын жана жок болушунун элементардык механизмдерин аныктоо үчүн ар тараптуу эксперименталдык изилдөөлөрдү жүргүзүүгө, байкалган кубулуштарды теориялык негиздөөгө багытталган деп айтууга болот.

ЖГКдагы рентген нурунун жардамында жаралган түс борборлорунун жок болуу (ажыроо) механизмдерин аныктоо багытындагы ар тараптуу изилдөөлөр ОшПИде илимий лаборатория уюштурулган күндөн бери жүргүзүлүп келет. Натыйжада, рентген нурунун таасирине дуушар болгон жегич-галоиддүү кристаллдарды ысыткан кезде кристаллда жүрүүчү көптөгөн физикалык процесстерди (чекиттик дефекттердин толук же жарым-жартылай бузулушу, башка дефекттердин пайда болушу же концентрациясынын өсүшү, кристаллдын түссүздөнүшү, термолюминесценциясы, дефекттердин ички нурдануларынын өчүшү ж.б.д.у.с.) электрондук-көзөнөктүк процесстер менен бирге кристаллдагы иондук процесстерди (аниондук жана катиондук вакансияларды, алардын концентрациясын жана кыймылын, башка дефекттер менен өз ара аракеттенишүүсүн ж.б.) эсепке алуу аркылуу толук түшүндүрүүгө боло тургандыгы далилденди (Ф.Н.Заитов, Ю.Л.Луканцевер, В.И.Сидляренко, Е.С.Дударев, Б.А.Арапов, Р.М.Муминов, Ш.И.Исмаилов, А.Алтымышов, М.Ч.Өскөнбаев, Т.Б.Арапов, А.Авилов, М.Садырова, Ташкулов К. ж.б.).

Өткөн кылымдын 60-жылдарынын аягында Эстон Илимдер Академиясынын Физика Институтуна (Тарту ш.) Н.Л.Луканцевер жөнөтүлөт. 1977-жылдан баштап ОшПИнин бир катар жаш кызматкерлери Кыргыз мамлекеттик университетинин аспирантурасы аркылуу Эстонияга (Ж.Эгембердиев, М.Тайиров, К.Осмоналиев, А.Усаров, К.Исмаилов), СССР ИА Физика Институтуна (Черноголовка ш., К.Осмоналиев), Латвияга (Саласпилс ш., М.Абдырахманов) илимий даярдыктан өтүп келүү үчүн жөнөтүлүп турат. Бул аракеттердин натыйжасында ОшПИ-ОшМУнун илимий потенциалы күчөтүлөт, илимий тематикасы, изилдөө обьектилери,

колдонулуучу эксперименталдык методдору бир кыйла кеңейди, изилдөөлөр спектрдин вакуумдук ультрафиолеттик областарында жана төмөнкү температураларда жүргүзүлө баштады.

Өтө сезгич люминесценттик жана поляризациялык методдордун жардамында сымап сымал иондор кошулган ЖГКлардагы анизотропиялык түс борборлорунун физикалык касиеттери, алардын негизинде рентген нурунун таасиринен жаралуучу нурдануучу ассоциаттардын түрлөрү, электрондук табияты, структурасы, спектралдык жана термикалык мүнөздөмөлөрү изилденди. Мындай нурдануучу ассоциаттар люминесценттик детектор катары кристаллдарда кыймылдуу дефекттердин катышуусу менен жүрүүчү назик процесстерди изилдөөгө жакшы мүмкүнчүлүктөрдү жаратты (Ж.Эгембердиев, А.С.Усаров).

Таза жана кошулмалуу ЖГКларда өздүк жана кошулманын чекебелиндеги электрондук дүүлүгүүлөрдүн аниондук жана катиондук френкелдик дефекттерге ажыроосунун элементардык механизмдери өзгөчө тыкандык менен изилденди (М.М.Тайиров, К.Осмоналиев, К.Кадыров, А.Кошуев).

Эгемендүүлүктүн жылдарында лабораториядагы изилдөө иштери жаңы духта жанданып, жакшы натыйжаларын бере баштады.Алардын жыйынтыгы катары көптөгөн илимий макалалар, бир нече монографиялар жарык көрдү, автордук күбөлүктөр жана патенттер алынды. !993-жылы Б.А.Арапов, 2000-жылы К.Осмоналиев жана М.М.Тайировдор катуу заттардын физикасы адистиги боюнча доктордук диссертацияларын ийгиликтүү коргошту. Ош мамлекеттик университетинде да катуу заттардын физикасы адистиги боюнча аспиранттар кабыл алынып, даярдала баштады. Кандидаттык диссертацияларды коргоо боюнча адистештирилген кеңеш уюштурулду. Мындай аракеттер өлкөбүздүн жогорку окуу жайларын жана орто мектептерин квалификациялуу илимпоз-адистер менен камсыздоого өбөлгө түздү (М.Өскөнбаев, А.Алтымышев, Т.Арапов, М.Садырова, А.Авилов, К.Кадыров, А.Кошуев, Ташкулов К. ж.б.).

Лабораторияда алынган илимий натыйжалар көптөгөн илимий конференцияларда, семинарларда жана симпозиумдар адистердин талкуусуна коюлуп, жакшы бааларга татып келет. Жамааттын демилгеси менен 1986- жана 1989-жылдары Ош шаарында катуу заттардын физикасы боюнча эки жолу илимий-теориялык конференция жогорку деңгээлде уюштурулуп өткөрүлдү. Конференцияга Рига, Тарту, Москва, Ленинград, Свердловск, Томск, Иркутск, Караганда, Алматы, Ташкент жана Бишкек шаарларынан белгилүү илимпоздор келип катышышты.

Лабораторияда даярдалган “Нур" проекти Бүткүл союздук конкурста жеңип каржыланса (1987-1988-ж.ж.), учурда профессор Б.Араповдун жетекчилигинде даярдалган илимий проекттер республикалык конкурстан өтүп, жыл сайын каржыланып келет.

Илимий лабораториянын ишин натыйжалуу уюштургандыгы, жаш окумуштууларды даярдоодогу жекече салымы үчүн анын жетекчиси, физика-математика илимдеринин доктору, профессор Б.А.Арапов “Кыргыз Республикасынын илимине эмгек сиңирген ишмер” наамына татыды, Россиянын табият таануу академиясынын мүчө-корреспонденти болду.

Мына ошентип, кыргыз жергесинде уюткусу мындан жарым кылымдай мурда башталган катуу заттардын физикасы боюнча илимий-изилдөөлөр жемишин берип, конкреттүү маселелер боюнча дүйнөлүк илимде ордун тапты, өлкөбүз үчүн мыкты илимий-педагогикалык ж.б. адистердин даярдалышына өбөлгө түздү, практикалык маселелерди чечүүгө аракеттер көрүлүп жатат деп айта алабыз.

Адабияттар

1. Б. Арапов, А.С.Усаров, Ж.Эгембердиев Становление и развитие исследований по физике твердого тела в Ошском государственном университете. Вестник ОшГУ. 2003 г. №6, с.5-9.
2. Б. Арапов, М.М.Тайиров, Ж.Эгембердиев Исследования по физике ионных кристаллов в Ошском пединституте. Материалы II –ой республиканской конференции по физике твердого тела. 1990 г., с.5-20.

УДК 535 37.

ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В КРИСТАЛЛАХ, АКТИВИРОВАННЫХ АНИОННОЙ ПРИМЕСЬЮ

Кидибаев М.М., Денисов Г.С., Шаршеев К.
Институт физико-технических проблем и материаловедения
им. академика Ж.Ж. Жеенбаева НАН КР, г. Бишкек, Кыргызстан

Исследованы кривые термостимулированной люминесценции (ТСЛ) и термостимулированной экзоэлектронной эмиссии (ТСЭЭ) кристаллов фторида лития и фторида натрия с различными примесями.

The measurement curves thermally stimulated luminescence (TSL) and thermally exoelectronic emission (TSEE) was conducted crystals of lithium fluoride and sodium fluoride with various impurities.

Механизм термостимулированной экзоэлектронной эмиссии можно представить следующим образом. Возбуждение ионизирующим излучением приводит к заполнению энергетических уровней центров захвата, которые присутствуют в приповерхностных областях исследуемого кристалла. Чтобы опустошить центры захвата, необходима добавочная энергия, которая складывается из энергии связи электрона в ловушке (энергии активации) и энергии, необходимой для преодоления поверхностного энергетического барьера. Отличие от ТСЛ заключается в том, что в процессе нагрева регистрируется не световое излучение, а интенсивность выхода электронов. Это значит, что этот метод реагирует только на электронные центры окраски. Теория метода ТСЭЭ изложена в работе [1] и др.

Проведены синхронные измерения кривых ТСЛ-ТСЭЭ в одинаковых условиях для ранее не изученных кристаллов $NaF\text{-}U,SO_4$ и $LiF\text{-}U,SO_4$.

При облучении электронами (флюенс 10^{13} $см^{-2}$) кристалла $NaF\text{-}U,SO_4$ наблюдались три полосы термолюминесценции в интервалах температур 300-335, 335-380 и 380-500 К, аналогичные при возбуждении рентгеновскими лучами. Отметим, что эти же полосы обнаружены ранее и для кристаллов NaF-U,Ti [2], что видимо связано с термоактивацией металлических центров свечения.

При разложении полученных кривых ТСЛ на элементарные полосы получены четыре пика ТСЛ, параметры которых приведены в таблице. Наиболее интенсивный пик ТСЛ расположен в области 380-500 К с максимумом интенсивности при 437К, с энергией активации 1,059 эВ. Пик при 387 К является результатом разложения и на кривых ТСЛ явно не проявляется. Два других низкотемпературных пика (при 316 К, Е = 0,679эВ; и при 355К, Е = 0,699 эВ) имеют малые интенсивности.

Повышение дозы радиации на позиции полос ТСЛ не влияет, меняются лишь интенсивности пиков ТСЛ.

Таблица

Параметры пиков ТСЛ кристаллов $NaF\text{-}U,SO_4$

Номер пика	Полуширина, К	T_{max}, К	Е, эВ	Интенсивность, имп/с
1	0,724	316	0,679	194
2	0,977	355	0,699	415
3	1,284	387	0,971	153
4	1,502	437	1,059	1247

В кривых ТСЭЭ кристаллов NaF-U,SO_4, облученных электронами, наблюдаются несколько сложных полос во всем исследованном диапазоне температур. Доминирующим является интенсивная широкая полоса кривых ТСЭЭ (состоящая из нескольких перекрывающихся полос) в температурной области 420-600 К. Эта полоса характерна для всех исследованных ранее составов NaF-U, NaF-U,Me [2, 3]. Более высокая доза облучения вызывает появление хорошо разрешаемых кривых ТСЭЭ (рис.1). Разложение этих кривых на элементарные полосы приведены на рис. 2.

Рис.1. Кривые ТСЭЭ кристаллов NaF-U. Флюенс 10^{13} см$^{-2}$.

Обнаруженные семь пиков ТСЭЭ находятся в диапазоне температур 354-689 К с энергиями активации 1,40-3,05 эВ. В отличие от ранее исследованных составов NaF-U,Me в кристаллах NaF-U,SO_4 обнаружены дополнительно интенсивные пики ТСЭЭ при температурах 354, 661 и 689 К с энергиями активации термостимулированных процессов 1,40; 2,44 и 3,05 эВ. Отметим, что позиции полос пиков ТСЭЭ в области 400-500 К сдвинуты по сравнению с позициями пиков ТСЛ в сторону более высоких температур.

Рис.2. Разложение кривых ТСЭЭ кристалла NaF-U,SO_4. Флюенс 2 ·10^{13} см$^{-2}$.

Особенностью процессов ТСЭЭ и ТСЛ является то, что они проявляются, как правило, при близких температурах, что указывает на их возможную корреляцию, связь с одними и тем же центрами захвата.

Природа термоактивированных процессов в NaF-U,SO_4 может быть связана, как было показано ранее для аналогичных систем [4], с терморазрушением F^-- , M^+ - и R^+ - центров окраски и последующими рекомбинационными процессами.

Действительно область активной ТСЭЭ совпадала с областью разрушения как простых электронных F-центров окраски (при λ = 340 нм), так и агрегатных электронных M ($\lambda_{погл}$ = 500 нм) и R^+ ($\lambda_{погл}$ = 520 нм) центров окраски. В связи с этим наблюдаемые пики ТСЭЭ в исследуемых

кристаллах естественно связать с деструкцией этих центров. Термическая делокализация электронов из ловушек может сопровождаться целым рядом рекомбинационных процессов со сложными дырочными центрами, продуктами которых могут быть Н-центры и экситоны. Возможны и прямые рекомбинации электронов, освобожденных из электронных ловушек с дырочными активаторными центрами свечения по механизму, предложенному работе [5].

Возбуждение активаторной люминесценци в процессе термостимулированной люминесценции может быть обусловлено и другими причинами. Например, при захвате Н-центра анионной вакансией возможно преобразование Н-центров в V_k-центры с последующей рекомбинацией V_k-центров с электронными активаторными центрами свечения. Возможна резонансная передача энергии мигрирующего экситона активаторным центрам свечения.

Наконец, возможно создание околоактиваторного экситона и передача энергии возбуждения активатору. Отмеченные механизмы ТСЛ и ТСЭЭ требуют уточнения и дополнительных исследований, связанных с анализом спектрального состава каждого пика.

На рис.3 приведены результаты синхронного измерения кривых ТСЛ и ТСЭЭ кристаллов LiF-U,SO_4, облученных электронами. Для кривых ТСЭЭ обнаружено два максимума. Доминирующим является максимум, соответствующий полосе экзоэлектронной эмиссии, расположенной в интервале температур 285-320 К.

Рис.3. Спектры ТСЛ (1) и ТСЭЭ (2) кристалла LiF-U,SO_4 .

Вторая, менее интенсивная, но широкая полоса экзоэлектронной эмиссии (состоящая из нескольких перекрывающихся полос) расположена в области 330-440 К. Примерно в тех же температурных диапазонах обнаружены две полосы ТСЛ. Эти полосы были зарегистрированы «солнечно-слепым» ФЭУ только благодаря наличию УФ-полос свечения LiF-U,SO_4 (которые были обнаружены нами при импульсном катодолюминесцентном возбуждении – рис.4.).

Рис.4. Спектр импульсной катодолюминесценции кристалла LiF-U,SO_4 .

Свечение, связанное с урановыми центрами свечения (область 480-600 нм), не регистрируется «солнечно-слепым» ФЭУ при регистрации ТСЛ. Позиции полос ТСЭЭ в

температурной области 330-440 К сдвинуты в сторону высоких температур по сравнению с позициями полос ТСЛ в той же области. Это соответствует результатам анализа кинетических уравнений М.Фока [6] для кристаллофосфора с учетом экзоэмиссионных процессов:

$$j_Э = \frac{dq}{dt} = \sigma_Э N, \qquad (1)$$

где $j_Э$ – ток экзоэмиссии; q – число экзоэлектронов; N – число электронов в зоне проводимости; $\sigma_Э$ – вероятность выхода электрона, находящегося в зоне проводимости, за пределы кристалла. Такой анализ показал [7], что вблизи максимума термовысвечивания

$$\frac{d|j_Э|}{dT} > 0, \qquad (2.)$$

что означает, что максимум экзоэмиссии сдвинут относительно максимума термовысвечивания в сторону более высоких температур. Отметим, что высокотемпературные пики ТСЭЭ, характерные для составов LiF-U,Cu и LiF-U,Sr с катионными вторыми примесями, в исследованных кристаллах LiF-U,SO_4 с анионной второй примесью не обнаружены. Это может быть связано с тем, что примесь SO_4 увеличивает эффективность запасания экзосумм на мелких ловушках и блокирует процесс их запасания на глубоких ловушках.

Из полученных экспериментальных результатов видно, что для кристалла LiF-U,SO_4 температурная область активной термоэмиссии электронов совпадает с областью терморазрушения агрегатных электронных центров окраски: M- , M^+ - и R –типов (полосы поглощения последних при 440, 643 и 834 нм соответственно). Температурная область начала наибольшего ослабления М-полосы (λ = 440 нм, наиболее интенсивной из всех полос агрегатных центров окраски) согласуется с положением максимума на кривых ТСЭЭ (330-440 К). На заполнение ловушек, связанных с агрегатными центрами окраски, обусловливающих запасание светосумм и экзосумм, оказывают влияние, как отмечено выше, SO_4-ионы.

Термическая делокализация электронов из ловушек может сопровождаться целым рядом рекомбинациовных процессов со сложными дырочными центрами, продуктами которых могут быть Н-центры и экситоны. При возбуждении активаторной $U^{б+}$ -люминесценции в процессе термостимуляции (которая наблюдается визуально, но не регистрируется «солнечно- слепым» ФЭУ), возможны прямые рекомбинации электронов, освобожденных электронных ловушек с дырочными активаторными центрами свечения. Возможны и другие процессы.

Литература:

1. Кортов В. С., Исаков В. Г. и др. Экзоэлектронная компьютерная топография: аппаратная реализация и возможности практического применения // Дефектоскопия.– 1996.- №1.– с. 50-59.
2. Денисов Г.С., Кидибаев М.М. Радиационные дефекты в кристаллах фторидов щелочных металлов.- Бишкек-Каракол 2003. - 200 с.
3. Королева Т.С., Слесарев А. И. и др. Термостимулированная люминесценция и экзоэлектронная эмиссия волоконных кристаллов NaF-Cu и NaF-U,Cu // Проблемы спектроскопии и спектрометрии. – 2004. - вып.16. – с.123-136.
4. Слесарев А. И., Жамангулов А. А. и др. Термостимулированная экзоэлектронная эмиссия кристаллов фторидов лития и натрия, активированных ураном // Письма в ЖТФ.– 2000. – т. 26. - вып. 9. – с. 60-64.
5. Mayhugh M., Christy R. W., Johnson N. M. Thermoluminescence and Color Center Correlations in Dosimetry LiF // J. Appl. Phys. - 1970. - v. 41.- №7.– p. 2968-2976.
6. Фок М. В. Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров. М., Наука. – 1964. - 412 с.
7. Aguilar M., Lopez F. J. and Jaque F. Relationship between thermoluminescence and x-ray induced in alkali halides // Solid State Commun. – 1978. - v. 28. – p. 699-702.

УДК 535 37.

РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННЫЕ ЭФФЕКТЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $LIKSO_4$, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ ШЕСТИВАЛЕНТНОГО ХРОМА.

Кидибаев[1] М.М., Шаршеев[1] К., Клименко[2] О.И., Рысмендеева[2] А.
[1]Институт физических проблем и материаловедения НАН КР,
[2]Иссык-Кульский государственный университет им. К.Тыныстанова

Изучены спектры рентгенолюминесценции и термостимулированной люминесценции облученных кристаллов $LiKSO_4$ легированных ионами Cr^{6+}. Данное исследование было предпринято с целью получения новых материалов пригодных в качестве рабочего вещества дозиметров для персональной дозиметрии и радиационного мониторинга территорий. При стационарном облучении рентгеновскими лучами при температуре 300 К в спектре обнаружены пики около 470, 510, 560, 630 и 710 нм. В спектре ТСЛ наблюдаются максимумы термолюминесценции при 325-335, 375-385 и 410-420 К, с энергией активации 0,66; 0,77 и 0,83 эВ соответственно.

Большая часть территории Кыргызстана и проживающее на ней население оказались под воздействием негативных факторов антропогенного происхождения- повышенного радиационного фона. Поэтому определение стратегии охраны и улучшения здоровья населения Кыргызстана является актуальной задачей.

На территории Иссыккульской области потенциальными загрязнителями окружающей среды являются хвостохранилища бывших урановых шахт г. Каджи-Сая. Кроме того, в области имеется большое количество природных радоновых источников.

На фоне этих проблем определенный интерес вызывает поиск и исследование фундаментально-прикладных свойств новых эффективных оптических материалов многоцелевого назначения, пригодных для использования в качестве термолюминесцентных и термоэкзоэлектронных дозиметров ионизирующего излучения. Определенный интерес в этом плане могут представлять кристаллы $LiKSO_4$ легированные ионами переходных металлов. Нами были изучены спектры термостимулированной люминесценции облученных кристаллов $LiKSO_4$ активированных ионами Cr^{6+}.

При стационарном облучении рентгеновскими лучами при температуре 300 К обнаружены пики около 470, 510, 560, 630 и 710 нм (рисунок 1). Интенсивность разгорания люминесценции зависит от времени предварительного облучения, т.е. от концентрации наведенных рентгеновскими лучами центров захвата. Таким образом, интенсивность излучений наблюдаемых пиков зависит от концентрации электронно-дырочных центров окраски, участвующих в рекомбинационных процессах. Сравнение полученного спектра с исследованиями спектров беспримесных кристаллов [1], показывает, что в кристаллах $LiKSO_4$ - CrO_4^{2-} интенсивность пиков значительно выше.

Исследование спектров ТСЛ кристаллов $LiKSO_4$ было проведено в Институте физики НАН КР и Иссыккульском государственном университете, схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Кристаллы были подвергнуты рентгеновскому облучению в течении одного часа на установке УРС-70, U=55 кВ, I=10 мА.

Измерение температурной зависимости показало, что почти все полосы излучения разгораются в двух температурных областях, где имеются основные пики ТСЛ облученного кристалла $LiKSO_4$-CrO_4^{2-} (рисунок 3). Как в беспримесном кристалле (кривая 1), так и в кристалле $LiKSO_4$– CrO_4^{2-} (кривая 2) наблюдаются максимумы термолюминесценции при 325-335, 375-385 и 410-420 К.

Рисунок 1. Спектр рентгенолюминесценции монокристалла $LiKSO_4$- CrO_4^{2-} .

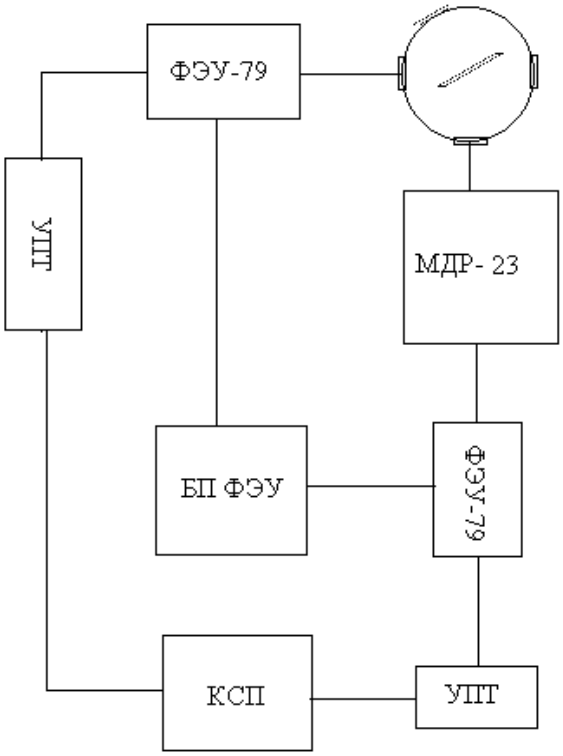


Рис.2. Блок-схема экспериментальной установки для измерения ТСЛ.

Исследования изотермического затухания свечения при температурах, соответствующих максимумам термопиков, показали, что затухание свечения подчиняется экспоненциальному закону, следовательно, кинетика процесса термолюминесценции является мономолекулярной.

Значения энергий активации для наблюдаемых пиков ТСЛ составляют: 0,66; 0,77 и 0,83 эВ для полос при 330, 385, 415 К соответственно.

2

1

Рис. 3. Спектр термостимулированной люминесценции облученных кристаллов $LiKSO_4$ (кривая 1) и $LiKSO_4$–CrO_4^{2-} (кривая 2).

Сравнение значений энергий активации термического разрушения центров определенных методом ЭПР [2] и методом ТСЛ в облученном кристалле, позволяет сделать заключение, что термопики с максимумами при 385 и 415 К обусловлены ион- радикалами SO_4^- и SO_3^- соответственно.

Следует отметить, что сравнение кривых ТСЛ беспримесных кристаллов и кристаллов с примесью шестивалентного хрома обнаруживает их большое сходство в позициях пиков ТСЛ. Однако при равных условиях облучения и регистрации интенсивность пиков термолюминесценции (также как и рентгенолюминесценции) примесного кристалла выше, чем беспримесного. Выше приведенные данные свидетельствуют о том, что при введении примеси в кристалле не создаются новые уровни захвата, а лишь увеличивается концентрация носителей заряда, существующих и в беспримесном образце на этих уровнях захвата.

Для изучения влияния примеси CrO_4^{2-} на образование радиационных дефектов связанных с основной решеткой, была исследована кинетика накопления этих центров в чистом и примесном кристаллах. Полученные результаты представлены на рис. 4.

а б

Рис. 4. Кинетические кривые накопления радикалов SO_4^- (а) и SO (б) в беспримесных кристаллах $LiKSO_4$ (1) и кристаллах с примесью CrO_4^{2-}

Наиболее быстрый рост количества создаваемых облучением радикалов SO_4^- и SO_3^- для чистых и примесных кристаллов $LiKSO_4$ наблюдается в начале рентгеновского облучения. При

продолжении облучения рост числа центров SO_4^- прекращается, а увеличение числа центров SO_3^- замедляется.

Повышение эффективности образования ион- радикалов SO_4^- и SO_3^- в кристаллах $LiKSO_4$ при добавлении CrO_4^{2-} можно объяснить, по- видимому следующим образом. Ион- радикалы SO_4^- представляют собой центры с недостатком электронов, т.е. с захваченными дырками. Наличие в кристаллах центров эффективно захватывающих электроны и препятствующих их рекомбинации с дырками, способствует образованию таких центров и их стабильность увеличивается. В кристаллах $LiKSO_4$ такими ловушками электронов, образующихся при ионизации ионов SO_4^{2-}, являются ион- радикалы SO_3^-. В отличие от SO_4^- ион-радикал SO является электронным центром, он образуется в результате захвата электрона при генерации анионной вакансии в комплексе SO_4^{2-} под действием излучения и последующего захвата электрона, отдаваемого межузельным ионом O^{2-}.

В примесных кристаллах $LiKSO_4$- CrO_4^{2-} ионы Cr^{6+}, которые также являются хорошими ловушками для электронов, создают дополнительные условия способствующие увеличению образования ион- радикалов SO_4^-. В свою очередь ионы Cr^{6+} при облучении в результате захвата электронов переходят в другие зарядовые состояния, что и наблюдается в эксперименте.

Результаты проведенного исследования ТСЛ показывают, что обладая малым значением эффективного атомного заряда (Z=11,64), кристаллы $LiKSO_4$–CrO_4^{2-} пригодны для использования в качестве рабочего вещества для термолюминесцентного дозиметра рентгеновского излучения в присутствии □- фона.

Литература:

1.Шаршеев К., Клименко О.И., Рысмендеева А. Рентгенолюминесценция монокристаллов $LiKSO_4$. Вестник ИГУ им. К. Тыныстанова. 2010г. №27, с. 63-66

2.Шаршеев К. Радиационные и примесные центры с переменной валентностью сложных сульфатов щелочных металлов. дисс. д.ф.-м.н. - Каракол. - 2000.- 254с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ НА ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ВОДА-ВОЗДУХ

А. Ы. Курбаналиев, А. Ж. Жайнаков
Институт горного дела и горных технологий им. У.И.Асаналиева Кыргызского государственного технического университета им. И. Раззакова, г.Бишкек
КГПИ БатГУ, г. Кызыл-Кия

Целью работы являлось численное моделирование нестационарных задач механики сплошных сред на примере гидродинамических процессов на поверхности раздела вода — воздух, включая обрушение волн и аэрацию. Для решения поставленной задачи были освоены пакеты OpenFoat 2.2. Пакет OpenFOAM позволяет решать гидродинамические задачи, что позволило в рамках настоящей работы использовать различные сетки для детального моделирования волновых и турбулентных процессов на свободной поверхности. В работе были исследованы два класса задач об эволюции границы раздела вода — воздух: задач об обрушении столба жидкости и задача о формировании гидравлического скачка над препятствием при его обтекании потоком жидкости.

The purpose of this paper was a numerical simulation of no stationary problems of the continuum mechanics on the example of hydrodynamic processes at the water – air free surface, including the collapse of the waves and aeration. Open source package OpenFOAM 2.2 was used for solving this problem. OpenFOAM package solves the hydrodynamic problem that allowed using of different grids for detailed modeling of wave and turbulent processes at the free surface. There were considered two classes of problems on the evolution of the interface air - water: collapse of the water column and the problem of the formation of a hydraulic jump over the obstacle in the flow of fluid flow around it.

В последние годы вычислительная гидродинамика играет всё большую роль в решении задач гидродинамики и гидрологии. Увеличение мощности компьютеров, внедрение в область вычислительной гидродинамики суперкомпьютеров позволяет моделировать движение жидкости вокруг тела с учётом достаточно сложных физических явлений, таких как турбулентные и волновые процессы, а также принимать во внимание воздействие динамики течения и атмосферы на гидродинамику корабля.

Для численного моделирования гидродинамических процессов существует достаточно большое предложение расчётных пакетов, как коммерческих, так и открытых. Для университетского сообщества наибольший интерес представляют открытые пакеты, которые позволяют решать не только инженерные и научные задачи, но и производить усовершенствования пакетов за счёт изменения исходного кода. Одним из таких пакетов является OpenFOAM 2.2.0 [1], который и был использован в настоящей работе.

Гидродинамическую систему вода — воздух можно рассматривать в рамках модели двухфазной среды, в которой одна фаза это газ (воздух), а другая фаза — жидкость (вода). Соответственно гидродинамические процессы, протекающие на поверхности раздела вода — воздух, можно рассматривать как процессы взаимодействия между газом и жидкостью[2, с. 381].

Математическая модель. Законы сохранения массы и импульса для несжимаемой вязкой изотермической жидкости, при отсутствии массовых и поверхностных сил, приводят к следующим осредненным по Рейнольдсу нестационарным уравнениям Навье-Стокса[2, с. 293]:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \overline{u_i}) = 0 \qquad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \overline{u_i}\,\overline{u_j} + \rho \overline{u_i' u_j'}) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{\tau_{ij}}}{\partial x_j} \qquad (2)$$

где $\overline{u_i}$ – i–ая компонента средней скорости в направлении координаты x_i, ρ – плотность, $\overline{p}$ – среднее давление, $\overline{\tau_{ij}} = \mu\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}\right)$ – средний тензор вязких напряжений, μ – молекулярная динамическая вязкость, $\rho \overline{u_i' u_j'}$ – напряжения Рейнольдса, требующие моделирования. Осреднение производится по времени, а штрих означает флуктуационную часть. При наличии массовых и других сил необходимо уравнение (2) дополнить соответствующими членами.

Для замыкания систем уравнений (1–2) необходимо ввести ту или иную модель турбулентности. Многие из моделей турбулентности, используемые на практике, основаны на понятиях турбулентной вязкости и турбулентной диффузии. Для течений общего вида введенная Буссинеском турбулентная вязкость, связывающая напряжения Рейнольдса с градиентами осредненного течения, может быть записана в следующей форме[2, с. 294]:

$-\rho \overline{u_i' u_j'} = \mu_t\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}\rho \delta_{ij} k$, где $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$ – турбулентная вязкость.

Кинетическая энергия турбулентности k и скорость ее диссипации ε определяются из следующих транспортных уравнений[2, с. 295–296]

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \overline{u_j} k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j} + P_k - \rho\varepsilon \qquad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \overline{u_j} \varepsilon)}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} P_k \frac{\varepsilon}{k} - \rho C_{\varepsilon 2}\frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \qquad (4)$$

где $P_k = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}$ – скорость генерации энергии турбулентности средним течением, Коэффициенты модели имеют следующие стандартные значения: $C_\mu = 0.09,\quad C_{\varepsilon 1} = 1.44,\quad C_{\varepsilon 2} = 1.92,\quad \sigma_k = 1.0,\quad \sigma_k = 1.3$.

При моделировании рассматриваемого класса течений особое место занимает метод определения границы раздела между двумя фазами – водой и воздухом. Согласно основной идее метода объема жидкости[2, с. 384], для каждой вычислительной ячейки определяется некоторая скалярная величина, представляющая собой степень заполнения данной ячейки одной фазой, например водой. В начальный момент времени t = 0 дается распределение поля этой величины $\alpha(x, y, z, t = 0)$ и дальнейшая её временная эволюция вычисляется как решение следующего транспортного уравнения:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha \overline{u_i})}{\partial x_i} = 0 \qquad (5)$$

Положение свободной границы определяется уравнением: $\alpha(x, y, z, t) = 0$.

Начальные и граничные условия. Для нестационарной задачи необходимо задание начальных значений всех зависимых переменных. Значения всех компонент скорости равны нулю, так как по условию рассматриваемой задачи до момента времени t = 0 движение отсутствует. Давление тоже равно нулю. Кинетическая энергия турбулентности и скорость её диссипации имеют некоторые малые значения, что обеспечивает хорошую сходимость численного решения на первых шагах интегрирования. Начальное распределение объемной доли α было неоднородным, поскольку часть расчётных ячеек заполнена водой (см. ниже рис. 2). На неподвижных твердых стенках расчётной области задано условие прилипания, что определяет равенство нулю всех компонентов вектора скорости. Для давления и объемной доли воды заданы условия непроницаемости – нулевой градиент этих величин (условие Неймана – и); для кинетической энергии турбулентности k и скорости её диссипации ε граничные условия задавались с помощью аппарата пристеночных функций[2, с. 298-299].

Численная модель. Дискретизация расчетной области получается методом контрольных объемов[5, с. 24]. Основная идея этого метода заключается в том, что вся расчетная область разбивается на ячейки гексаэдральной формы с последующей заменой дифференциальных уравнений алгебраическими, представляющими собой интегральные балансовые соотношения для каждой ячейки.

Для вычисления интегралов по контрольному объёму использовался метод Гаусса, а соответствующие значения величин на гранях контрольного объёма вычислялись из значений в центрах соседних ячеек путем применения тех или иных интерполяционных схем. Более детальную информацию о методах дискретизации и решения алгебраических уравнений можно найти в [1].

Для решения уравнения переноса (5) для объемной доли жидкости α применяется созданный в компании OpenCFD решатель MULES, использующий многомерный универсальный ограничитель для явного решения и обеспечивающий ограниченность объёмной доли фазы, независимой от применяемой основной численной схемы, структуры сетки и т. д.

Результаты численных расчетов. В качестве первой тестовой задачи рассматривался открытый канал, в котором в начальный момент времени жидкость была разделена вертикальной перегородкой на две неравные части с разными уровнями (см. рис. 1). Конфигурация этой задачи соответствует эксперименту[3]. Разделённая перегородкой левая часть имела длину 0.38м, а правая длину 9.55м. Высота воды в левой части была равна $d_0 = 0.15$м. После удаления перегородки происходит выравнивание уровней, при котором наблюдается опрокидывание фронта жидкости.

Рис. 1. Канал с разными уровнями воды.

Плотность воды была принята 1000 кг/м3, плотность воздуха — 1.233 кг/м3. Сетка для данной задачи имела 135200 ячеек. На расчёт было потрачено 4756 секунд машинного времени.

На рис. 2 и рис. 3 показано сопоставление результатов численных расчётов положения свободной границы с соответствующими экспериментальными данными работы[3].

Рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных данных для $d = 0.018$*м.*

Анализ рис. 2 показывает, что в первый момент времени t=0.156 граница раздела вода-воздух, рассчитанная в настоящей работе, хорошо согласуется с экспериментальными данными до точки $x = 0.4$ м. Затем, наблюдается расхождение. В расчете образуется ярко выраженная «ступенька», которая обусловлена, вероятно, с мгновенным выдвижением перегородки. К моменту времени t=0.28с положение свободной поверхности, полученное в ходе численного моделирования, уже не столь хорошо согласуется с экспериментальным данным. Однако, имеет место хорошее качественное воспроизведения эволюции границы раздела. Во все последующие моменты t=0.406с и t=0.53с продолжается та же тенденция. В ходе выполнения расчётов удалось воспроизвести нелинейную динамику волн. Было получено опрокидывание фронта волны и её обрушения. Так же удалось воспроизвести зоны захвата воздуха — процесс аэрации. Причём рассчитанное положение зон аэрации хорошо согласуется с экспериментальными данными. Самое большое расхождение с экспериментом наблюдается в начальный момент времени, поскольку перегородка разделяющая полость на две части убирается в эксперименте с конечной скоростью, что не было воспроизведено при численном моделировании. Аналогичное можно сказать и при анализе рис. 3.

Рис. 3. Сравнение расчетных и экспериментальных данных для $d = 0.038$м.

Заключение

В работе на основе численного моделирования в рамках модели вязкой жидкости были изучены нелинейные гидродинамические процессы, протекающие на поверхности раздела вода-воздух, такие как опрокидывание поверхностных волн, их обрушение, возникновение брызг и зон аэрации. Выше описанные явления были исследованы в задаче о формировании гидравлического скачка над препятствием. В ходе выполнения работы был использован открытый некоммерческий пакет OpenFOAM. Показано, что OpenFOAM позволяет решать такие основные задачи корабельной гидродинамики, как обтекание тел безграничным потоком вязкой жидкости, обтекание тел с учётом процессов, происходящих на свободной поверхности. В дальнейшем особое внимание следует уделить точности определения межфазной границы в области переднего фронта волны прорыва.

Литература:

[1] HTTP: http://www.openfoam.org/version2.2.0/.
[2] Ferziger J. H., Peric M. Computational Methods for Fluid Dynamics. Springer Verlag, 2002. 423 p.
[3] Janosi I. M., Jan D., Szabo K. G., Tel T. Turbulent Drag Reduction in Dam-break Flows//Experiments in Fluids. 2004. Vol.37. P. 219-229.

УДК 532.517.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОДОСЛИВА МЕТОДОМ КОНТРОЛЬНОГО ОБЪЕМА

А. Ы. Курбаналиев, А. Ж. Жайнаков
Институт горного дела и горных технологий им. У.И.Асаналиева Кыргызского государственного технического университета им. И. Раззакова, г. Бишкек
КГПИ БатГУ, г. Кызыл-Кия

Приведены результаты численного моделирования водослива через плотину трапециевидной формы. Для моделирования свободной границы использовался метод объема жидкости. Целью работы была демонстрация возможностей пакета OpenFoam для моделирования рассматриваемого класса течений

The results of the numerical modeling of the water flow over a trapezoidal spillway were presented in this paper. The volume of fluid method was used for capturing of the free surface. The aim of this paper was to demonstrate the capability of the OpenFOAM for simulation of the considering problem.

Гидротехнические сооружения относятся к числу сложных инженерных объектов, создающих целый ряд экологических и природопользовательских проблем даже при штатном режиме работы. Возникновение внештатных ситуаций на таких сооружениях приводит, в частности, к таким гидродинамическим авариям, как разрушение напорного фронта гидроузла и образование волны прорыва с катастрофическими последствиями - разрушениями плотин, дамб, энергетических, промышленных и гражданских объектов, затоплению территорий, человеческим жертвам.

В данной работе рассматривается численное моделирование несжимаемого турбулентного перелива жидкости через водослив трапецеидальной формы[3, с. 27, 4, с. 212]. Численное моделирование основано на трехмерных нестационарных уравнениях Навье-Стокса, с учетом сильно изменяющейся свободной поверхности. Целью работы является демонстрация возможностей пакета OpenFoam для моделирования рассматриваемого класса течений.

Математическая модель.

Геометрия рассматриваемой задачи приведена на рис. 1. Все размеры указаны в метрах, геометрическая пропорция не сохранена.

Рис. 1. Геометрия задачи.

Вода втекает в расчетную область слева со скоростью $0.6\ м/с$, что соответствует среднему расходу потока воды $3.6\ м^3/с$ на единицу ширину канала и вытекает через открытую правую границу.

Данный класс течения описывается усредненными по Рейнольдсу уравнениями Навье-Стокса[1, стр. 293], в которую входят уравнения неразрывности и переноса импульса:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \overline{u_i}) = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \overline{u_i}\,\overline{u_j} + \rho \overline{u_i' u_j'}) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{\tau_{ij}}}{\partial x_j} + \rho g_i \tag{2}$$

где u_i – компоненты средней скорости, ρ – плотность, p – среднее давление, $\overline{\tau_{ij}} = \mu\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}\right)$ – тензор вязких напряжений, связанный с молекулярной вязкостью μ, $\rho \overline{u_i' u_j'}$ – напряжения Рейнольдса, требующие моделирования. Усреднение производится по времени, а штрих означает флуктуационную часть.

Замыкание системы уравнений (1-2) основано стандартной на *k-ε* – модели турбулентности[1, стр. 295-296]:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \overline{u_j} k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j} + P_k - \rho\varepsilon \tag{3}$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \overline{u_j} \varepsilon)}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} P_k \frac{\varepsilon}{k} - \rho C_{\varepsilon 2}\frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \tag{4}$$

где $P_k = \mu_t\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ – скорость генерации энергии турбулентности средним течением, $\mu_t = \rho C_\mu k^2/\varepsilon$ – турбулентная вязкость, а коэффициенты модели имеют следующие стандартные значения: $C_\mu = 0.09; C_{\varepsilon 1} = 1.44; C_{\varepsilon 2} = 1.92; \sigma_k = 1.0; \sigma_\varepsilon = 1.3$.

Для отслеживания свободной границы раздела вода-воздух использовался известный метод объема жидкости. Идея метода объема жидкости [1, стр. 384] заключается в том, что для каждой вычислительной ячейки определяется некоторая скалярная величина α, представляющая собой степень заполнения этой же ячейки одной фазой, например водой: $\alpha = \frac{объем\ воды\ в\ ячейке}{объем\ ячейки}$. В начальный момент времени дается распределение этой величины и дальнейшая её временная эволюция вычисляется как решение следующего транспортного уравнения:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha u_i)}{\partial x_i} = 0 \qquad (5)$$

Положение свободной границы определяется уравнением: $\alpha(x, y, z, t) = 0$. Поэтому, физические свойства газожидкостной смеси вычисляются осреднением с соответствующим весовым коэффициентом:

$\rho = \alpha\rho_1 + (1-\alpha)\rho_2; \mu = \alpha\mu_1 + (1-\alpha)\mu_2$. Здесь индексы 1 и 2 соответствуют жидкой и газовой фазе.

Численная модель.

Расчетная сетка. Первоначальная расчетная сетка была создана при помощи утилиты blockMesh, которая разделяет область расчета на контрольные объемы гексаэдральной формы. Подпрограмма snappyHexMesh генерирует 3-х мерные сетки из гексаэдральных и расщеплённых гексаэдральных контрольных объемов автоматически из триангулированной геометрии плотины в формате стереолитографии (STL). Сетка приближается к геометрической поверхности посредством итерационного улучшения исходной сетки и подгонки полученных расщеплённых гексаэлементов. Опционально, на следующем шаге, сетка уплотняется и дополняется элементами пристеночного слоя. Настройка уровня улучшения исходной сетки очень гибка и работа с поверхностями является трудоёмким процессом при заданном качестве сетки. которое необходимо достигнуть. Утилита поддерживает распараллеливание и балансировку нагрузки на каждой итерации[2, стр. U-143].

Начальные условия. Для нестационарной задачи необходимо задание начальных значений всех зависимых переменных. Значения всех компонент скорости равны нулю, так как по условию рассматриваемой задачи до момента времени t = 0 движение отсутствовало. Давление тоже равно нулю. Кинетическая энергия турбулентности и скорость её диссипации имеют некоторое малое значение, которое обеспечивает хорошую сходимость численного решения на первых шагах интегрирования. Начальное распределение объемной доли α было неоднородным, так как не все расчетные ячейки заполнены водой (см. рис.2).

Рис.2. Начальное распределение объемной доли воды.

Для экономии времени расчета область слева от плотины была заполнена водой до уровня высоты самой плотины.

Граничные условия. На твердых стенках расчетной области задано условие прилипания, что дает условие равенства нулю всех компонентов вектора скорости. Для давления и объемной доли воды заданы условия непроницаемости, энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ε граничные условия задавались при помощи аппарата пристеночных функций[1, стр. 298-299]. На свободной границе заданы нулевые значения для давления, объемной доли воды и всех компонент скорости.

Дискретизация основных уравнений. Дискретизация расчетной области получается методом контрольных объемов[1, стр.39]. Использование разностной схемы против потока для конвективных и Gauss linear схемы для диффузионных членов дает приемлемую точность численных расчетов.

Для дискретизации производной по времени использовался явный метод Эйлера первого порядка. Численное решение связанных через давление нестационарных уравнений основывалось на методе PISO[1, стр.176] с числом корректоров 3.

Результаты численных расчетов.

Для визуализации результатов численного моделирования использовался пакет Paraview 3.12, входящий в состав OpenFOAM. На рис. 3а. представлено распределение объемной доли воды для момента времени $t = 12c$, а на рис.3б увеличенное поле вектора скорости вблизи плотины для того же момента времени. Видно, что максимальное значение вектора скорости 10 м/с имеет место на правой стенке плотины.

Рис. 3. Объемная доля воды при $t = 12c$.

Определение положения свободной поверхности. На первый взгляд, определение положения свободной поверхности в любой точке расчетной области кажется трудным из-за того, что программа визуализации Paraview, входящая в состав OpenFOAM, не имеет подобной утилити. Другая трудность связана с тем, что сам пакет OpenFOAM не решает уравнение для определения положения свободной поверхности, а решает только уравнение переноса (5) для объемной доли воды.

Используя поле распределения объемной доли воды α положение свободной границы можно определить двумя путями:

1. Путем использования утилиты Sample, нужно вывести значения α вдоль вертикальной, параллельной к оси z и проходящей через свободную поверхность линии. Затем с использованием подходящей интерполяции можно определить положение свободной поверхности, при котором $\alpha = 0$.

2. Интегрирование вдоль вертикальной, параллельной оси z, линии в пределах от нижней границы расчетной области до верхней границы – атмосферы: $\int_0^{z_{атм}} \alpha dz$.

Второй метод будет использован в данной работе так как, при помощи стандартных утилит Paraview, можно его легко выполнить. Первое, что мы должны сделать – это выделение объемной доли вдоль одной линии посредством утилити *Plot Over Line*, которую можно найти, выполнив последовательность команд *Filters -> Data Analysis.* Далее, необходимо ввести координаты начальной (дно расчетной области) и конечной (верхняя граница расчетной области) точек линии. Под вкладкой «Display» необходимо отметить только переменную *alpha1* и следует выбирать последний временной шаг. Построенные таким образом временные изменения высот воды непосредственно перед ($x = 10м$) и за ($x = 20м$) плотиной приведены на следующем рисунке:

Рис. 5. Эволюция высоты водного потока.

Выводы.

Приведены результаты численного моделирования водослива через плотину трапециевидной формы. Для моделирования свободной границы использовался метод объема жидкости. Полученные вполне адекватные физические результаты демонстрируют возможности открытого пакета OpenFoam для моделирования рассматриваемого класса течений.

Литература:

1. Ferziger J. H., Peric M. Computational Methods for Fluid Dynamics. Berlin: Springer Verlag, 2002. –423p.
2. http://www.openfoam.org/docs/. OpenFOAM 2.1.1. User Guide.
3. Седов, Л. И. Механика сплошной среды. Т. 2 –М.: Наука, 1970. –568с.
4. Спицын И. П., Соколова В. А. Общая и речная гидравлика. – Ленинград: Гидрометеоиздат, 1990, –359с.

ЛОКАЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМЕ ТИТАН-ВОДОРОД, СОДЕРЖАЩЕЙ РАЗЛИЧНЫЕ СТРУКТУРНЫЕ ДЕФЕКТЫ

Мукашев К.М., Шадинова К.С.
Казахский национальный педагогический университет имени Абая. г.Алматы, Казахстан

Чистый титан и его сплавы – перспективные конструкционные материалы для ядерной энергетики и космической техники. Серьезным недостатком этих систем является легко наводимая водородная хрупкость. Для понимания физики этого процесса проведены исследования электронного состояния водорода в местах его дислокации в решетке, его электронного взаимодействия с атомами матрицы и изменения электронных состояний дефектов при взаимодействии их с водородом. Результаты исследований позволяют предположить, что водород в титане и его сплавах находится в частично ионизированном состоянии. Легирование титана алюминием уменьшает способность титана к поглощению водорода.

Pure titanium and its alloys - advanced structural materials for nuclear energy and space technology. A major drawback of these systems is easily the induced hydrogen embrittlement. For the understanding of the physics of the process studied electronic state it places a hydrogen dislocation lattice interaction with atoms of the matrix and changes in electron states defects by reacting them with hydrogen. Studies suggest that hydrogen in titanium and its alloys is in the partially ionized state. Doping with titanium aluminum reduces the ability of titanium to hydrogen absorption.

Титан и его сплавы нашли применение в аэрокосмической технике и ядерной энергетике. Интерес к этим материалам и их физической природе не уменьшается и сегодня. Этому свидетельствуют многочисленные публикации исследований структурных, электронных характеристик и ядерно-физических параметров чистого металла и его сплавов.

Одной из актуальных проблем металловедения Ti является водородная коррозия. Иногда это полезно, так как поглощая больше количество водород, Ti может служить аккумулятором

этого элемента, который может быть идеальным топливом для различных энергетических установок. В то же время водородная хрупкость затрудняет использование Ti в качестве конструкционного материала из-за возникновения так называемой водородной хрупкости. Поэтому весьма актуальны исследования состояния H в Ti и его взаимодействия с этим материалом, как в равновесном состоянии, так и при наличии в нём различного типа дефектов: примесей, дислокаций, скоплений вакансий, петель дислокаций и др.[1].

Установлено, что холодно деформированный Ti при любых степенях обжатия имеет однофазную структуру. Его решетка после деформации насыщена дислокациями и дефектами упаковки и «сопровождающими» эти дефекты вакансиями. Легирование Ti изменяет его структуру, насыщая кристаллическую решетку Ti примесными структурными «дефектами». В сплавах при деформации наряду с дислокациями и дефектами упаковки обнаруживается двухфазная структура, т.к. деформационная обработка инициирует полиморфное превращение, которое уменьшает внутрирешёточную энергию. Радиационная обработка также инициирует в решетке Ti разнообразные дефекты. При облучении электронами образуются вакансии или их скопления, альфа-частицы и протоны вызывают появление вакансионных кластеров, петель дислокаций и пор.

Водород проникает в Ti путём поверхностной адсорбции из газовой фазы. При повышенной температуре возможна схема сорбции. Насыщение водородом возможно и при облучении протонами. Атомарный H, проникая в металл предположительно ионизируется под воздействием внутреннего электростатического поля кристаллической решетки. Однако, ионизации может привести к образованию либо отрицательного иона H^-, либо протона H^+. В первом случае велика вероятность образования гидридов. Если внутри металла водород превращается в протон, то благодаря своим малым размером $10^{-50}\,A$ он легко перемещается по междоузлиям и по границам зёрен. Тогда следует ожидать весьма высоких скоростей диффузии. Однако, сведения о состояния водорода в Ti недостаточно точны [2]. Некоторые исследователи считают, что H размещается в междоузлия и образует растворы внедрения. Кристаллическая решетка Ti имеет 2 типа пустот: $0{,}34\,\grave{A}$- тетрагональных и $0{,}26\,\grave{A}$- октаэдрических [3,4]. Предполагается, что H в первую очередь адсорбируется дефектами структуры, которые являются прекрасными ловушками для позитронов. Следовательно, методы электронно-позитронной аннигиляции весьма пригодны для изучения состояний H, находящегося в дефектах структуры кристаллического титана и его сплавов. Целью настоящей работы является исследование электронного состояния дефектов кристаллического строения Ti и его сплавов в условиях насыщения водородом из различного исходного состояния.

Для исследования использовался чистый иодидный Ti и его сплавы с Al при концентрациях $5{,}2 \div 50$ ат. Al. Сплавы изготовлялись в электродуговой печи в атмосфере чистого Ar. Образцы имели вид шайб $15\grave{\imath}\grave{\imath}$, толщиной $1\grave{\imath}\grave{\imath}$. Все образцы отжигались при $900^0\,\tilde{N}$ в течении 2 часов в вакууме $0{,}13\,\ddot{I}\grave{a}$. Деформация образцов производилась прокаткой до $\varepsilon = 50\%$.

Облучение образцов осуществлялась: электронами на линейном ускорителе при температуре $70^0\,\tilde{N}$, $E_e = 4{,}5\,\grave{I}\acute{y}\hat{A}$, интенсивностью $5 \cdot 10^{12}\,\tilde{n}\grave{\imath}^{-2}\tilde{n}^{-1}$; протонами и α - частицами на изохронном ускорителе $\acute{O} - 150$. Характеристика быстрых протонов: $E_{\eth} = 30\,\grave{I}\acute{y}\hat{A}$, интенсивность $1{,}5 \cdot 10^{12}\,\tilde{n}\grave{\imath}^{-2}\tilde{n}^{-1}$, флюенс до $2{,}5 \cdot 10^{16}\,\tilde{n}\grave{\imath}^{-2}$; α -частиц: $E_\alpha = 50\,\grave{I}\acute{y}\hat{A}$, интенсивность $1{,}5 \cdot 10^{12}\,\tilde{n}\grave{\imath}^{-2}\tilde{n}^{-1}$, до флюенса $10^{16}\,\tilde{n}\grave{\imath}^{-2}$, температура облучения 70^0C.

Насыщение образцов H производилось по методу Сивертса при $200^0\,\tilde{N}$ и $500^0\,\tilde{N}$ в течение 1 часа и более при давлении водорода в реакторе $4{,}9 - 5{,}9\,\ddot{I}\grave{a}$. Водород получали десорбцией гидридов NiH_x и TiH_x. Перед насыщением образцы выдерживались при комнатной температуре в вакууме $0{,}13 - 1{,}33\,\ddot{I}\grave{a}$. в течение 10 часов непосредственно в реакторе для насыщения, куда затем вводился H. Изменение давления в реакторе измерялось образцовым манометром с точностью $3 \cdot 10^2\,\ddot{I}\grave{a}$. при объёме реактора $400\tilde{n}\grave{\imath}^3$. Содержание водорода в

образцах оценивалось по изменению давления H в реакторе и путём их взвешивания с точностью до $10^{-6}\,\tilde{a}$.

Изохронный отжиг образцов осуществлялся в специальной камере, смонтированной на спектрометре. Образец помещался в электрическую печь и нагревался в атмосфере чистого Ar. Температура образца измерялась термопарой с точностью $\pm 2^0 \tilde{N}$.

Спектры углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ) получали с помощью длиннощелевого спектрометра со следующими характеристиками: угловое разрешение $0{,}5\,\grave{\imath}\eth\grave{a}\ddot{a}$, временное разрешение по быстрому $0{,}1\,\grave{\imath}\hat{e}\tilde{n}$, по медленному $0.3-1{,}0\,\grave{\imath}\hat{e}\tilde{n}$, шаг перемещения подвижного детектора $0{,}5\,\grave{\imath}\eth\grave{a}\ddot{a}$, нестабильность скорости счёта в максимуме спектра в течение 3 суток не превышает двух стандартных отклонений, максимальная интенсивность входной информации $3\cdot 10^5\,c^{-1}$, вакуум в измерительной камере не хуже $10^{-4}\,\ddot{I}\grave{a}$, активность источника позитронов $3{,}7\cdot 10^8\,\acute{A}\hat{e}$, точность фиксации подвижного плеча не хуже $0{,}5\%$.

При обработке спектров УРАФ получены для дальнейшего анализа следующие параметры [5]: W_p - вероятность аннигиляции позитронов на электронах проводимости. $W_p = S_p / S_0$., где $S_p -$площадь под параболической частью кривой УРАФ; S_0 – площадь под всей кривой; $F = W_p / W_g$, - перераспределение вероятности аннигиляции позитронов между электронами проводимости и электронами ионного остова; $\theta_F -$угол, соответствующий Ферми-импульсу электронов ($P_F = mc\theta_F$); кроме того рассчитывается относительное изменение параметра F:

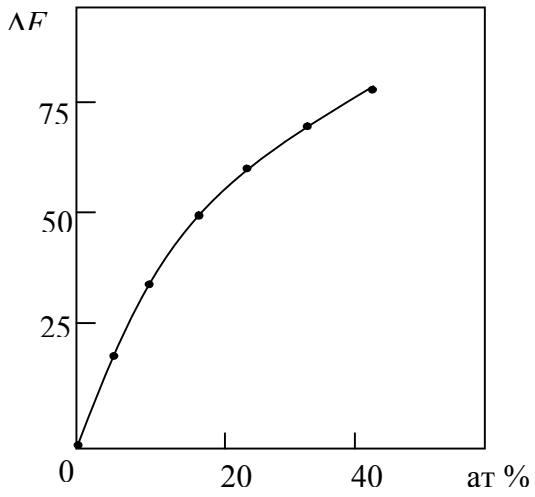
$\Delta F = \dfrac{F_H - F_o}{F_o}\cdot 100\%$, где $F_H -$относится к образцу, насыщенному водородом, $F_O -$к отожженному образцу без водорода.

Результаты и их обсуждение. Экспериментальная зависимость изменения вероятности аннигиляции позитронов с электронами проводимости $\Delta F_p = \dfrac{W_{pH} - W_{pO}}{W_{pO}}\cdot 100\%$, где $W_{pH} -$вероятность аннигиляции позитронов с электронами проводимости в Ti с H, W_{pO} - то же в чистом отожженном титане от содержания H в Ti, рис1, позволяет отметить, что до содержания H в Ti 50% ΔF_p растёт. При этом в районе концентрации H 8% скорость роста ΔF_p с увеличением содержания H несколько изменяется. Параметр θ_F практически остаётся постоянным. Поскольку в чистом отожженном Ti происходит свободная аннигиляция позитронов, то можно предполагать, что H в решетке чистого титана создаёт дополнительные центры захвата. Так как, H, располагаясь в октаэдрических $r = 0{,}26A$ или тетраэдрических $r = 0{,}38A$ порах, создаёт твёрдые растворы внедрения, то концентрация центров захвата позитронов будет расти с ростом увеличения концентрации твёрдого раствора. Можно предполагать, что H находится в частично ионизированном состоянии с отрицательным зарядом. Анализ диаграммы состояния Ti - H позволяет отметить, что H расширяет область β - фазы при одновремённом сужении α - фазы. При $T = 335^0 C$ и содержании $38\grave{a}\partial$.%H наблюдается эвтектоидный распад β - фазы на α - и $\gamma -$ фазы, которые также являются твёрдыми растворами внедрения. Установлено что зародыши новых фаз также являются эффективными центрами захвата позитронов. В системе Ti - H, $\gamma -$ фазы начинает образовываться в условиях медленного охлаждения при 7,8% H. Таким образом, зародыши $\gamma -$ фазы вносят дополнительный вклад в образование центров захвата, что, возможно, и повлияло на изменение скорости роста ΔF_p с изменением концентрации H, которая происходит примерно при $8\grave{a}\partial$.%H, (рис.1а).

На рис.1б представлено изменение аннигиляционного параметра ΔF сплавов Ti-Al в зависимости от содержания алюминия после насыщения водородом из отожженного состояния при температуре 500^0C в течение 1 часа. Видно, что легирование титана алюминием резко снижает

величину параметра ΔF до концентрации 13-16 ат.% Al. В дальнейшем скорость падения постепенно снижается. При этом параметр θ_F, связанный однозначно с импульсом Ферми, практически остаётся без изменения. Можно предполагать, что атомы Al занимают тетраэдрические или октаэдрические поры, тем самым уменьшая количество свободных мест для H. При этом уменьшается и количество центров захвата для позитронов. Возможно, этим можно объяснить уменьшение параметра ΔF_{pi} в сплавах с водородом по сравнению с чистым Ti. Известно, что диффузия водорода в Ti из газовой фазы происходит с большей скоростью, чем в аналогичных условиях в сплавах Ti. Можно также предполагать, что в экспериментах со сплавами Ti, на скорость изменения ΔF_{pi} от содержания легирующего элемента влияет появление зародышей новых фаз.

а)



б)

Рисунок 1. Кинетика накопления водорода (а) и подавление водородной коррозии (б) в титане.

Сравнивая ΔF_{pi} для Ti с определённой концентрацией H отожженных образцов с этим же параметром для аналогичных образцов со значительным количеством дефектов структуры можно отметить, что ΔF_{pi} претерпевает значительные изменения в образцах, подвергнутых пластической деформации или облучению высокоэнергетическими $\alpha -$ частицами (табл.1).

Таблица 1. Изменение параметров спектров УРАФ в Ti и сплаве Ti - 5,2 ат.%Al

Материал	Ti		Ti - 5,2 ат.%Al	
Обработка	ΔF,%	$\Delta\theta_{(F)}$,%	ΔF,%	$\Delta\theta_{(F)}$,%
Отжиг и насыщение ***H*** 1 ч при 200^{0}C	15	0	0	4
Деформация 50% насыщение ***H*** 1 ч при 200^{0}C	22	4	35	4
Облучение α- частицами и насыщение ***H*** 1 ч при 200^{0}C	81	12	42	5

Для более полного понимания природы дефектов в Ti и изменения их свойств в присутствии H были проведены измерения кривых изохронного отжига. По этим данным были определены температурный интервал отжига, значения энергии активации миграции дефектов и средний размер последних, которые сведены в таблицу 2.

Таблица 2.Стадии и параметры изохронного отжига образцов Ti, подвергнутых различным видам обработки.

Обработка	Температурный интервал стадий, ^{0}C	Энергия активации процесса, эВ	Средний радиус дефекта, $\overset{0}{A}$
Деформация прокаткой, $\varepsilon = 50\%$	150-350 350-650	1,35÷0,05 1,80÷0,05	1,1
Облучение e^- $E_e = 4{,}5$ МэВ	170-240	1,25÷0,05	0,99
Насыщение H, 500^{0}C 1 час, после облучения e^-, $E_e = 4{,}5$ МэВ	230-330	1,38÷0,05	0,81
Облучение p^+ $E_p = 30$ МэВ	140-280	1,42÷0,05	1,1
Облучение протонами $E_p = 30$ МэВ после деформации прокаткой на $\varepsilon = 50\%$	60-220	1,5÷0,05	1,1

Заключение.

Анализ полученных результатов позволяет предположить, что H в чистом Ti и сплавах Ti-Al находится в частично ионизированном состоянии. При наличии вакансий или вакансионных кластеров образует комплексы дефект - H. В процессе облучения электронами титана, содержащего водород, наблюдается эволюции радиационных дефектов от точечных вакансий при небольших дозах облучения до комплексов: скопление вакансий – водород. Изменение величин параметров спектра УРАФ сплавов Ti-Al, насыщенных водородом в идентичных условиях по сравнению с величинами идентичных параметров в сплавах без водорода, можно предположительно объяснить захватом атомами Al дефектов с образованием комплексов, вследствие чего уменьшается концентрация позитронных ловушек.

Литература:

1. Ивасишин О.М., Карасевская О.П. //Металлофиз. и новейшие технологии. 2000. 22, С.77.
2. Sattonnay G., Rullier – Albengue F., Dimitrov O. //J. Nucl. Mater. 1999. 275. P.63.
3. Дехтяр И.Я., Мукашев К.М., Федченко Р.Г.и др. //Металлофизика. -1981.-3, №3.-С.47.
4. Smith D., Hydrogen in metals. – Chicago: Chicago University Press. – 1943.
5. Мукашев К.М. Физика медленных позитронов и позитронная спектроскопия.
- Алматы. 2010. - 508 с

К МОДЕЛЬНОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧЕ ЧЕТЫРЕХ НЕПОДВИЖНЫХ ЦЕНТРОВ

К.А. Омаркулов, Камбарова Ж.Т., Баймуханов З.К.,
Омаркулов Е.К., Акимбеков Е.Т.
Аркалыкский государственный институт
им. И. Алтынсарина, г.Аркалык, Казахстан

Рассматривается новая «модельная» задача теоретической механики – плоская задача четырех неподвижных центров, два из которых лежат на оси , а два других на оси на произвольном расстоянии друг от друга. Задача сведена к квадратурам.

The new «model» problem of heavenly mechanics as the plane problem of four fixed centres, two of those crossing axes and the other two – crossing axes , the distance between centres is an arbitrary one. The problem is given like quadratures.

Предлагаемая ниже задача относиться к классу так называемых модельных задач небесной механики, позволяющих выполнить необходимые расчеты достаточно просто (в первом

приближении) и являющихся в то же время основной для построения точных аналитических теорий движения тех или иных материальных объектов (небесных тел).

Рассмотрим нестационарную задачу четырех неподвижных центров и покажем, что задача сводится к квадратурам. Рассмотрим движение материальной точки P в нестационарном гравитационном поле:

(1)

в которой - массы неподвижных центров, - радиус-векторы от точки P до рассматриваемых центров и соответственно равны:

,

, (2)

а - гравитационная постоянная.

Выберем неподвижную систему координат O неподвижные центры P_1 и P_3 на оси O'x', а неподвижные центры P_2 и P_4 на оси O'y' на произвольном расстоянии друг от друга, таким образом все эти центры распологаем на плоскости П.

Уравнение движения материальной точки при наличии дополнительной силы пропорциональной скорости тела имеет вид:

(3)

где - непрерывная функция времени.

Перейдем к новым переменным x и y по формулам:

, (4)

в которых

, ,

где - постоянная.

Если в уравнении (1) согласно // положить

(5)

Тогда в новых переменных:

,

, (6)

(7)

Функция

(8)

Дифференциальные уравнения движения (3) в новых переменных x, y запишутся в виде:

(9)

Пологая

(10)

Можно систему (9) записать в полуканонической форме, который имеет вид:

,

, (11)

где

, , (12)

Производя замену переменных P_x, P_y в форме:

, , (13)

Мы запишем уравнение (11) в канонической форме:

,

, (14)

где

(15)

При выполнении условия

, . (16)

который удовлетворяет соотношению

, (17)

И тогда уравнение (15) запишется в явном виде

(18)

Теперь перейдем к сфереидальным координатам uиυ по формулам :

, , (19)

то в новых переменных u, υ:

,

, (20)

и

(21)

где

(22)

и уравнения Гамильтона примут вид:

, , (23)

Тогда в новых канонических переменных

(24)

а

(25)

Вид силовой функции и в новых переменных таков, что система (23) удовлетворяет условия теоремы Луивиля, а потому и интегрируется в квадратурах.

Гамильтонову (24) соответствует уравнение Гамильтона – Якоби, который записывается в виде:

(26)

Пологая в этом выражений

(27)

Запишем (26) в следующей форма:

(28)

Полный интеграл уравнения (28) ищем в виде

, (29)

где - постоянная, - функция имеет вид:

Действительно, уравнение (28) будет удовлетворено выражением (29), если мы положим:

,

. (30)

где - произвольная постоянная.

Пологая

, (31)

, (32)

И интегрируя (30), мы найдем и , а затем решение (29) запишем в виде:

, (33)

Зная найдем общий интеграл системы (12) по формулам:

, , , (34)

где – новые произвольные постоянные.

Вычисляя частные произвольные (34), мы напишем общий интеграл задачи следующим образом.

,

, (35)

, (36)

Таким образом уравнение (35), (36) дают полное решение рассматриваемой нестационарной задачи с потенциалом (1) и при наличии дополнительной силы пропорциональной скорости.

Литература:

1. Е.П. Аксенов, Е.А. Гребеников, В.Г Демин, Астрон. ж., 40, № 2, 1963.
2. Н.П. Грушинский, Теория фигуры Земли, Физматгиз, М., 1963.
3. Г.П. Дубошин, Небесная механика. Основные задачи и методы, «Наука», М., 1968.

4. И.Д. Жонголович, Потенциал земного притяжения, Бюл. Ин-та теоретической астрономии АН СССР, 6, № 8 (81), 1957.
5. И.С. Козлов, Астрон. ж., 51, 191, 1974.

РАДИАЦИОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ $LIKSO_4$, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ CU^{2+}

Ордобаева Ч.Т.
Исыккульский государственный университет, г.Каракол

В работе представлены результаты исследования радиационно-оптических свойств монокристаллов $LiKSO_4$, легированных ионами Cu^{2+} выполненных методами оптического поглощения, циркулярного и линейного дихроизма, термолюминесценции, рентгенолюминесценции и ЭПР.

Практическое применение кристаллов чаще всего обусловлено особенностями их структурно- чувствительных свойств. Для изменения этих свойств в нужном направлении могут быть использованы различные методы, в том числе такие, как метод преднамеренного введения примесей и метод воздействия ионизирующими излучениями. До настоящего времени не существует однозначных критериев, позволяющих предсказать изменение представляющих интерес свойств легированных кристаллов, поэтому по-прежнему важным как в научном, так и в практическом отношении, остаётся установление экспериментальных закономерностей, указывающих возможные пути получения материалов с улучшенными свойствами. Особую актуальность приобретают материалы пригодные для создания оптических детекторов излучения многоцелевого назначения (для радиационного мониторинга местности, персональной, клинической, и аварийной дозиметрии), оптических сред для записи и хранения информации.

Интерес вызываемый в этом плане сложными сульфатами щелочных металлов обусловлен их высокой радиационной чувствительностью, явно выраженными ионными свойствами, прозрачностью в удобной для исследования области спектра, а также сравнительной легкостью синтеза.

В данной работе объектами исследования являлись кристаллы сложного сульфата лития-калия с примесями Cu^{2+}.

Спектры оптического поглощения кристаллов $LiKSO_4$, активированных ионами Cu^{2+} исследовались при комнатной температуре в спектральном интервале 300-2500 нм. Кристаллы $LiKSO_4$ обнаруживают полное поглощение в ультрафиолетовой области с резким краем около 400 нм, в ближней ИК- области наблюдается широкая интенсивная полоса поглощения максимум которой при комнатной температуре расположен около 840 нм, форма полосы свидетельствует о том, что она состоит из нескольких подполос.

После разложения ее на составляющие, компоненты имели максимумы при 740, 825, 863, 970, 1040 и 1140 нм (рис. 1).

Исследование спектров циркулярного дихроизма показало, что вдобавок к вышеназванным полосам наблюдаемым в спектре оптического поглощения, обнаруживаются дополнительные полосы с максимумами при 780 и 920 нм (рис. 2).

Таким образом, спектр оптического поглощения кристаллов $LiKSO_4$:Cu^{2+} состоит из 8 полос которые были идентифицированы как полосы соответствующие иону Cu^{2+} в октаэдрической координации находящемся в решетке $LiKSO_4$ в двух неэквивалентных положениях. Для обоих случаев были составлены схемы энергетических уровней и вычислены параметры кристаллического поля, которые приведены в таблице 1 вместе с другими сходными соединениями.

Рис.1. Разложение на составляющие спектра оптического поглощения кристалла $LiKSO_4$-Cu^{2+}.

В спектрах ЭПР кристаллов $LiKSO_4$-Cu^{2+} при комнатной температуре, при произвольной ориентации кристалла, наблюдается 24 линии [1]. При B//a и B// в* спектр состоит из 8 линий, которые можно разделить на две группы, различающиеся тем, что интенсивность четырех линий группы A вдвое больше, чем линий группы B (рис.3).

Вид спектра наводит на мысль о том, что в кристалле имеются два типа центров Cu^{2+} (условно обозначенные как A и B). Причём количество центров ответственных за линии A должно быть вдвое больше чем количество центров ответственных за линии B.

К, $см^{-1}$

λ, нм

Рис.2. Спектр циркулярного дихроизма кристаллов $LiKSO_4$:Cu^{2+}.

Таблица 1.

Комплекс	Переход на dx^2-y^2 с уровня			Параметры кристаллического поля ($см^{-1}$)			Литература
	d_z^2	dxz, dyz	dxy	Dq	Ds	Dt	
$Cu(HCO_2)_2*4H_2O$	9200	13200	11200	1120	1600	560	116
$Cu_4(SO_4)(OH)_6$	8330	14285	10520	1050	1730	285	116
$Cu_8(Si_4O_{11})(OH)_4$	8330	14080	10695	1070	1674	327	116
$Cd(NH_4)_2(SO_4)_2*6H_2O$	7843	11905, 13158	9756	975	1607	282	117
$CdK_2(SO_4)_2*6H_2O$	7936	11695, 13072	9901	990	1586	326	117
$LiKSO_4:Cu^{2+}$(A–центр)	8771	13513, 12121	10309	1030	1710	386	
$LiKSO_4:Cu^{2+}$(B–центр)	9615	12821, 11587	10721	1072	1673	584	

Рис.3. Спектр ЭПР монокристаллов $LiKSO_4$-Cu^{2+} B||a T=300 K.

Однако, слияние всех наблюдаемых линий при ориентации кристалла B||c говорит о том, что и линии A и линии B обусловлены парамагнитными центрами одного и того же типа локализованными в двух магнитно неэквивалентных положениях.

Анализ значений направляющих косинусов центров A при понижении температуры (табл. 2) показывает, что эти значения почти одинаковы как при комнатной, так и при азотной температурах.

Такой же анализ проведенный для центров B показывает, что в этом случае наблюдается значительное отличие выходящее за пределы ошибки эксперимента.

Изменение значений направляющих косинусов для линий B при переходе от комнатной температуры до азотной обусловливается структурными изменениями, имеющими место при фазовом переходе. Это свидетельствует о том, что при образовании примесных центров типа B происходит замещение ионом Cu^{2+} катиона Li^+ в искаженном тетраэдре состоящем из ионов кислорода O^{2-}.

Таблица 2.

Центр	Значения g-факторов при T=300 K			Значения g-факторов при T=77 K		
	g_X	g_Y	g_Z	g_X	g_Y	g_Z
$A_{1,2}$	2,0349	2,2069	2,3797	2,0309	2,1867	2,3983
$B_{1,2}$	2,0507	2,2121	2,3650	2,0332	2,2019	2,3964

Однако, спектры оптического поглощения и ЭПР обоих примесных центров характерны для ионов Cu^{2+} в октаэдрическом окружении [2]. Следовательно, при замещении одновалентных катионов Li^{+} двухвалентным ионом Cu в тетраэдрической позиции, происходит образование вакансий в ближайшем окружении последнего для сохранения зарядовой нейтральности кристаллической матрицы. Образование вакансий приводит к сильному искажению тетраэдра образованного ионами кислорода вокруг иона Li^{+} вплоть до трансформации его в октаэдр. Оценить возникшее искажение можно сравнением соотношений g-факторов. Установлено, что комплексы Cu^{2+} в $LiKSO_4$ имеют форму растянутого октаэдра.

Пользуясь полученными значениями g-величин и направляющих косинусов были предложены модели примесных центров типов А и В (рис. 4), а также составлены описывающие их волновые функции для обоих типов примесных центров ионов Cu^{2+} в кристалле $LiKSO_4$ при 300 К:

Коэффициенты волновых функций были рассчитаны по специально составленной программе.

Рис. 4. Расположение орбиталей $d_{x^2-y^2}$ и d_{z^2} в октаэдрическом комплексе.

Для исследования возможности практического использования исследуемых кристаллов, была исследована термостимулированная люминесценция. В облученных при температуре жидкого азота кристаллах $LiKSO_4$-Cu измерялась термостимулированная люминесценция (ТСЛ). В кристалле $LiKSO_4$-Cu обнаружены пики ТСЛ 115 К и 350-360 К (рис. 5). Светосумма под полосой 115 К в $LiKSO_4$ зависит от концентрации меди.

Рис.5. Спектр термостимулированной люминесценции облученного кристалла $LiKSO_4$-Cu.

Измерение спектрального состава пиков ТСЛ облученных при температуре жидкого азота кристаллов $LiKSO_4$-Cu показали, что в пиках ТСЛ при 115 К возникает широкая полоса излучения с максимумом 2,95 эВ (рис.6).

Рис.6. Спектральный состав пика ТСЛ при 110- 120 К.

Результаты измерений кривых ТСЛ беспримесных кристаллов $LiKSO_4$ и кристаллов $LiKSO_4$– Cu^{2+} в интервале температур 293-500 К приведены на рис. 7. Как в беспримесном кристалле (кривая 1), так и в кристалле $LiKSO_4$– Cu^{2+} (кривая 2) наблюдаются максимумы термолюминесценции при 325-335, 375-385 и 410-420 К. Исследование изотермического затухания свечения при температурах, соответствующих максимумам термопиков, показали, что затухание свечения подчиняется экспоненциальному закону, следовательно, кинетика процесса термолюминесценции является мономолекулярной. В таком случае можно определить энергию активации, соответствующую каждому термопику, по формуле Урбаха [9],

где $T_м$ - температура максимума термопика.

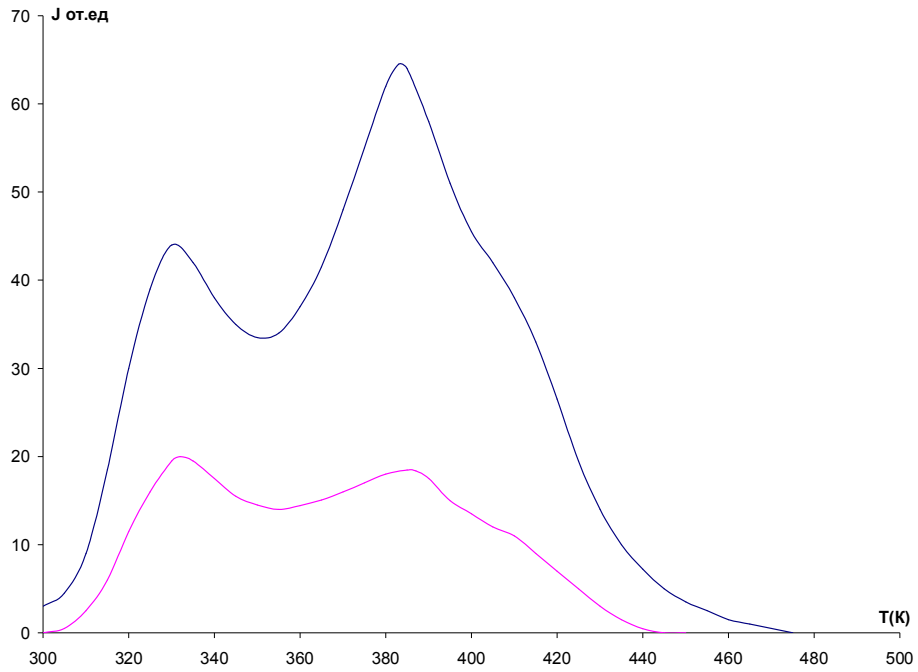


Рис. 7. Спектр термостимулированной люминесценции облученных кристаллов $LiKSO_4$ (кривая 1) и $LiKSO_4$– Cu^{2+} (кривая 2).

Значения энергий активации оказались следующими: 0,66; 0,77 и 0,83 эВ для полос при 330, 385, 415 К соответственно.

Сравнение значений энергий активации термического разрушения центров определенных методом ЭПР и методом ТСЛ в облученном кристалле, позволяет сделать заключение, что термопики с максимумами при 385 и 415 К обусловлены ион- радикалами SO и SO соответственно.

Следует отметить, что сравнение кривых ТСЛ беспримесных кристаллов и кристаллов с примесью шестивалентного хрома обнаруживает их большое сходство в позициях пиков ТСЛ. Однако при равных условиях облучения и регистрации интенсивность пиков термолюминесценции примесного кристалла выше, чем беспримесного. Выше приведенные данные свидетельствуют о том, что при введении примеси в кристалле не создаются новые уровни захвата, а лишь увеличивается концентрация носителей заряда, существующих и в беспримесном образце на этих уровнях захвата.

Результаты проведенного исследования ТСЛ показывают, что обладая малым значением эффективного атомного заряда (Z=11,64), кристаллы $LiKSO_4$– Cu^{2+} пригодны для использования в качестве рабочего вещества для термолюминесцентного дозиметра рентгеновского излучения в присутствии □- фона.

Литература:

1. Шаршеев К.Ш. Радиационные и примесные центры с переменной валентностью в кристаллах сложных сульфатов щелочных металлов. Екатеринбург-Каракол, 1999.
2. Берсукер М.Б. Строение и свойства координационных соединений. Л.: Химия, 1971. -312 с.
3. Мейлман М.Л., Самойлович М.И. Введение в спектроскопию ЭПР активированных монокристаллов.- М.: Атомиздат, 1977. -270 с.

РАСПАД СОБСТВЕННЫХ И ОКОЛОПРИМЕСНЫХ ЭЛЕКТРОННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЙ В КРИСТАЛЛАХ NaF И NaF-Li

М.М.Тайиров, А.Ж.Кошуев
КГПИ БатГУ

Макалада NaF и NaF-Li таза жана кошулмалуу кристаллдарда єздїк жана кошулмалардын жака белиндеги экситондордун негизги ажыроо каналдары болуп эсептелген нур чыгаруу жана нур чыгарбай аниондук дефектерди пайда кылуу каналдары талкууланат.

Фториды щелочных металлов получили самое широкое практическое применение. Одна из областей его использования термолюминесцентная дозиметрия ионизирующего излучения [1,2]. Эти кристаллы также начали использоваться в качестве активных и пассивных элементов перестраиваемых по частоте лазеров на центрах окраски для ближней инфракрасный области спектра [3,4].

Кристаллы NaF и NaF-Li остаются наименее изученной системой среди других ЩГК, в них детально не исследованы собственные и околопримесные электронные возбуждения (ЭВ) и особенности их излучательных и безызлучательных распадов с рождением анионных френкелевских дефектов (АФД). Это объясняется большой шириной запрещенной зоны NaF, что создает определенные трудности в изучении собственных и околопримесных электронных возбуждений поскольку их поглощения попадают в область вакуумного ультрафиолета.

С учетом большей практической ценности этого оптического материала, нами были проведены низкотемпературные эксперименты (при температуре жидкого гелия и азота), выясняющие характерные особенности излучательного и безызлучательного распадов собственных и околопримесных ЭВ с рождением радиационных дефектов и их термического отжига в чистых и примесних кристаллов NaF и NaF-Li.

Монокристаллы NaF и NaF-Li выращивались методом Киропулоса в платиновых тигелях в установке собранной в институте физико-технических проблем и материаловедения НАН КР(в лаборатории А.Алыбакова), позволяющий вести рост в вакууме [4]. Исследованные кристаллы NaF и NaF-Li выращивались из предварительно осушенного реактива марки NaF и LiF «особо чистая». Концентрация примеси Li^+ в NaF составляет 0,3 моль %.

Исследуемый объект помешалась в безазотный иммерсионный гелиевый криостат. Оптическое окно криостата изготовлена из монокристаллов LiF. Криостат также имел бериллиевые окошки для облучения образцов х-лучами. В качестве источников ВУФ-радиации служили лампы ЛД (Д) с кварцевым окном и ЛД2 (Д) с окном из MgF_2, также были использована проточная водородная лампа. Для получения нужной длины волны падающей ВУФ-радиации, использовали вакуумный монохроматор ВМР-2. Люминесценция образцов спектрально выделялось светосильным монохроматором МДР-2 и регистрировалось охлаждаемым фотоэлектронным умножителем.

Кристаллы NaF обладают широкой областью прозрачности в вакуумноультрафиолетовой области спектра. Электронные возбуждения проявляющиеся в спектрах отражения и собственного поглощения тонкой пленки NaF, достаточно хорошо изучены (см.[5, 6]).

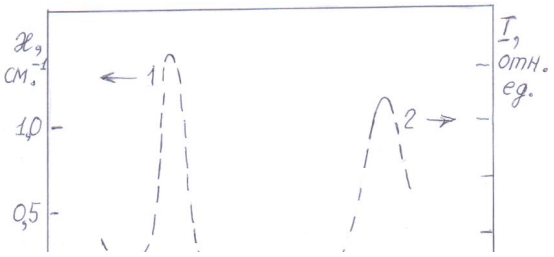


***Рис.1**. Спектры поглощения тонкой пленки NaF(1) по [7] при 10 К и излучение кристалла NaF при возбуждении х-лучами при 4,2 К (2).*

На рис.1 приведен спектр поглощения тонкой пленки NaF при 10 К в работы [7]. Пик при 10,675 эВ при 10 К соответствует создания p^5s-экситонов с n=1, т.е. переход электронов из 2p-состояния в 3s-состояния фтора. Межзонные переходы осуществляются при переходе электронов из 2p-состояния иона фтора в 3s-состояния натрия.

При излучательном распаде экситонов возникают характерные излучения молекулярно-автолокализованных экситонов (МАЛЭ). В спектре рентгенолюминесценции NaF при температуре 4,2 К доминирует свечение с максимумом 2,6 эВ, соответствующее излучательной рекомбинации электронов с автолокализованными дырками (рис.1.кр.2), эффективность свечения МАЛЭ в NaF при 4,2 К примерно в 200 раз меньше, чем свечение KI. При нагреве до 18 К свечение МАЛЭ резко ослабляется еще в десятки раз. На рис.2 приведены спектры рентгенолюминесценции кристаллов NaF и NaF-Li при 4,2 К. Из разностного спектра излучения видно, что люминесценции околопримесных экситонов $e^o(Li^+)$ вероятно соответствует полоса излучения с максимумом 3,3 эВ.

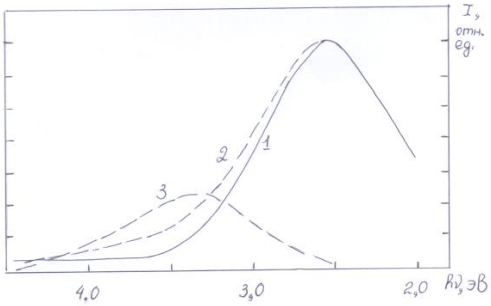


***Рис.2**. Спектры излучения кристаллов NaF(1) и NaF-Li(2) при возбуждении х-лучами при 4,2 К. Расностный спектр излучения кристаллов NaF и NaF-Li(3).*

Эффективность свечения околопримесных экситонов, также очень слаба по сравнению с эффективностью свечения собственных экситонов.

Из спектра туннельного свечения при 4,2 К и фотостимулированного свечения, наблюдаемого при подсветке в F-полосе поглощения х-облученного при 4,2 К кристалла, следует, что в NaF доминирует безызлучательный распад автолокализованных экситонов с рождением радиационных дефектов.

В отличии от кристаллов KCl и KBr, для х-облученного при 4,2 К кристалла NaF нами не обнаружены фотостимулированная туннельная люминесценция F^*,H-пар при стимуляции в F-полосе поглощения (3,8 эВ) и α-люминесценция при возбуждении в α-полоса поглощения (~9,5 эВ). Поэтому для исследования процессов радиационного создания дефектов в NaF и NaF-Li нами был применен метод традиционной термоактивационной спектроскопии облученных кристаллов.

На рис.3 приведен спектр поглощение NaF при 77 К по данным [7]. Из этого рисунка следует, что резонансное излучение водорода (L) проточной водородной лампы (10,2 эВ) приходится на длинноволновый спад экситонного поглощения. Облучение кристаллов NaF этим резонансным излучением создает в NaF при 77 К экситоны в автолокализованном состоянии т.е. в урбаховском хвосте, что затрудняет их миграцию и способствует распаду с рождением радиационных дефектов.

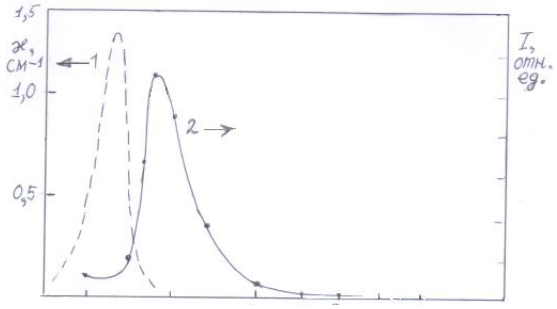


***Рис.3**. Спектры поглощения тонкой пленки NaF при 77 К (1) по [7] и создания пиков ТСЛ при 120, 180, 240 К (2) кристалла NaF.*

При нагреве кристаллов NaF облученных при 77 К фотонами 10,2 эВ (в экситонной полосе поглощения кристаллов) наблюдаются пики ТСЛ при 120, 180, 240, 310, 430 и 460 К.

Спектры создания пиков при 120, 180, и 240 К совпадают между собой, которая приведена на рис.3. Максимум спектров создания этих пиков ТСЛ соответствует «урбаховскому хвосту» фундаментального поглощения. Поэтому эти пики ТСЛ в NaF связаны с дефектами, которые создавались при распаде автолокализующихся экситонов (АЛЭ). Поскольку при облучении кристаллов NaF в длинноволновом крае экситонной полосы поглощения, как и в KBr, возникают экситоны в атомарноавтолокализованном состоянии, что создает благоприятные условие для их распада с рождением дефектов.

Как показано в работе [8], в х-облученных при 77 К кристаллах NaF доминирующими парамагнитными центрами являются V_k-центры, а также присутсвуют F-центры. При нагреве х-облученного при 77 К кристалла V_k-центры исчезают в области 160 ÷ 180 К (см. рис.4.кр4).

В работе [9] в х-облученных при 20 К кристаллах NaF дополнительно к перечисленным выше дефектам обнаружены Н-центры ориентированых вдоль [11] направлении кристаллической оси. При нагреве х-облученного при 20 К кристалла NaF Н-центры исчезают в районе 60÷70 К (см. рис.4.кр.1).

На рис.4 приведены также измеренные нами кривые ТСЛ х-облученного при 4,2 К в течение 60 мин. кристалла в NaF и NaF-Li. Низкотемпературную стадию (4,2÷70К) процесса ТСЛ можно делить на две температурные области: первая область (25÷40 К), где четко выражены два типа ТСЛ и вторая область (50÷70 К), где присутствуют очень слабые пики ТСЛ в области 50÷70 К. Как следует из отжига Н-центров, в интервале 25÷40 К происходить некоторое увеличение числа Н-интерстициалов и уменьшение числа V_k-центров [9]. Эти процессы, протекающие в NaF в области 25÷40 К связаны с термостимулированным движением I-интерстициалов, которые вступают во взаимодействие с

1) V_k-центрами, превращая их в Н-интерстициалы

***Рис.4**. Температурная зависимость ЭПР сигнала Н- (1), V_k- (2), F-центров (3) облученного х-лучами при 20 К по [9] и V_k- (4), F-центров (5) в облученного х-лучами при 77 К по [8] кристаллов NaF. Кривые ТСЛ кристаллов NaF и NaF –Li после облучения х-лучами при 4,2 К.*

2) F-центрами, в результате которого появляются свободные электрон

$$i_a^-(I) + v_a^+ e^-(F) \rightarrow e^- \ (2)$$

При рекомбинации этих электронов с V_k-центрами дают свечение МАЛЭ в области 2,6 эВ

$$e^- + e_s^+ V_K \rightarrow h\nu_I \ (2{,}6\text{эВ}).$$

Увеличение числа Н-центров и уменьшение F- и V_K-центров в первой температурной области действительно наблюдается по ЭПР сигналу этих центров облученного при 20 К кристалла NaF.

Во второй температурной области начинается термостимулированной движение Н–центров, где их часть вступает в рекомбинацию с F-центрами и F′-центрами, другая часть испытывает захват на примесных ловушках или ассоциируется друг с другом. При взаимодействии части Н-центров с малочисленными F′-центрами возникают свободные электроны, которые излучательно рекомбинируют с V_k-центрами (ТСЛ в области 50÷70К),

$$i_a^-(H) + v_a^+ e^- e^-(F^*) \rightarrow e^-;$$

$$e^- + e_s^+(V_K) \rightarrow h\nu_I \ (2{,}6 \text{ эВ}).$$

Описанные выше экспериментальные факты в NaF показывают, как и в кристаллах KBr, электронные возбуждения в NaF, созданные рентгеновскими лучами при 4,2÷20 К при безызлучательном распаде создают как нейтральные, так и заряженные АФД (F,H- и I-пары).

В NaF частота колебаний молекулярного дырочного компонента АЛЭ больше предельной частоты кристаллических колебаний, что способствуют низкотемпературному разделению H-центра от F-центра.

Под действием рентгеновских лучей в NaF и при 4,2 К, и при 77 К рождаются F,H-пары, часть из них перезаряжается с рождением α,I-пар , но число стабильных α,I-пар, меньше по сравнению F,H-пар ($N_{\alpha,I}<<N_{F,H}$). Это связано с отсутствием низкотемпературной миграции перелаксированных (горячих) I-интерстициалов в NaF. При перезарядке ориентированных по кристаллической оси [111] H-центров сразу рождаются неподвижные I-центры в тетраэдрических пустотах (как и в NaCl [9,10]). Отсутствие миграции горячих I-интерстициалов в NaF, значительно понижает вероятность, выживания созданных α,I-пар, которые за очень короткие (наносекудные) времена рекомбинируются. В отличие от NaF в KBr H-центры имеют ориентацию [110], и после перезарядке F,H-пар рождаются горячие подвижные даже при 4,2 К I-интерстициалы, которые «уходят» от своих α-центров и образуют стабильные α,I-пары.

На рис.4 также приведении кривые термостимулированной люминесценции кристаллов NaF-Li облученного х-лучами при 4,2 К. Из ТСЛ кристаллов NaF и NaF-Li выше 77 К наблюдается пики при 135, 145, 155, 165, 175, 195, 210, 220, 240 и 255 К.
Уменьшение F- и V_K-центров в области 160÷220 К наблюдается по ЭПР сигналу (см.рис.4 кр.4,5). Возникновение пиков ТСЛ при 165, 175, 195 и 220 К связана, по нашему мнению, термостимулированным движением V_K- $H_A(Li^+)$ и I_A (Li+)-центров и взаимодействием с F- и F′-центрами

$$e_s^+(V_K) + v_a^+ e^-(F) \to h\nu_I(v_a^+),$$

$$e^+(V_K) + v_a^+ e^- e^-(F^*) \to h\nu_I,$$

$$i_a^0(H_A) + v_a^+ e^+(F) \to R,$$

$$i_a^0(H_A) + v_a^+ e^- e^-(F^*) \to e^-,$$

$$e^- + e_s^+(V_K) \to h\nu_I,$$

$$i_a^-(I_A) + v_a^+ e^-(F) \to e^-,$$

$$e^- + e_s^+(V_K) \to h\nu_I.$$

Таким образом, в чистых и примесных кристаллах NaF и NaF-Li основным каналом распада собственных и околопримесных экситонов является безызлучательный канал: даже при 4,2 К эффективно рождаются нейтральные и заряженные АФД, где при высоких температурах АФД локализуются около примесях и ассоциируются между собой, образуя более сложные дефекты.

Литература:

1. Непомнящих А.И., Раджабов Е.А., Егранов А.В. Центры окраски и люминесценция кристаллов LiF.// Новосибирск: Наука, 1984, - с.111.
2. Егранов А.В., Раджабов Е.А. Спектроскопия кислородных и водородных примесных центров в щелочногалоидных кристаллах. // Новосибирск: Наука, 1992, - с.62.
3. Hages W. Crystals with the Fluorite structure. Electronic vibrational and defect propirties.// Oxford: Glarendon press, 1974, - p.448.

4. Умурзаков Б.С. Стабилизация центров окраски в кристаллах фторида натрия и издание активных сред для перестраиваемых лазеров. – Дисс. на соискание учен. степени кандидата физ.-мат. наук: 01.04.07. – Фрунзе, 1985.
5. Tomiki T., Miyata T. Optical studies of alkali fluorides in VUV region.// J. Phys. Soc. Japan, 1969, v. 27, №3, p.658-678.
6. Saito H., Saito S., Onaka R. Apsorption spectra of alkali fluorides in the extreme ultratiolet region.// J. Phys. Soc. Japan, 1970, v.28, №3, p.699-701.
7. Teegarden K.J., Baldini G. Optical absorption spectra of alkali halides at 10 K.// Phys. Rev., 1967, v. 155, №3, p.896-907. и J.E. Eby, K.J.Teegrden, D.B. Dutton. Ultraviolet absorption of alkali halides // Phys. Rev. -1959. -v.116. -P.1099-1105.
8. Лущик А.Ч., Васильченко Е.А., Галаганов В.Г., Колк Ю.В., Сееман В.О., Фрорип А.Г. Особенности радиационного создания дефектов в NaCl и NaF с ориентацией H-интерстициалов на <111>. // Изв. АН Лат. ССР, 1990, №3, с.33-41.
9. Пунг Л.А. Низкотемпературная релаксация ЭПР автолокализованных дырок в кристаллах LiF и NaF.// Труды ИФ АН ЭССР, 1966, т.34, с.114-165.
10. Тайиров М.М., Кошуев А.Ж. Электронные возбуждения и радиационные дефекты в NaF и NaF-Li. // Наука и новые технологии, 2013,№5.

УДК: 621.313.322.

ЗАТТАРДЫ КҮЙГҮЗҮП ЭНЕРГИЯ АЛУУ – БУЛ ЗАТТАРДАН ЭНЕРГИЯ АЛУУДАГЫ АРГАСЫЗДЫКТЫН АКЫРКЫ МҮМКҮНЧҮЛҮГҮ

Ташполотов Ы., Акматов Б. Ж., Жунусалиев А.С., Кулуев Ж.О.
ОшМУ, ОшТУ.

Аталган макалада заттарды күйгүзүп энергия алуунун көрсөткүчү башка энергия булактарына салыштырганда өтө төмөн экендигинен жана пайдалануудагы пайдалуу аракет коэффициенти (ПАК) да төмөн болгондуктан заттарды күйгүзүп энергия алуу заттардан энергия алуунун орду эң төмөнкү деңгээлдик көрсөткүчтө экендиги баяндалган.

В данной статье изложено, что получение энергии сжиганием имеет самый низкий показатель по сравнению с другими источниками энергии и низкий коэффициент полезного действия.

The article stated that obtain energy by burning has the lowest compared with other energy sources, and low coefficient of Paulin action.

Ушул мезгилге чейин энергияны пайдалануу багыттары өнүктү жана өркүндөтүлүүдө. Өнөр жайдын жана техникалардын өнүгүшүнүн натыйжасында энергетикалык көйгөй жаралды.

Азыркы учурдагы энергия алуунун негизги булактары жана алынган энергиянын чоңдуктары № 1- таблицада берилди.

№1- таблица

к/№	Энергия алуунун ыкмалары	Аткарылуу чу процесс	Салыштырмалуу энергия эффектив-гү	Эселенген энергети-к көрсөткүчү
1	Күйүүчү энергия алып жүрүүчүлөрдө	$C+O_2$	0,0046 MeV	1
2	Атом ядросунун бөлүнүшүндө	U^{235}	0,85 MeV	10^2
3	Башкарылуучу термоядролук синтезде	D+T	17,6 MeV	10^3

Чындыгында реалдуу дүйнө энергиясыз жаралмак эмес [1]. Ошондуктан реалдуу дүйнөдөн энергия алуунун түрдүү багыттары илимий түрдө изилденип, негизделип келинүүдө жана улантылууда.

Өндүрүштө пайдаланып жаткан энергия булактарынан эң чоң энергия кубаттуулугуна ээ болгону ядролук энергетика. Бирок бул багытта алынган энергияны пайдалануу канчалык

деңгээлде кооптуу экендигин Украинадагы (Чернобылдагы) жана Японияда гы окуялар жетишээрлик туюндурду.

Заттарды күйгүзүп энергия алуунун мурдатан белгилүү болгон ыкмалары көмүр кычкыл газын пайда кылуу менен Жер шарында парник эффектисинин жаралышына алып келди. Мындан тышкары таза эмес заттардын күйүүсүнөн чөйрөдөгү аба, суу жана калдык таштандылардан топурак (жердин кыртышы) булганып экологиялык маселелердин келип чыгышы орун алууда.

Энергия алуунун дагы бир эффективдүү жолу суу электрстанциялары (ГЭС). Бул багытта энергия алууга жана аны пайдаланууга чоң экономикалык каражат талап кылат. Ошол эле учурда көптөгөн жумушчунун эмгегин, керектүү электротехникаларды, тиешелүү жабдыктарды мезгил-мезгили менен талап кылаары маалым жана алардын баасы убакыт өткөн сайын жогорулап барууда. Мындан тышкары өндүрүлгөн энергияны бардык керектөөчүлөргөгө жеткирүү жана тынымсыз камсыздоо боюнча бир топ маселелер жаралып турат.

Мында көрсөтүлгөн кемчиликтер жана жетишпестиктер аталган энергия алуунун булактарын келечектүү деп атоого болбостугунан кабар берет.

Талап кылынуучу энергияны ар дайым жана бардык жерде камсыздай алуучу энергиянын жаңы булагын аныктап (таап) чыгуу илимдеги приоритеттүү багыттардын бири болуп эсептелет.

Бул багытта энергия алуунун жаңы булагы катары электрофизикалык иондоштуруу ыкмасында энергия алууну атоого болот. Мындай ыкмада 1л бензинден алынуучу энергия менен 1л бензин күйгөндөгү алынган энергияга салыштырабыз. Анткени күйүүдөн чоң энергия алуунун булагы бензин экендиги белгилүү. 1кг бензин күйгөндө 4,6 $\times 10^7$Дж энергия алынгандыгы белгилүү. Ал эми электрофизикалык иондоштуруу ыкмада 1л бензинден алынуучу электр энергиянын чоңдугун эсептейли. Бизге белгилүү болгондой бензиндин химиялык курамы: Гептандан (C_7H_{16}) нанонго чейин (C_9H_{20}), (C_5H_{12} ден $C_{10}H_{22}$) жана бензиндин тыгыздыгы 680 кг/м^3.

Гептанды (C_7H_{16}) минимум катары эсептесек бир молекуланын массасы $16{,}645\times10^{-26}$кг экендиги, 1л бензинде $40{,}85\times10^{23}$ молекуладан кем эмес деп эсептесек, мындан 1л бензинде $285{,}97\times10^{23}$ көмүртектин атому бар экендигин жана валенттүүлүгүн эске алганда жакындаштырылган түрдө $1{,}83\times10^7$Кл заряд алынарын тиешелүү эсептөөлөр көрсөттү. Ошол эле учурда $653{,}64\times10^{23}$ санына барабар болгон суутектин атомдорун алууга болот. Бул көрсөткүч өз кезегинде энергия катары же сырье катары колдонулат. Эгерде C_9H_{20} –махсимум деп эсептесек, тиешелүү эсептөөлөр жүргүзүлгөндө $2{,}0\times10^7$Кл заряд алынары белгилүү.

Бензиндеги электрофизикалык иондоштуруу процессин карайбыз. «А – 80» маркадагы бензинге электрофизикалык иондоштуруу эксперименти жүргүзүлдү жана анын жыйынтыгы №2 таблицада берилди. Мында бензиндин температурасы 12^{0}С, көлөмү 20 мл барабар. Ал эми электрофизикалык иондоштуруучу аянт 0,6 см^2 га барабар болгон шартта эксперимент алынды. Экспериентти кайталагандагы жыйынтык №3 таблицада берилди.

№ 2 таблица

к/№	V(t) (В)	Δt (с)
1	2	3
1.	11,0	0
2.	11,5	64
3.	12,25	74
4.	12,5	92
5.	13,0	114
6.	13,5	135
7.	14,0	160

№ 3 таблица

к/№	V(t) (В)	Δt (с)
1	2	3
1.	11,0	0
2.	11,5	45
3.	12,0	58
4.	12,5	66
5.	13,0	76
6.	13,5	99
7.	14,0	116

Алынган эксперименттердеги чыңалуунун сандык маанилерин салыштырып, бирдей убакытта көрсөткүч айырмалуу экендигин байкайбыз. Анткени, бензинди электрофизикалык иондоштуруунун алгачкы мезгилинде түзүлүштүн электродуна 11 В чыңалуу берилген. Көмүртектин атомунун иондоштуруу потенциалы 11 В болгондуктан бензиндин молекуласы

суутектин жана көмүртектин атомдорунун иондоруна ажыроосу белгилүү. Экспериментти кайталаганда чыңалуунун тез чоңойгондугу көмүртектин атомунун саны бензиндин курамында көбөйгөндүгү, ал эми суутектин атомунун санынын азайышы катары кароого болот (химиялык модели кийинки жумуштарда каралат). Мындагы экспериментте байкалып жаткандай чыңалуунун 4В ко өскөнүн эске алсак, анда $4{,}11\times10^{14}$ санына барабар болгон көмүртектин атому иондошкон болот. Минимум абалдагы бензиндин 1л көлөмгө карата алганда $2{,}8597\times10^{25}$ санына барабар болгон көмүртектин атому бар экендигин эске алсак, көрсөтүлгөн аянттагы электрод менен электрофизикалык иондоштуруу ыкмасында 1л бензинди толук иондоштурууга жакындаштырылган түрдө $7{,}0\times10^{10}$ секунда б.а. 2206,34 жыл убакыт керектелээрин эсептөөлөр көрсөтүүдө.

Демек, 1кг бензинди күйгүзүүдө алынган энергияга караганда 1л бензинди электрофизикалык иондоштуруу ыкмасында алынган энергия ондогон эсеге көп экендиги № 4 таблицада салыштыруу иретинде берилди.

№ 4- таблица

к/№	Энергия алуунун ыкмалары	Аткарылу-учу процесс	Эселенген энергети-к көрсөткүчү
1	Күйүүчү энергия алып жүрүүчүлөрдө	$C+O_2$	1
2	Электрофизикалык ион- доштуруу ыкмасында	$x \rightarrow x^{n+}$ же $(x_n y_m) \rightarrow x^{n+}+y^{-}(y^{m+})$	10
3	Атом ядросунун бөлүнүшүндө	U^{235}	10^2
4	Башкарылуучу термоядролук синтезде	D+T	10^3

Энергияны электрофизикалык иондоштуруу ыкмада алуунун төмөндөгүдөй артыкчылыктары да бар:

- экологиялык мааниге ээ;
- бардык жерде колдонууга болот;
- ПАК тин чоңдугу ж.б. электрофизикалык иондоштуруучу түзүлүшкө таандык артыкчылыктарды белгилөөгө болот [2].

Жалпылап караганда көмүртектин күйүүдө катыштыгы бар деп эсептелинген отун ресурстарын күйгүзүүнүн негизинде жылуулук же энергия алууну жогоруда айтылгандардын (№4-таблицанын) негизинде заттан энергия алуудагы аргасыздыктын мүмкүнчүлүгү деп айтууга негиз бар. Ошондуктан бардык органикалык заттардын курамында көмүртек болгондуктан, көмүртектин күйүүдө катыштыгы бар деп эсептелинген отун ресурстарын ушул багытка буруу максаттуу. Ал эми калган элементтерден электрофизикалык иондоштуруунун негизинде электр энергиясын алууга жетишүүнүн өзү көптөгөн артыкчылыктарды жаратат. Жаратылыш ресурстарын пайдалануу сарамжалдуулук жана экологиялык мааниге да ээ болмок.

Натыйжада электрофизикалык иондоштуруу ыкмасын пайдаланып каалагандай заттардан электр энергиясын өндүрүүгө болот. №4- таблицаны эске алганда аталган ыкмада энергия алуу, башка энергия булактарына салыштырганда коопсуз жана натыйжалуу экендигин байкайбыз.

Жогоруда белгиленгендердин негизинде алынган

Т Ы Я Н А К:

1. Көмүртектин күйүүдө катыштыгы бар деп эсептелген отун ресурстарын күйгүзүүнүн негизинде керектелген энергияны алуунун ордуна, электрофизикалык иондоштуруу ыкмада ал заттардан электр энергиясын алуу экономикалык жана экологиялык артыкчылыктарга ээ.
2. Көмүртектин күйүүдө катыштыгы бар деп эсептелген отун ресурстарын, күйгүзүүдөн алынган энергиянын сандык көрсөткүчү башка энергия булактарынан алынган энергиянын сандык көрсөткүчтөрүнөн өтө төмөн болгондуктан, энергия алуудагы аргасыздыктын акыркы мүмкүнчүлүгү катары белгиленет.

Пайдаланылган адабяттар:
1. Акматов Б.Ж. Энергия- реалдуу дүйнөнүн негизи /Басмаканада/.
2. Акматов Б.Ж. Электрофизикалык ионизациянын негизинде ичилүүчү сууну тазалоонун технологиясын изилдөө жана иштеп чы гуу [текст]: тех. илим. кан. дис.: 01.04.07/ Б. Ж. Акматов – Кыргыз Республикасы, Ош шаары, 2011. -150бет.

УДК 535.37; 548.736

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -ЦЕНТРОВ В ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ. I. KCl-Ge

Усаров А.С., ОшГУ

Здесь мы рассмотрим спектральные, поляризационные и кинетические характеристики люминесценции $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ - центров в KCl-Ge в исследуемом интервале температур 1,7 – 400 К. Полосы излучения обусловлены переходами из тетрагональных (T) минимумов соответственно синглетного (C_{T2},C_{T1}) и триплетнего (A_{T2},A_{T1}) релаксированных возбужденных состояний $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ - центров. Полосы излучения связаны с переходом из более низкосимметричных X-минимумов триплетного РВС. Излучения обусловлено переходами из B-или C_x-минимумов. Наличие двух C_T-, A_T- и A_X полос излучения связан с нарушением энергетической эквивалентности Ян-Теллеровских минимумов одной симметрии, но разных ориентацией из-за катионной вакансии, ассоциированной с ионом Ge^{2+}.

For the first time spectral, polarization and kinetic characteristics of luminescence of $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ centres in KC1-Ge have been investigated in the temperature region of 1.7 to 400 K. Six emission bands have been found, originating from the Jahn-Teller tetragonal (T) minima of singlet and triplet relaxed excited states as well as from the triplet state X minima of lower symmetry, all split by cation vacancy near Ge^{2+} ion. An emission band, supposingly assigned to the transitions from B or C_x state, has also been found. Temperature dependences of polarization degrees, intensities and decay times of these bands have been investigated. Experimental manifestations of complicated relaxation and thermostimulated processes in the singlet and triplet excited states of $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ centres as well as those of the processes of cation vacancy reorientation around Ge^{2+} ion have been detected. Some parameters of triplet relaxed excited state 'minima are defined, which testify to an essential suppression of spin-orbit interaction by the Jahn-Teller one in the system investigated.

Щелочно-галоидные кристаллы (ЩГК), активированные двухвалентными ионами германия, обладающими заполненной оптической s-оболочкой, представляют собой системы с сильным электрон-фононным взаимодействием. Как и другие двухвалентные примеси в ЩГК, ионы Ge^{2+} , вероятнее всего, ассоциированы с катионными вакансиями (υ_c^-). Обладая целым рядом очень интересных особенностей, $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центры в ЩГК представляют большой интерес для спектроскопии примесных центров в кристаллах. В частности, наличие изотопов германия как с полуцелым, так и с нулевым спином ядра позволяет использовать эти системы для изучения влияния сверхтонкого взаимодействия на характеристики люминесценции. В связи с малым ионным радиусом Ge^{2+} можно ожидать также проявления различных эффектов, связанных с нецентральным положением Ge^{2+} в кристаллической решетке.

Однако в отличие от других центров люминесценции такого типа (Ga^+, In^+, $T1^+$, Sn^{2+}, Pb^{2+}) центры $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ в ЩГК почти не исследованы. Впервые эти системы были синтезированы в 1958 г. Н. Лущик в Тарту [1]. При комнатной температуре наблюдалось $A_т$-излучение $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ - центров в KC1-Ge около 2,4 эВ, поляризационный спектр которого был измерен позже в [2]. Спектры люминесценции и оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров в KC1 были изучены при 1,9 К в [3, 4]. При возбуждении в А-полосе поглощения наблюдались четыре разных спектра ОДМР и четыре полосы излучения в области 2,5-2,3 эВ, связываемые с

$Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центрами разной структуры. В [5], кроме известной $A_т$-полосы излучения, обнаружена полоса 1,84 эВ, интерпретированная как A_x-излучение. [1]

Настоящая работа - первая из запланированного нами цикла исследований люминесценции $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров в ЩГК методами поляризационной спектроскопии в широком диапазоне температур с использованием временного разрешения и направленных внешних воздействий. Цель исследования - выяснение структуры и свойств возбужденных состояний $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров, особенностей происходящих в них процессов и характера взаимодействий, определяющих как вышеуказанную структуру, так и протекание этих процессов. Здесь мы рассмотрим спектральные, поляризационные , и кинетичнские характеристики люми-несценции $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров в КС1-Ge. Кристаллы КС1- Ge, содержащие ~10^{17}см$^{-3}$ Ge^{2+}, были аналогичны использованным в [3, 4] [2]. Перед каждым экспериментом образцы закаливались путем быстрого охлаждения до комнатной температуры после прогрева их на воздухе до 700°С.

Экспериментальная установка и методика измерения спектральных и кинетических характеристик излучения были аналогичными описанным в [6, 7]. Поляризация излучения исследовалась в основном при наблюдении перпендикулярно возбуждающему лучу (в направлении [010]), а также при наблюдении «напросвет» (в направлении [100]). Возбуждение осуществлялось линейно поляризованным светом с электрическим вектором $\vec{Eв}\|[001]$ в первом случае и с $\vec{Eв}\|[001]$ (α=0°) и $\vec{Eв}\|[011]$ (α=45°) - во втором, где α -угол между $\vec{Eв}$ и осью C_4 кристалла. В первом случае возбуждающий свет выделялся монохроматором СФ-4, во втором - ДМР-4. Для учета фона непосредственно перед криостатом устанавливался оптический фильтр, не пропускающий возбуждающего света, но прозрачный в той же спектральной области, что и фильтры, выделяющие исследуемое излучение. Значение фона исправлялось на величину пропускания этого фильтра, измеренную в тех же условиях в отсутствие кристалла. Степень поляризации Р определялась как отношение $(I_{||} - I_{\perp}) / (I_{||} + I_{\perp})$, где $I_{||}$ и $I_{\perp}$ - интенсивности излучения, поляризованного параллельно и перпендикулярно направлению $\vec{Eв}$.

1. Спектральные и поляризационные характеристики

В спектре поглощения кристалла КС1- Ge при 4,2 К наблюдается интенсивная С-полоса, расщепленная на три компонента (C_3, C_2, C_1), более слабая В-полоса и еле заметная А-полоса. Положения максимумов полос поглощения указаны в табл. 1.

В исследуемом интервале температур (4,2-450 К) в излучении кристалла КС1-Ge проявляются четыре группы полос (рис. 1, кривые 1, 1′, I"): при 3,60 и 3,52 эВ; 2,85 эВ; 2,49 и 2,37 эВ; 1,80 и 1,72 эВ (см. также табл. 1). При 4,2 К доминируют полосы при 3,60, 3,52, 2,49 и 2,37 эВ, а при 110 К - при 2,85, 1,80 и Таблица 1

Максимумы полос поглощения (E_{m^x}) и излучения (E_{m^I}) и стоксовы потери (S) $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров в КС1-Ge при 4,2 К

Поглощение		Излучение		S,эВ
Полосы	E_{m^x} , эВ	Полосы	E_{m^I} , эВ	
C_3	5,85	$C_{т2}$	3,60	2,05
C_2	5,65	$C_{т1}$	3,52	1,83
C_1	5,35	B(C_x)	2,85	2,05

[1] Наблюдавшиеся в [5] при возбуждении в области 4,6-4,3 эВ полосы излучения около 3,60 эВ и около 3,15 эВ, по нашему мнению, обусловлены загрязнением образцов примесями свинца и меди соответственно.

[2] Авторы глубоко признательны П. Г. Баранову и Н. Г. Романову за предоставление образцов КС1- Ge

B	4,90	$A_{т2}$	2,49	1,96
A		$A_{т1}$	2,37	2,08
		A_{x1}	1,80	2,65
		A_{x2}	1,72	2,73

1,72 эВ. Три самые коротковолновые полосы излучения возбуждаются только в С-полосе поглощения (рис. 1, а), а остальные - во всех полосах поглощения $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров, но с разной эффективностью (рис. 1, б, в). Положения максимумов в спектрах возбуждения для всех исследуемых полос излучения практически совпадают (ср. кривые 2, 2', 2"), что позволяет, связать их с электронными переходами между состояниями $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров одного типа.

Излучение 3,60 эВ возбуждается только в коротковолновой (C_3, C_2) области С-полосы поглощения (рис. 1,а, кривая 2). Степень его поляризации составляет ≈40% и очень слабо зависит от энергии возбуждения (кривая 3). Излучение 3,52 эВ возбуждается в основном в длинноволновой (C_1) области С-полосы поглощения (кривая 2'). Степень его поляризации при этом составляет (70% (кривая 3') и уменьшается с увеличением энергии возбуждения. При T>80 К, когда излучение 3,60 эВ затухает, степень поляризации излучения 3,52 эВ в области C_3- и C_2-полос поглощения становится отрицательной (рис. 2, б, кривая 1′). Оба излучения поляризованы вдоль осей C_4 кристалла. Характеристики излучения при 3,60 и 3,52 эВ $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров качественно подобны наблюдавшимся соответственно для коротковолнового (C_2) и длинноволнового (C_1) компонентов синглетного Ст-излучения $Sn^{2+}\upsilon_c^-$ -центров в ЩГК (см., напр. [8, 9]).

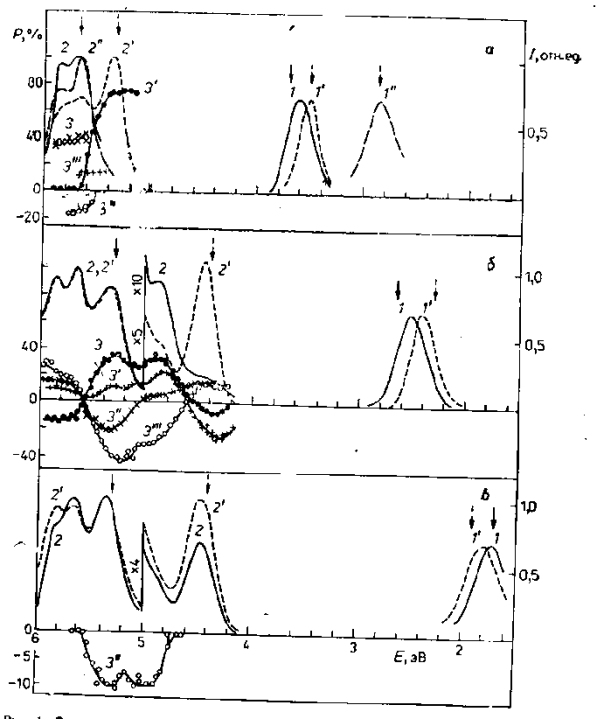


Рис. 1. Спектры излучения (1, 1′, 1″) и возбуждения (2, 2', 2") кристалла КС1- Ge при 4,2 К (а, б, кривые 1, 1′, 2, 2', 2") и 90 К (а, кривые, 1" и в). Стрелками указаны энергии излучения и возбуждения, выделенные при измерении соответствующих спектров. Спектры поляризации, измеренные при 4,2 К (3, 3'), 90 К (3", 3'") и 156 К (3"") для выделенных фильтрами: а – C_{m2}- (3), C_{m1}- (3') и B(Cx?)- (3", 3'") полос излучения; в - для A_{m2}- (3) и преимущественно A_{m1}- (фильтры ЖС-17+СЗС-22) (3, 3", 3"") полос излучения; в - для A_x-излучения (3"). Кривые 3" и 3"' (а) измерены при наблюдении "напросвет" для α=0° и α=45° соответственно. Остальные кривые измерены при наблюдении перпендикулярно направлению возбуждения.

Излучение при 2,85 эВ возбуждается в основном в коротковолновой (C_3, C_2) области С-полосы поглощения (рис. 1, а, кривая 2"). Поляризационные свойства этого излучения необычны. При наблюдении «напросвет» и α=0° степень поляризации при 90 К отрицательна и абсолютное значение ее уменьшается с уменьшением энергии возбуждения (кривая 3").

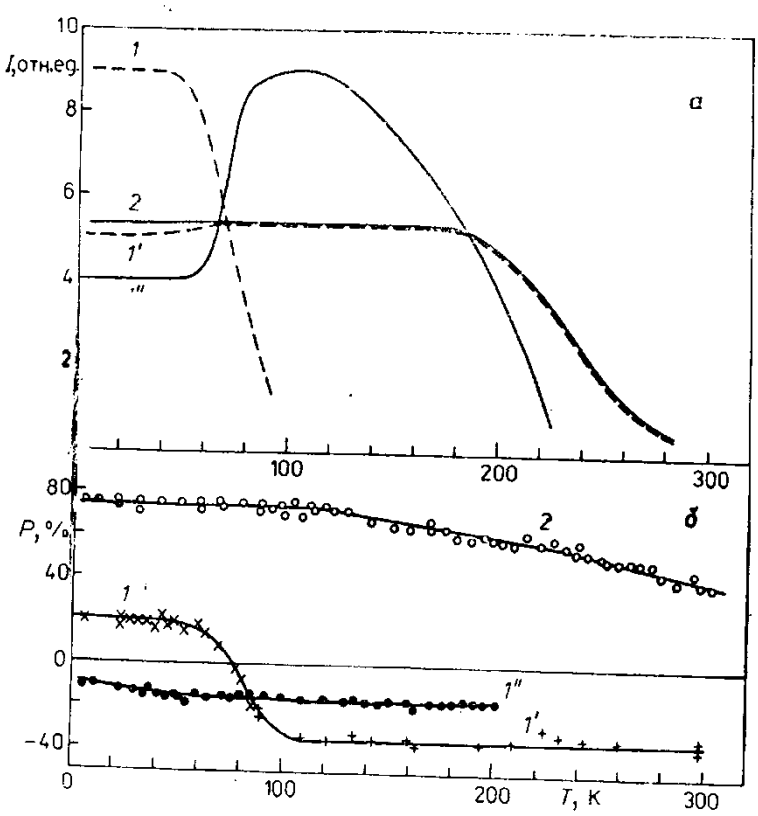


Рис. 2. Температурные зависимости интенсивности (а) и степени поляризации (б) C_{m2}- (1) C_{m1}- (1', 2), B(Cx?)- (1") излучения KC1-Ge при C_2- (1-1") и C_1 (2) возбуждении.

При α=45^0 степень поляризации положительна (кривая 3'''). Таким образом, при возбуждении в области максимума C_2 полосы поглощения степень поляризации изменяется от -10% для с=0° до +10-15% для α=45°, а при возбуждении на длинноволновом спаде этой полосы излучение поляризовано преимущественно в направлении <111>. Следует подчеркнуть, что при обоих возбуждениях спектры исследуемого излучения совпадают. Измерить полные спектры голяризации излучения при 2,85 эВ не удалось из-за его малой интенсивности и перекрытия с другими полосами излучения. Природа этого интересного излучения пока неясна. Оно может быть связано с переводами из минимумов В-состояния, или из C_x-минимумов синглетного состояния. Для решения этого вопроса необходимы дальнейшие исследования.

При 4,2 К положения максимумов и полуширины полос возбуждения для излучения при 2,49 и 2,37 эВ (рис. 1, б, кривые 2, 2') совпадают, однако в А-полосе поглощения в основном возбуждается излучение при 2,37 эВ (2'), а в С- и В-полосах - преимущественно при 2,49 эВ (2). При температурах 90-110 К в А-полосе поглощения преимущественно возбуждается слабое излучение при 2,49 эВ, а в С- и В-полосах - при 2,37 эВ (подробнее см. раздел 3). Обе полосы излучения поляризованы вдоль осей C_1 кристалла. Поляризационные спектры их в области С- и В-полос поглощения $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров антибатны: степень поляризации излучения при 2,49 эВ в случае возбуждения в В- и C_1-полосах положительная, а в C_2-полосе - отрицательная (рис. 1, б, кривая 3); степень поляризации излучения при 2,37 эВ з случае возбуждения в C_2-полосе поглощения положительная, а в C_1 и В-полосах - отрицательная (кривая 3""). Поскольку аналогичный вид в области В- и С-полос поглощения наблюдается у хорошо изученных поляризационных спектров соответственно коротковолнового (A_2) и длинноволнового (A_1) компонентов полосы триплетного $A_т$-излучения Sn^{2+} -центров в ЩГК. [8], можно заключить, что

полосы излучения при 2,49 и 2,37 эВ $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров имеют ту же природу. Однако в отличие от $Sn^{2+}\upsilon_c^-$ -центров при возбуждении во всей области А-полосы поглощения $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров степень поляризации $A_т$-излучения при 4,2 К отрицательная (-25-30%).

Полосы излучения при 1,80 и 1,72 эВ возбуждаются в пределах всего спектра поглощения $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ - центров (рис. 1, в). Положения максимумов и полуширины их полос возбуждения практически совпадают (кривые 2, 2'), однако при низких температурах в А-полосе поглощения преимущественно возбуждается излучение при 1,80 эВ (2'), а в С- и В-полосах - при 1,72 эВ (2). Надежно измерить поляризационный спектр красного излучения при 4,2 К нам не удалось. Установлено лишь, что при стационарном возбуждении и наблюдении «напросвет» степень поляризации не превышает +2% в области C_1- и В-полос поглощения и +5% на длинноволновом крае А-полосы поглощения как для α=0°, так и для α=45°. При температурах выше 50 К в области C_1- и В-полос для α=0° наблюдается отрицательная поляризация (до -10%) (кривая 3"), а для α=45° степени поляризации примерно такие же, как при 4,2 К. Спектральное положение полос 1,80 и 1,72 эВ по отношению к $A_т$-излучению, а также температурные зависимости ях интенсивностей (см. раздел 3) аналогичны наблюдавшимся для A_x-излучения **изотропных** ртутеподобных центров (см., напр., [10-13]). В работах [13, 14] было установлено, что симметрия соответствующих (X) минимумов релаксированного возбужденного состояния (РВС) этих центров тригональная. В случае красного излучения **анизотропных** $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров в кристаллах КС1, КВг и К1[3] ситуация иная. Азимутальные зависимости степени поляризации этого излучения в разных системах различны и зависят от энергии возбуждения. В общем случае при наблюдении «напросвет» P≠0 как для α=0°, так и для α=45° и, как правило, $|P(\alpha=0°)| > |P(\alpha=45°)|$. Причины этого пока неясны. В [15] показано, что вид зависимости P(α) определяется соотношением констант взаимодействия оптических электронов примеси с E_{g^-} и T_{2g} -колебаниями. Не исключено, что в случае $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров некоторую роль играет ассоциированная с ионом Ge^{2+} катионная вакансия υ_c^-, а также, возможно, нецентральное положение иона Ge^{2+} в РВС. Таким образом, хотя в данной работе полосы излученил при 1,аи и 1,72 эВ обозначены как A_{x1} и A_{x2} соответственно, следует подчеркнуть, что симметрия соответствующих X-минимумов в этом случае не тригональная.

При возбуждении на длинноволновом спаде А-полосы поглощения и на коротковолновом спаде С-полосы, а также в провале между ними наблюдается еще слабое излучение около 2,2 эВ. Относительная интенсивность его растет при повышении температуры. Вероятнее всего, оно обусловлено центрами германия другого типа.

Сопоставление характеристик излучения $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров в КС1-Ge с характеристиками других изученных ранее s^2-центров в ЩГК (особенно $Sn^{2+}\upsilon_c^-$ -центров [8, 9]) позволяет дать следующую предварительную интерпретацию описанных выше полос излучения (см. табл. 1). Полосы при 3,60, 3,52 эВ и 2,49, 2,37 эВ обусловлены переходами из тетрагональных (Т) минимумов соответственно синглетного ($C_{т2}$, $C_{т1}$) и триплетного ($A_{т2}$, $A_{т1}$) релаксированных возбужденных состояний $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров. Полосы при 1,80 и 1,72 эВ связаны с переходами из более низкосимметричных X-минимумов триплетного РВС. Излучение при 2,85 эВ обусловлено переходами из В- или C_x-минимумов. Наличие двух $C_т$-, $A_т$- и A_x-полос излучения связано с нарушением энергетической эквивалентности ян-теллеровских минимумов одной симметрии, но разных ориентации из-за катионной вакансии, ассоциированной с ионом Ge^{2+}. Из сопоставления экспериментальных результатов с теорией (см. напр., [16]) можно заключить, что тетрагональные невырожденные (Z) минимумы синглетного и триплетного состояний расположены энергетически ниже, чем дважды вырожденные (X, Y) минимумы.

[3] Подробно характеристики излучения КВг-Ge и KI-Ge будут описаны в следующих работах этого цикла.

Таблица 2

Процессы перераспределения заселенностей разных РВС $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров в КС1-Ge

Температура, К	Переход	Энергия активации, эВ
25	$A_{т1} \rightarrow A_{x1}$	0,023
70	$C_{т2} \rightarrow B(C_x?)$	0,044
80	$A_{т2} \rightarrow A_{x2}$	0,046
145	$A_{x2} \rightarrow A_{т1}$	
170	$B(C_x?) \rightarrow A_{x1}$	
195	$A_{x2}, A_{т1} \rightarrow A_{x1}$	
230	$C_{т1} \rightarrow A_{т}$	0,210
>200	$A_{x} \rightarrow A_{т}$	

2. Температурные зависимости интенсивности и степени поляризации излучения

Особенностью $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров в КС1 является избирательное заселение разных минимумов синглетного и триплетного РВС при поглощении фотонов разных энергий. Относительные заселенности этих минимумов существенно изменяются в результате термостимулированных переходов в возбужденном состоянии (см. табл. 2).

Предложенная выше интерпретация полос излучения КС1-Ge позволяет непротиворечиво объяснить температурные зависимости их интенсивностей и степеней поляризации, а также понять весьма сложные процессы, происходящие в возбужденном состоянии $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров.

2.1. $C_т$- и $B(C_x?)$-излучение

При возбуждении в C_3-, C_2-полосах поглощения релаксация в синглетном состоянии при 4,2 К идет в основном в $C_{т2}$-минимумы, а при возбуждении в C_1-полосе - в $C_{т1}$-минимумы. Об этом свидетельствуют спектры возбуждения и поляризации излучения при 3,60 и 3,52 эВ соответственно. При возбуждении в коротковолновой области С-полосы поглощения интенсивность $C_{т2}$-полосы остается постоянной до 50 К. Уменьшение ее около 70 К (рис. 2, а, кривая 1) сопровождается резким нарастанием интенсивности излучения при 2,85 эВ, которая достигает максимума при ≈110 К, а затем опять уменьшается к 240 К (кривая 1"), возможно, из-за переходов в A_{x1}-минимум. По мере затухания $C_{т2}$-излучения увеличивается интенсивность (кривая 1′) и появляется отрицательная поляризация (рис. 2, б, кривая 1′) $C_{т1}$-излучения при возбуждении в области C_3- и C_2-полос поглощения, что говорит о преимущественном заселении в этих условиях нижайшего $C_{т1}$-минимума синглетного состояния. Не исключено, что эти, а также некоторые другие из описываемых ниже процессов связаны не с термическими переходами из одних минимумов РВС в другие, а с изменением с температурой условий заселения разных минимумов РВС в процессе релаксации. Интенсивность $C_{т1}$-излучения сохраняется постоянной до 180 К, а затем постепенно падает (рис. 2, а, кривые 1′, 2).

Степени поляризации исследуемых полос излучения практически не зависят от температуры (рис. 2, б). Некоторые изменения их связаны с изменением перекрытия исследуемого излучения с другими полосами излучения КС1-Ge. Сохранение поляризованного $C_{т1}$-излучения

вплоть до комнатных температур (кривые 1′, 2} имеет важное практическое значение в связи с возможностью создания лазеров на синглетном излучении s^2-центров в ЩГК.

2.2. А-излучение при С- и В-возбуждении

Из сравнения спектров излучения, возбуждения и поляризации $A_{т2}$-и $A_{т1}$-полос следует, что в процессе релаксации из синглетного в триплетное состояние при 4,2-60 К $A_{т2}$-минимумы заселяются значительно эффективнее, чем $A_{т1}$-минимумы, особенно при C_1- возбуждении. При температурах около 80 К наблюдается перераспределение интенсивностей $A_{т2}$- и A_{x2}-полос излучения (рис. 3, а, кривые 1, 1′), обусловленное, вероятнее всего, термическими переходами между соответствующими минимумами, поскольку оно проявляется и при А-возбуждении (кривые 2, 2'). Из-за резкого уменьшения интенсивности $A_{т2}$-излучения вследствие этих переходов доминирующим в $A_т$-излучении при T>80 К становится $A_{т1}$-излучение, что приводит к инверсии знака поляризации суммарного $A_т$-излучения при возбуждении в С- и В-полосах поглощения (рис. 3, б, кривые 1, 4 и 3, 3'). Интенсивность A_{x2}-излучения достигает максимума при (110 К и затем уменьшается в области около 145 К (рис. 3, а, кривая 1'), вероятнее всего, вследствие переходов из нижнего A_{x2}- в верхний $A_{т1}$-минимум, поскольку интенсивность $A_{т1}$-излучения при этом значительно увеличивается (кривая 1). В области T>170 К, вероятно, включаются переходы из $A_{т1}$- в A_{x1}-минимум (см. раздел 3.3). При С-возбуждении уменьшение интенсивности $A_{т1}$-излучения из-за этих переходов может частично компенсироваться увеличением его интенсивности из-за переходов $C_{т1} \rightarrow A_{т1}$, поскольку $C_{т1}$-излучение затухает именно в этой области температур (рис. 2, а, кривые 1′,2).

Абсолютные значения степени поляризации суммарного ($A_{т1}$+$A_{т2}$) $A_т$-излучения достигают максимума около 150 К при C_1- возбуждении и около 220 К при В-возбуждении и с повышением температуры постепенно уменьшаются (рис. 3, б, кривые 1, 4), вероятно, вследствие роста относительной заселенности $A_{т2}$-минимумов. Об этом свидетельствует небольшое смещение максимума $A_т$-полосы в коротковолную сторону. Более резкое уменьшение степени поляризации $A_т$-излучения после 300 К, вероятнее всего, связано с диффузионными прыжками υ_c^- вокруг иона Ge^{2+} [17]. К 400 К $A_т$-излучение полностью деполяризуется.

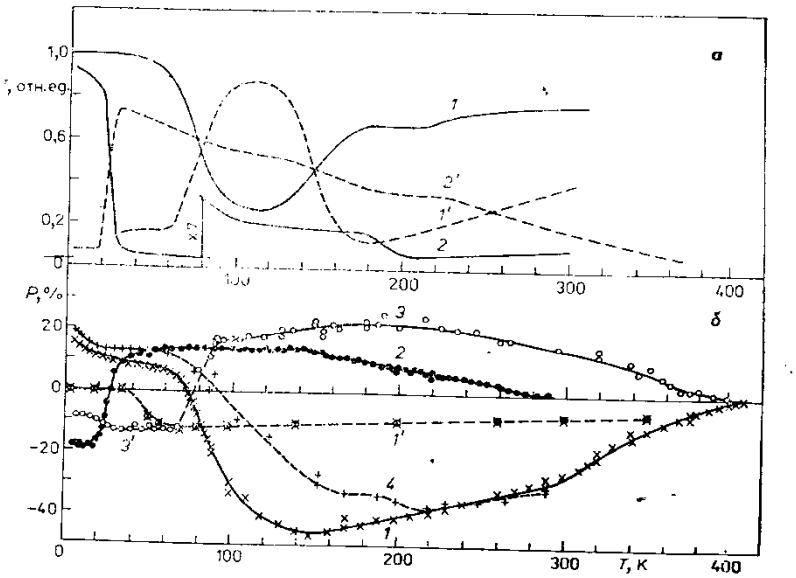


Рис. 3. Температурные зависимости интенсивности (а) и степени поляризации (б) A_m- (1-4, 3') и A_x- (1′, 2′) излучения KC1-Ge при C_1,- (1, 1′), А- (2, 2′), С2- (3, 3') и В- (4) возбуждении; (3') - для коротковолновой части A_m-излучения.

3.3. А-излучение при А-возбуждении

Из сопоставления экспериментальных результатов с теорией (см. [16]) следует, что при возбуждении во всей области А-полосы поглощения при низких температурах оптически заселяется преимущественно -уровень нерелаксированного триплетного состояния $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров, откуда релаксация в основном идет в нижайшие Z-минимумы и лишь с очень небольшой вероятностью ($\leq 10\%$) - в X-, Y-минимумы. Об этом свидетельствует доминирование $A_{т1}$-полосы в спектре $A_т$-излучения и его отрицательная поляризация при T<20 К. Интенсивность $A_т$ -излучения резко падает в области температур около 25 К (рис. 3, а, кривая 2). Вследствие этого при T>30 К $A_т$-излучении доминирует слабый $A_{т2}$-компонент, чем и объесняется резкая инверсия поляризационного спектра суммарного $A_т$-излучения в этой области температур (рис.3, б, кривая 2). Уменьшение интенсивности интенсивности A_{x1}-излучения (рис. 3, а, кривая 2').

При более высоких температурах при А- и С-возбуждениях в триплетном состоянии $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров происходят аналогичные процессы. В области температур 60-180 К наблюдается перераспределение интенсивностей $A_{т2}$- и $A_{т1}$-полос излучения вследствие переходов $A_{т2} \rightarrow A_{x2}$, а затем $A_{x2} \rightarrow A_{т1}$. Однако при А-возбуждении спад интенсивности $A_{т1}$-излучения около 195 К, обусловленный переходами $A_{т1} \rightarrow A_{x1}$, выражен более резко (рис. 3, а, кривая 2), поскольку С-состояние не заселено и, следовательно, переходы $C_{т1} \rightarrow A_{т1}$ не происходят. О том, что в этой области температур действительно происходят переходы $A_{т1} \rightarrow A_{x1}$, свидетельствует замедление спада интенсивности A_{x1}-излучения (кривая 2'). При дальнейшем повышении температуры наблюдается медленное обратное перераспределение интенсивностей $A_т$- и A_x-излучения вследствие переходов $A_x \rightarrow A_т$, что отмечалось и в [5].

Следует отметить, что зависимость P(T) для $A_т$-излучения при А-возбуждении (рис. 3, б, кривая 2) может быть заметно искажена влиянием перекрывающегося с ним излучения 2,2 эВ посторонних центров, вклад которых в люминесценцию с температурой растет.

Тот факт, что уменьшение интенсивности одних полос излучения сопровождается увеличением интенсивности других, доказывает, что описываемые полосы излучения взаимосвязаны и принадлежат $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центрам одного типа, существенно доминирующим в свежезакаленных образцах КС1-Ge. Температурные зависимости интенсивностей и степеней поляризации исследуемых полос излучения не противоречат данной выше предварительной интерпретации этих полос.

3. Кинетика затухания излучения

В области температур 1,7-4,2 К затухание излучения при 3,60 и 3,52 эВ состоит только из быстрого компонента, время затухания которого значительно короче 5 мкс. Это не противоречит выводу о том, что данные полосы излучения обусловлены переходами из синглетного РВС $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров.

Предварительные измерения показали, что в затухании излучения при 2,85 эВ и 1,7-4,2 К доминирует быстрый компонент. Установить наличие медленного компонента не удалось из-за малой интенсивности этого излучения.

Кинетика затухания излучения при 2,49, 2,37, 1,72 и 1,80 эВ подобна наблюдавшейся ранее для триплетного $A_т$- и A_x-излучения Ga^+-центров в ЩГК. [7, 13]: в затухании каждой из этих полос наблюдаются по два компонента - медленный и быстрый. Длительность медленного компонента (МК при 1,75 К составляет соответственно 520, 780, 2070 и 1750 мкс и экспоненциально уменьшается с повышением температуры (рис. 4), приближаясь для $A_{т1}$-излучения к значению $\tau_2 \approx 60$ мкс около 20 К (кривая 3; ср. с [17]). Длительность быстрого компонента $\tau_{БК}$ составляет при 1,75 К ≈10 мкс для $A_{т1}$-излучения и ≈5 мкс для $A_{т2}$-излучения и очень слабо укорачивается при повышении температуры, Отношение светосумм быстрого и медленного компонентов $S_{БК}/S_{МК}$ при 1,75 К составляет 0,6 для $A_{т2}$- и 0,4 для A_1-излучения. При повышении температуры оно уменьшается, достигая, соответственно значений 0,3 и 0,2 при 4,2 К. Исследовать быстрые компоненты затухания A_x-излучения нам не удалось.

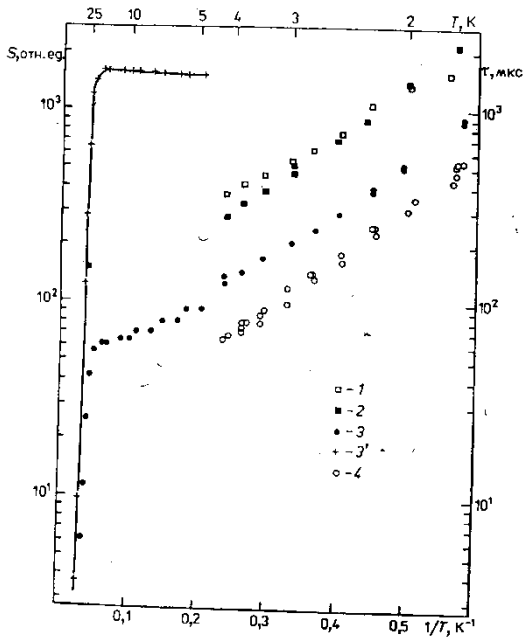


Рис. 4. Температурные зависимости времени затухания (1-4) и светосуммы (3') медленного компонента A_{x1}- (1), A_{x2}- (2), A_{m1}- (3, 3') и A_{m2}- (4) излучения кристалла КС1-Ge.

В области температур около 25 К, где происходит перераспределение интенсивностей $A_{т1}$- и A_{x1}-полос излучения, τ_{MK} $A_{т1}$-излучения резко укорачивается (ср. кривые 3 и 3') и наблюдается разгорание медленного компонента A_{x1}-полосы, причем времена разгорания A_{x1}-излучения и затухания $A_{т1}$-излучения совпадают. Аналогичные эффекты наблюдались для Ga^{+}-центров в области температур, где происходят термические переходы из тетрагональных в тригональные минимумы триплетного РВС [13].

Таким образом, кинетические характеристики излучения при 2,49, 2,37, 1,80 и 1,72 эВ подтверждают данную в разделе 2 интерпретацию его как триплетного излучения $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров. Согласно [18], каждый ян-теллеровский минимум триплетного состояния $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров расщеплен на излучательный дублет, вероятность радиационного распада которого γ_2, и расположенный под ним на расстоянии δ мета-стабильный синглет с вероятностью распада γ_1. По методике [19] из температурных зависимостей τ_{MK}(T) в области 1,7-4,2 К нами определены параметры триплетного возбужденного состояния $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров (табл. 3). Относительно малые значения величин δ и γ_2 свидетельствуют о существенном доминировании ян-теллеровского взаимодействия над спин-орбитальным в исследуемых системах. С этой точки зрения $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центры наиболее близки к Ga^{+}-центрам, отличающимся наименьшим значением энергии спин-орбитального взаимодействия в ряду исследованных нами ртутеподобных ионов (см. табл. 1 в [19]).

Таблица 3

Параметры триплетного РВС $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров в КС1-Ge

Минимум	δ, x10^{-4} эВ	γ, x10^4 c^{-1}	p^0, x10^4 c^{-1}
$A_{т1}$	4,85	3,55	3,00
$A_{т1}$	4,85	3,55	3,00
$A_{т2}$	5,17	6,80	6,00

A_x	14,07	0,97	0,75
A_{x2}	5,24	1,75	1,42

Обращает на себя внимание существенное различие параметров $A_{т1}$- и $A_{т2}$-минимумов триплетного РВС $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров. Причины этого явления подробно обсуждались в [20], где оно было обнаружено для $Sn^{2+}\upsilon_c^-$-центров. В случае $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров это различие заметно больше, чем в случае $Sn^{2+}\upsilon_c^-$-центров, что указывает на существенное влияние катионной вакансии на структуру РВС этих центров и происходящие в нем процессы.

4. Объяснение спектров ОДМР

При измерении спектров ОДМР в [3, 4] возбуждение осуществлялось только в А-полосе поглощения $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров при 1,9 К. Как было показано выше, при этом заселяются в основном $A_{т1}$-минимумы и очень слабо $A_{т2}$-минимумы. Спектры ОДМР, обозначенные в [3, 4] как 1 и 2, связаны, вероятнее всего, с $A_{т1}$-минимумами, а очень слабые спектры 3 и 4 - с $A_{т2}$-минимумами. Небольшое различие спектров 1 и 2, а также спектров 3 и 4 обусловлено, возможно, нецентральным положением иона Ge^{2+} в решетке КС1. Заметное отличие спектров (1, 2) от спектров (3, 4) вызвано ассоциированной с ионом Ge^{2+} катионной вакансией.

Если .эта интерпретация верна, то при возбуждении в С-полосе поглощения при 4,2 К должны наблюдаться те же четыре спектра ОДМР, однако, интенсивность спектров 3 и 4 теперь должна существенно превышать интенсивность спектров 1 и 2. Весьма интересно было бы исследовать спектры ОДМР, связанные с A_{x1}-минимумами при А-возбуждении и с A_{x2}-минимумами при С-возбуждении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лущик Н. Е. // Тр. ИФА АН ЭССР, 1958, 7, 119-139.
2. Зазубович С. Г., Лущик Н. Е., Лущик Ч. Б. // Оптика и спектр., 1963, 15, вып. 3, 381-388; Изв. АН СССР, сер. физ., 1963, 27, № 5, 656-660.
3. Баранов П. Г., Ветров В. А., Романов Н. Г., Топа В. // ФТТ, 1985, 27, № 9, 2749-2751.
4. Baranov, P. G., Vetrov, V. A., Romanov, N.G., Topa. V. // Phys. status solidi (b), 1986, 136, № 2, 699-707.
5. Kang, J.G., Ju, S. K., Gill, Y. H., Shim, J. K., Chang, K.J. // Phys. Chem. So1., 1988, 49, № 7, 813-818.
6. Nagirnyi, V., Soovik, T., Zazubovich, S., Janson, N. // Phys. status solidi (b), 1983, 120, № 1, 117-122.
7. Hizhnyakov, V., Liidya, G., Nagirnyi, V. Soovik, T., Zazubovich, S. // Phys. status solidi (b), 1983, 120, № 1, 105-115.
8. Lushchik, N., Zazubovich, S. // Physics of Impurity Centres in Crystals (ed. G.Zavt). Tallinn, 1972 483-504.
9.Fukuda, A. // Physics of Impurity Centres in Crystals (ed. G.Zavt). Tallinn, 1972, 505-527.
10. Тринклер М. Ф. // Радиационная физика, VI. Рига, 1970, 5-47.
11. Тале А. К. // Радиационная физика. VI. Рига, 1970, 49-92.
12. Nagirnyi, V., Soovik, T., Zazubovich, S., // Phys. status solidi (b), 1984, 126, № 2, 653-658.
13. Зазубович С. Г., Наеирный В. П., Соовик Т. А. // ФТТ, 1985, 27, вып. 3, 700- 704.
14. Trinkler, M. F., Zolovkina, I. S., // Phys. status solidi (b), 1977, 79, № 1, 49-59.
15. Hizhnyakov, V., Tehver, I. // Physics of Impurity Centres in Crystals (ed. G.Zavt). Tallinn, 1972, 607-626.
16. Hizhnyakov, V., Zazubovich, S. // Phys. status solidi (b), 1978, 86, № 2, 733-739.
17. Hizhnyakov, V., Zazubovich, S., Soovik, T. // Phys. status solidi (b), 1974, 66, № 2, 727-732.
18. Hizhnyakov, V., Kristoffel, N. // The Dynamical Jahn-Teller Effect in Localized Systems (ed. Yu. E. Perlin, M. Wagner). E1sevier Sci. Publ. B. V., North-Holland, 1984, 383-438.
19. Зазубович С. Г.. Нагирный В. П., Соовик Т. А. // Тр. ИФ АН ЭССР, 1986, 58, 181-190.
20. Зазубович С., Нагирный В., Соовик Т. // Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., 1987, 36, № 2, 146-157.

УДК 535.37; 548.736

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -ЦЕНТРОВ В ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ. II. KBr-Ge

Усаров А.С., ОшГУ

Спектральные и поляризованные характеристики люминесценции в KBr-Ge исследованы в интервале температур 4,2-400 К. Наблюдается семь измерения принадлежащихся $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ - центрам. Обусловленным переходам из тетрогональных (Т) минимумов соответственно синглетного и триплетного релаксированных возбужденного состояние $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ - центров. Наличие двух красных излучении связан с нарушениям энергетических уровни Ян-Теллеровских Х-минимумов возможно из за υ_c^- вакансии, однако симметрия их, в отличие от изотропных ртутеподобных центров, не является тригональной. Для получения более детальной информации необходимо дальнейшие исследование люминесценции $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ - центров методами поляризационной спектроскопий временного разрешения.

Spectral and polarization characteristics of KBr:Ge luminescence have been investigated in the temperature region of 4.2 to 400 K. Seven bands have been found in the emission spectrum of $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -centres. Four of them originate from the Jahn-Teller tetragonal (T) minima of singlet and triplet relaxed excited states split by catior vacancy (υ_c^-) associated with Ge^{2+} ion. Two bands of red emission are connected with the Jahn-Teller X minima also split by υ_c^-, but in contrast to isoitropic s^2 centres (e. g. Ga^+) the symmetry of these minima is not trigonal. The seventh band is supposedly assigned to the transitions from B exerted state. Temperature dependencies of ithe intensities and polarization degrees of these bands have been studied. Complicated relaxation and thermally stimulated processes in the excited states of $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -centres have beer detected.

Центры двухвалентного германия в щелочно-галоидных кристаллах (ЩГК) представляют большой интерес для спектроскопии возбужденных состояний систем с заполненной s-оболочкой. Детальное исследование люминесценции этих центров было начато нами в [1], где в широком интервале температур были изучены характеристики синглетного и триплетного излучения $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров в КС1-Ge. В настоящей работе аналогичное исследование проведено для кристалла КВг-Ge.

Кристаллы КВг, активированные германием, были впервые синтезированы в Тарту [2]. Некоторые оптические характеристики КВг-Ge при комнатной температуре изучены в [2-5]. Предварительное исследование спектров поглощения и люминесценции КВг-Ge при низких температурах выполнено в [6], а спектров оптически детектируемого магнитного резонанса в [7].

Нами исследовались кристаллы КВг-$GeBr_2$ (с концентрацией германия 0,2% в расплаве), выращенные по методу Стокбаргера в вакууме. Для выращивания кристалла использовалась изготовленная из синтетического кварца тщательно очищенная ампула с припаянным кварцевым краном. В ампулу вместе с кусками зонноочищенного КВг был помещен растертый в порошок металлический германий высокой чистоты. После высушивания КВг при постоянной откачке ампулы адсорбционным насосом при 100, 200 и 500 °С через кран в ампулу впускался очищенный трехкратной перегонкой, нагретый до 40°С бром. Объем ампулы был рассчитан таким образом, чтобы количество брома в ней при 20°С соответствовало рассчитанному по реакциям синтеза $GeBr_2$ количеству

$Ge+2Br_2 \rightarrow GeBr_4$,

$GeBr_4+Ge \rightarrow 2GeBr_2$.

Металлический Ge был взят в 5-кратном избытке. После впускания брома кран был закрыт и ампула запаяна. Синтез $GeBr_2$ проводился при 240°С в течение 5 ч.

Методика измерения спектральных и поляризационных характеристик излучения была аналогичной описанной в [1, 8], но для исследования красного излучения использовался ФЭУ-83, охлаждаемый парами азота.

2. Спектральные и поляризационные характеристики

Спектр поглощения $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров в ЩГК имеет характерный для «легких» ртутеподобных ионов вид, свидетельствующий о сильном электрон-фононном и слабом спин-орбитальном взаимодействии в нерелаксированном возбужденном состоянии: самая интенсивная С-полоса расщеплена на три компонента (C_1, C_2, C_3), А-полоса еле заметна, а В-полоса расположена в два раза ближе к А-полосе, чем к С-полосе. Положения максимумов полос поглощения (возбуждения) $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров в КВг-Ge при 4,2 К приведены в табл. 1.

Табл.1 Максимумы полос поглащенияи излучениями стоксовы потери (S) $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров в КВг- Ge при 4,2 К

Поглощение		Излучение		S,эВ
Полосы	E_{m^x}, эВ	Полосы	E_{m^l}, эВ	
C_3	5,20	$C_{т2}$	3,60	1,73
C_2	5,06	$C_{т1}$	3,52	1,87
C_1	4,82	$B(C_x)$	2,85	1,45
B	4,37	$A_{т1}$	2,49	≈1,74
A	4,17	$A_{т2}$	2,37	≈1,84
		A_{x1}	1,80	≈2,51
		A_{x2}	1,72	≈2,61

Таблица 2

Процессы перераспределения заселенностей разных РВС $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров КВг-Ge

Температура, К	Переход	Энергия активации, эВ
52	$A_{т2} \rightarrow A_{x2}$	0,043
55	$A_{т1} \rightarrow A_{x1}$	0,037
60	$C_{т2} \rightarrow A_{т2}$	0,040
≈120	$B \rightarrow A_{т2}, A_{x2}$	
≈130	$A_{т2} \rightarrow A_{x1}, A_{т1}$	0,056
145	$A_{т1} \rightarrow A_{x2}, A_{т2}$	0,155
195	$C_{т1} \rightarrow A_{т}$	0,230
≈250	$A_{x} \rightarrow A_{т}$	

При 4,2 К в спектре излучения КВг-Ge наблюдаются четыре группы полос: при 3,33 и 2,95 эВ; при 2,92 и, вероятно, ≈1,8 эВ; при 2,435 и 2,335 эВ; при 1,665 и 1,565 эВ (рис. 1, кривые 1,1′,1″). Положения максимумов и полуширины полос в спектрах их возбуждения (кривые 2, 2', 2")

практически совпадают, что может указывать на принадлежность всех этих полос излучения центрам $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ одного типа [1].

Две самые коротковолновые полосы излучения возбуждаются только в С-полосе поглощения, причем излучение 3,33 эВ только в C_2-и C_3-компонентах этой полосы (рис. 1,а, кривая 2), а излучение 2,95 эВ преимущественно в C_1-компоненте (кривая 2'). При 4,2 К полосы излучения 3,33 и 2,95 эВ поляризованы в направлении <100> кристалла на 55-60 и на 80% при возбуждении в области C_2 - и C_1 - полос поглощения соответственно (кривые 3 и 3'). С увеличением энергии возбуждения степень поляризации излучения 3,33 эВ несколько уменьшается, а степень поляризации излучения 2,95 эВ меняет знак, достигая -40% в области C_3-полосы. Резкое тушение первой полосы наблюдается около 60 К (рис. 2, кривая 1), а тушение второй полосы - около 195 К (кривая 2). Некоторое уменьшение степени поляризации по мере затухания люминесценци (кривые 1′, 2') связано, вероятнее всего, с перекрытием исследуемых полос другими полосами излучения КВг-Ge.

Спектральные и поляризационные характеристики полос излучения 3,33 и 2,95 эВ аналогичны характеристикам полос, наблюдавшимся ранее соответственно для C_2- и C_1-компонентов синглетного излучения $Sn^{2+}\upsilon_c^-$ -центров в ЩГК [9, 10], а также $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров в КС1-Ge [1], что позволяет дать им ту же интерпретацию (см. табл.1).

Видимое излучение КВг-Ge возбуждается, в принципе, во всех полосах поглощения $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров (рис. 1,б), однако, как и в случае КС1-Ge [1], процессы релаксации в возбужденном состоянии существенно определяются тем, в какое именно состояние первоначально возбуждена система. При 4,2 К излучение 2,435 эВ доминирует при возбуждении в C_3-, C_2- и В-полосах поглощения и практически не возбуждается в А-полосе (кривая 2). Излучение 2,335 эВ возбуждается в C_1- и А-полосах поглощения и очень слабо - в В-полосе (кривая 2'). Таким образом, как и в случае КС1-Ge [1], в наиболее чистом виде излучение 2,435 эВ можно выделить при возбуждении в В-полосе поглощения, а излучение 2,335 эВ - в А-полосе поглощения. При 80 К в C_3- и C_2-полосах относительно эффективнее возбуждается излучение 2,435 эВ, а в C_1- полосе и особенно в В- и А-полосах - излучение 2,335 эВ. При температурах выше 250 К в излучении остается только полоса с максимумом около 2,3 эВ.

Исследуемые полосы излучения поляризованы в направлении <100> кристалла. Поляризационные спектры для излучения 2,435 и 2,335 эВ (рис. 1,б кривые 3 и 3") имеют вид, характерный для двух компонентов (A_2 и A_1 соответственно) $A_т$-излучения анизотропных ртутеподобных центров, обусловленных электронными переходами из тетрагональных (Т) минимумов триплетного возбужденного состояния: степень поляризации меняет знак в области С-полосы поглощения и при переходе от В- к Л-полосе, а поляризационные спектры полос 2,435 и 2,335 эВ в области С- и В-полос антибатны (ср., напр., [9, 10]). Это позволяет интерпретировать описываемые полосы излучения как $A_{т2}$- и $A_{т1}$-комненты $A_т$-излучения $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров. Как уже отмечалось, в А-полосе поглощения $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров в КВг-Ge и в КС1-Ge возбуждается в основном $A_{т1}$-излучение. Однако, в отличие, от КС1-Ge, положительная степень поляризации $A_{т1}$-излучения КВг-Ge во всей области А-полосы поглощения свидетельствует о том, что по крайней мере 130 К оптически заселяются преимущественно нерелаксированные $\frac{i}{\sqrt{2}}(|X_R\rangle - |Z_x\rangle) -$ и $\frac{i}{\sqrt{2}}(|Z_y\rangle - |Y_z\rangle)$ -состояния. Состояние $\frac{i}{\sqrt{2}}(|Y_x\rangle - |X_y\rangle)$ начинает эффективно заселяться при более высоких температурах (подробнее см. раздел 3 и [11]).

Слабое излучение 2,92 эВ (рис.1, а, кривая 1") сильно перекрывается $C_{т1}$-излучением $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров (1'), поэтому установить его спектр возбуждения в области С-полосы поглощения

[1] Кроме того, у исследуемых образцов наблюдается слабое излучение 2,12 эВ, принадлежащее, вероятнее всего, германиевым центрам другого типа. Наиболее эффективно оно возбуждается при 4,65 эВ, а также около 4,4 и 4,25 эВ. Проявляются также следы меди (излучение 3,15 эВ) и свинца (излучение 3,4 эВ). Следует отметить, что положения максимумов полос поглощения и излучения, приведенные в табл. 1, несколько отличаются от таковых, полученных в [6].

невозможно. Сравнивая спектры синего излучения при возбуждении в C_1-, C_2-, C_3-полосах, а также температурные зависимости его интенсивности и степени поляризации, можно заключить, что в

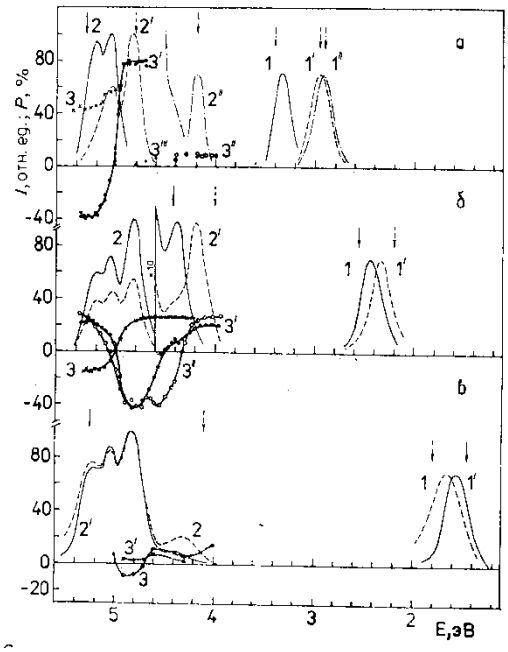


Рис. 1. Спектры излучения (1, 1′, 1″), возбуждения (2, 2′, 2″) и поляризации (3, 3′, 3″, 3‴) кристалла КВг-Ge, измеренные:
а - при 4,2 К для излучения C_{m2} (1-3), C_{m1}, (1′-3′) и В (1″-3″ и 3‴); (кривые 3″ и 3‴ измерены с использованием фильтров 436Hg+СЗС-22 при наблюдении «напросвет» для α=0° (3″) и α=45° (3‴)).
б -для излучения A_{m2} (1-3) и A_{m1} (1′-3′ 3″) при 4,2 К (1-3, 1′-3′) и 80 К (3″);
(3 - ф.СС-5+ЖС-16, 3′ - ф.ОС-12+СЗС-22, 3″ - ф.ОС-12+СЗС-21).
в - для излучения A_{x2} (1,2) и A_{x1} (1′, 2′) при 80 К, а также для суммарного A_x-излучения ((ф. КС-19) при 4,2 К и наблюдении «напросвет» для α=0° (3) и α=45° (3′)). Стрелками указаны энергии возбуждения и излучения, выделенные при измерении спектров (1, 1′, I″) и (2, 2′ , 2″) соответственно.

C_1-полосе излучение 2,92 эВ практически не возбуждается, а в C_2-, C_3-полосах возбуждается, но слабо. В то же время, поляризованное излучение 2,92 эВ возбуждается в В- и А-полосах поглощения $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров, причем спектр возбуждения его (рис.1, а, кривая 2") совпадает со спектром возбуждения $A_{т1}$-излучения (см. рис.1, б, кривая 2'). При исследовании поляризационных характеристик этого излучения в условиях наблюдения «напросвет» установлено, что при 4,2 и 80 К Р=8-10% как в случае $\alpha=0^0$, так и в случае α=45° (рис. 1, а, кривые 3" и 3‴) (α - угол между электрическим вектором линейно-поляризованного возбуждающего света $E_в$ и осью C_4 кристалла). Уменьшение степени поляризации злучения 2,92 эВ при α=45° в области C_1- полосы поглощения обусловлено его перекрытием с $C_{т1}$-излучением. Можно предположить, что излучение 2,92 эВ обусловлено переходами из В-минимумов триплетеного релаксированного возбужденного состояния (РВС) $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров, которые могут заселяться в процессе релаксации не только из С- и В-, но и из А-состояния. Не исключено, что и В-полоса расщеплена на два компонента, однако точно установить это трудно из-за перекрытия слабого В-излучения с $C_{т1}$ и $A_{т2}$-полосами $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров, а также с излучением Cu^+- и Pb^{2+}-центров (см. *). Интенсивность этого изучения постепенно уменьшается при повышении температуры от 30 до 90 К, а затем резко падает (рис. 2, а, кривая 3). При температурах выше 150 К в спектре излучения начинает проявляться новая слабая полоса в области около 1,8 эВ, интенсивность которой постепенно увеличивается. Очевидно, что слабые полосы излучения при 2,92 и ≈1,8эВ требуют дальнейшего более детального исследования.

Положения максимумов и полуширины полос возбуждения красного излучения (1,665 и 1,565 эВ) и $A_т$- излучения практически совпадают в области С- и В-полос поглощения $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров. В А-полосе поглощения относительно эффективнее возбуждается излучение 1,665 эВ (рис. 1, в, кривая 2), чем излучение 1,565 эВ (кривая 2'). Поляризационные свойства красного излучения очень специфичны. При наблюдении «напросвет» степень его поляризации не равна нулю ни при α=0°, ни при α=45°. В первом случае спектр поляризации знакопеременный. При 4,2 К в области C_1- полосы поглощения степень поляризации отрицательная (около -10%), а в области В- и А-полос - положительная (10-15%) (рис. 1,в, кривая 3). При α=45° степень поляризации положительная во всей исследованной области спектра и изменяется в пределах 2-7% (кривая 3'). Таким образом, спектральные и поляризационные характеристики излучения 1,665 и 1,565 эВ в общих чертах аналогичны характеристикам A_{x1}- и A_{x2}- излучения КС1-Ge. Как и в случае $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров в КС1, эти полосы обусловлены переходами из Х-минимумов триплетного состояния, однако симметрия их, в отличие от изотропных ртутеподобных центров, не является тригональной.

3. Температурные зависимости интенсивности и степени поляризации излучения

В диапазоне температур 4,2-400 К при возбуждении в разных полосах поглощения нами исследованы температурные зависимости интенсивностей описанных выше полос излучения $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров (рис. 2, а, 3, а), а также степени

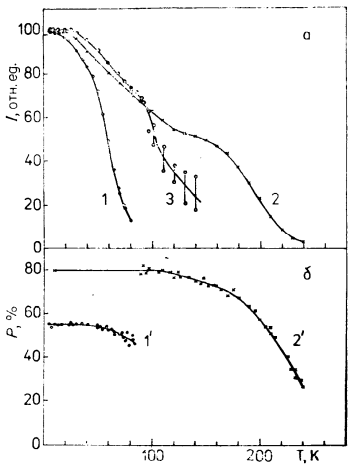


Рис. 2. Температурные зависимости интенсивностей (а) и степеней поляризации (б) для полос излучения C_{m2} (1, 1′), C_{m1} (2, 2′) и В (3), измеренные при возбуждении в полосах поглощения C_3 (1), C_2 (1′), C_1 (2, 2′) и А (3) (1′ - ф.УФС-2+ЖС-19, 2′ - ф.БС-7+УФС-2).

поляризации $C_{т2}$-, $C_{т1}$- , В-излучения (рис. 2, б) и суммарного ($A_{т1}$+$A_{т2}$) $A_т$- излучения (рис. 3, б). Учитывая вид поляризационных спектров для $A_{т1}$- и $A_{т2}$- компонентов $A_т$- излучения (рис. 1, б, кривые 3 и 3"), на основании поляризационных свойств суммарного $A_т$- излучения при определенной температуре можно сделать вывод об относительных интенсивностях двух его компонентов ($A_{т1}$ и $A_{т2}$) при этой температуре, а следовательно, о заселенностях соответствующих минимумов РВС. Детальное исследование температурных зависимостей интенсивностей и степеней поляризации дает важную информацию о процессах, происходящих в возбужденном состоянии исследуемых центров.

Анализ экспериментальных данных показывает, что при 4,2 К при возбуждении в C_2- и C_3-полосах поглощения доминирует $C_{т2}$-, $A_{т2}$- и A_{x2}-излучение, в C_1- полосе – $C_{т1}$, $A_{т1}$- и A_{x2}-излучение, в В-полосе – $A_{т2}$- и A_{x2}-излучение, а в А-полосе – $A_{т1}$- и A_{x1}-излучение.

Благодаря этому для каждой полосы излучения удается подобрать такую энергию возбуждения, при которой это излучение выделяется достаточно (хотя и не абсолютно) чисто. Эта энергия возбуждения зависит и от исследуемой области температур.

При температурах около 52 К наблюдается уменьшение интенсивности $A_{т2}$-излучения (рис. 3, а, кривая 3), сопровождаемое нарастанием интенсивности A_{x2}-

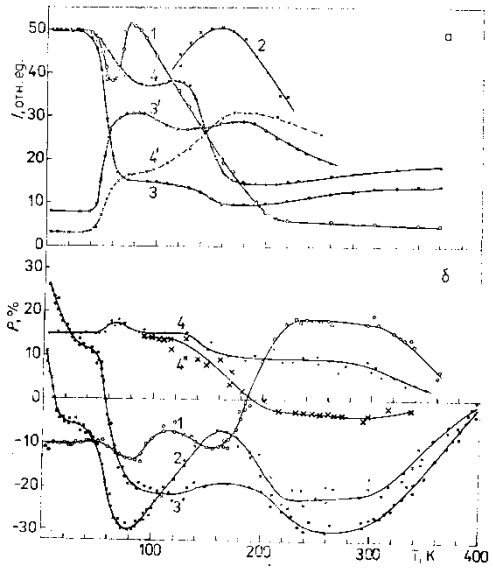


Рис. 3. Температурные зависимости: а) интенсивностей полос излучения A_m (1-4) и A_x (3′, 4') и б) степеней поляризации суммарного A_m- излучения (ф.ЖС-16+СЗС-21) кристалла КВг-Ge, измеренные при возбуждении в полосах поглощения C_3 (1), C_1 (2), B (3, 3′) и A (4, 4′, 4″); кривая 2 на рис. 3, а измерена для A_{m2}-излучения ($E_{изл.}$=2,55 эВ); 4, 4′ – $E_{в.}$=4,1 эВ, 4″-$E_{в.}$=4,2 эВ.

излучения (кривая 3'). Особенно резкие изменения наблюдаются при C_1- и B-возбуждении. Спектр $A_т$-излучения при этом заметно (на 0,04-0,05 эВ) смещается в длинноволновую сторону, так как доминирующим в нем при температурах выше 70 К оказывается $A_{т1}$-компонент. Эти эффекты связаны, очевидно, с термическими переходами $A_{т2} \rightarrow A_{x2}$, поскольку в этой области температур резко укорачивается и время затухания $A_{т2}$-излучеиия[2] .

При C_2- и C_3-возбуждении интенсивность $A_{т2}$-излучения тоже уменьшается при 52 К, но гораздо меньше, чем в предыдущем случае (кривая 7). В области температур, где затухает $C_{т2}$-излучение (около 60 К, см. рис. 2, а, кривую 1), интенсивность $A_{т2}$-полосы снова резко увеличивается. Этот эффект, несомненно, связан с переходами $C_{т2} \rightarrow A_{т2}$, поскольку он наблюдается только при C_2-, C_3-возбуждении. Максимум $A_т$-полосы излучения при повышении температуры до 60 К слегка (на 0,01-0,02 эВ) смещается в сторону меньших энергий из-за возрастания относительного вклада $A_{т1}$-компонента, а затем возвращается обратно. Эти процессы сопровождаются нарастанием интенсивности A_{x2}-излучения.

При A-возбуждении в области около 55 К тоже наблюдается перераспределение интенсивностей, но уже для $A_{т1}$- и A_{x1}-полос излучения (рис. 3,а, кривые 4 и 4'). Поскольку спектры $A_{т1}$- и A_{x1}-излучения при этом не смещаются, можно заключить, что этот эффект связан с переходами $A_{т1} \rightarrow A_{x1}$. Так как $A_{т1}$-компонент возбуждается и в других полосах поглощения $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров, этот процесс приводит к дополнительному росту интенсивности красного излучения при C- и B-возбуждении и к некоторому (на ≈0,02 эВ) смещению его спектра в коротковолновую сторону.

При 80 К в условиях возбуждения в C_2- и C_3-полосах поглощения по-прежнему доминирует излучение $A_{т2}$, а A_{x2}-излучение вдвое слабее. В C_1- и B-полосах относительно эффективнее возбуждается A_{x2}- излучение, а также $A_{т1}$- излучение, а в A-полосе - только $A_{т1}$ и A_{x1}. При температурах около 145 К снова наблюдается резкое уменьшение интенсивности $A_{т1}$-излучения (кривая 4). Интенсивность A_{x1}-излучения при этом увеличивается (кривая 4'), достигает максимума при повышении температуры до 170 К, а затем постепенно уменьшается.

---

[2] Авторы искренне признательны Т. Соовику за измерение температурной зависимости времени затухания $A_{т2}$-излучения. Кинетика затухания люминесценции $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров в КВг-Ge будет подробно описана в отдельной работе.

При 80 К начинает уменьшаться интенсивность $A_{т2}$-излучения (кривая 1), а также A_{x2}-излучения (кривая 3'). В интервале температур 100-200 К наблюдаются очень интересные изменения в спектрах излучения и поляризации суммарного $A_т$-излучения (особенно при C_1- и А-возбуждении), свидетельствующие о резком возрастании относительной интенсивности его $A_{т2}$-компонента при повышении температуры до 160 К. А именно, спектр Ат-излучения при возбуждении в C_1-полосе и во всей области А-полосы поглощения резко смещается (на 0,03- 0,05 эВ) в коротковолновую сторону. Растет по абсолютной величине интенсивность в коротковолновой области $A_т$-полосы излучения (кривая 2). В связи с заметным увеличением соотношения интенсивностей $I(A_{т2}) / I(A_{т1})$ резко изменяется поляризационный спектр суммарного $A_т$-излучения (см. рис. 3, б): абсолютное значение степени поляризации этого излучения увеличивается при C_2-возбуждении (кривая 1) и уменьшается при C_1- (кривая 2), В- (кривая 3) и А-возбуждении (кривые 4, 4"). Это говорит о том (ср. с кривой 3 на рис. 1, б), что при этих температурах, в отличие от 80 К, как непосредственно при возбуждении в А-полосе поглощения, так и в процессе релаксации (особенно из C_1-состояния) резко увеличивается относительная заселенность $A_{т2}$-состояния, которое и излучает. При повышении температуры до 160 К несколько возрастает заселенность также A_{x2}-состояния (кривая 3'). При Т>170 К интенсивность $A_{т2}$-излучения уменьшается и в спектре $A_т$-излучения при Т>200 К доминирует $A_{т1}$-компонент. Об этом свидетельствует характерный для $A_{т1}$-компонента поляризационный спектр суммарного $A_т$-излучения (см. рис. 3,6, Т=250 К). Отрицательная поляризация этого излучения при коротковолновом А-возбуждении (4") говорит о том, что при этом теперь первоначально заселяется $\frac{i}{\sqrt{2}}(|Y_x\rangle - |X_y\rangle)$-состояние. Интенсивность A_{x2}-излучения тоже уменьшается после 180 К. Уменьшение интенсивности A_{x2}- , а также A_{x1}-излучения при Т>180 К сопровождается возрастанием интенсивности $A_т$-излучения (рис. 3,а, кривые 3, 4).

Резкий спад степени поляризации при Т>320 К связан, вероятнее всего, с диффузионными прыжками катионной вакансии вокруг иона Ge^{2+}.

Можно предложить следующее объяснение наблюдающимся в интервале температур 90-200 К эффектам. При 80 К минимумы $A_{т2}$- и A_{x2}-состояний, а также минимумы $A_{т1}$- и A_{x1}-состояний находятся в термическом равновесии. Уменьшение интенсивности $A_{т2}$ (и A_{x2})-излучения, начинающееся при 80 К (рис. 3, а, кривые 1, 3'), связано с переходами $A_{т2} \rightarrow A_{x1}$, в результате которых увеличивается интенсивность A_{x1}-излучения (рис. 3, а, кривая 4'), а также $A_{т1}$-излучения (рис. 3, и, кривая 4). При 90 К, кроме того, начинаются переходы В $\rightarrow A_{т2}$, A_{x2}, приводящие к спаду интенсивности В-излучения (рис. 2, а, кри- вая 3), а при 130 К - переходы $A_{т1} \rightarrow A_{x2}$, $A_{т2}$ (рис. 3, а, кривая 4). В результате этих переходов дополнительно заселяются $A_{т2}$- и A_{x2}-минимумы, что и объясняет увеличение интенсивности $A_{т2}$- и A_{x2}-излучения при повышении температуры до 160 К (рис. 3, а, кривые 2 и 3' соответственно), а также тот факт, что при Т>130 К $A_{т2}$-излучение начинает возбуждаться и в C_1- и А-полосах. Иными словами, при этих температурах осуществляются переходы $A_{т1} \rightarrow A_{x1}$, однако не непосредственно через барьер, разделяющий эти два состояния, как это было при 55 К, а через A_{x2}- и $A_{т2}$-состояния. Из-за обратных переходов $A_x \rightarrow A_т$ падает интенсивность красного излучения к 300 К и растет интенсивность $A_т$ (в основном $A_{т1}$) излучения. Чем больше относительная заселенность A_x-минимумов (при В-, А-возбуждениях), тем заметнее этот процесс. При С-возбуждении около 200 К проявляются также переходы $C_{т1} \rightarrow A_т$.

Описанные выше процессы схематически представлены в табл. 2. Следует отметить, что такая интерпретация, на наш взгляд, довольно вероятна, однако не исключено, что она не единственно возможная. Для получения более детальной информации об описанных выше процессах необходимы дальнейшие исследования люминесценции $Ge^{2+}\upsilon_c^-$-центров методами поляризационной спектроскопии временного разрешения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зазубович С., Нагирный В., Соовик Т., Усаров А. // Изв. АН Эстонии. Физ. Матем, 1990, 39, № 1, 56-68.
2. Лущик Н. Е. // Тр. ИФА АН ЭССР, 1958, 7, 119-139.
3. Лущик Ч.Б., Лущик Н. Е. // Изв. АН СССР, сер. физ, 1958, 22, № 11,1351-1355.

4. Лущик Ч. Б., Лущик Н.Е., lUeapu, K. K. // Тр. ИФА АН ЭССР, 1958, 8, 3-4;
5. Лущик Н.Е. // Мат. VII Совещ. По люминесценции (кристаллофосфоры). Тарту, 1959, 27-39.
6. Simkin, D. J., Kang, J. G., Bellivean, T. F., Jacobs, P. W. M., Scacco, A., Stillman, M. J., Sivasankar, V. S. // Radiation Effects, 1983, 73, № 1-4, 81-86
7. Baranov, P. G., Vetrov, V. A., Romanov, N. G., Topa, V. // Phys. status solidi (b) 1986, 136, No 2, 699-707.
8. Нагирный В.П. // Тр.ИФ. АН ЭССР, 1984, 55, 198-216.
9. Lushchik, N., Zazubovich, S. // Physics of Impurity Centres in Crystals (ed G. Zavt). Tallinn, 1972, 483-504.
10. Fukuda, A. 1,1 Physics of Impurity Centres in Crystals (ed. G. Zavt). Tallinn, 1972 505-527.
11. Hizhnyakov, V., Zazubovich, S. // Phys. status solidi (b), 1978, 86, 733-739.

ИЗЛУЧЕНИЕ, СВЯЗАННОЕ С ПРОТЯЖЕННЫМИ ДЕФЕКТАМИ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ ZnTe/GaAs И МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ

Шарибаев М.Б., Исмайлов Қ.А., Өтениязов Е., Бекбергенов С.Е.
Каракалпакский государственный Университет имени Бердаха
(г.Нукус. Республика Узбекистан)

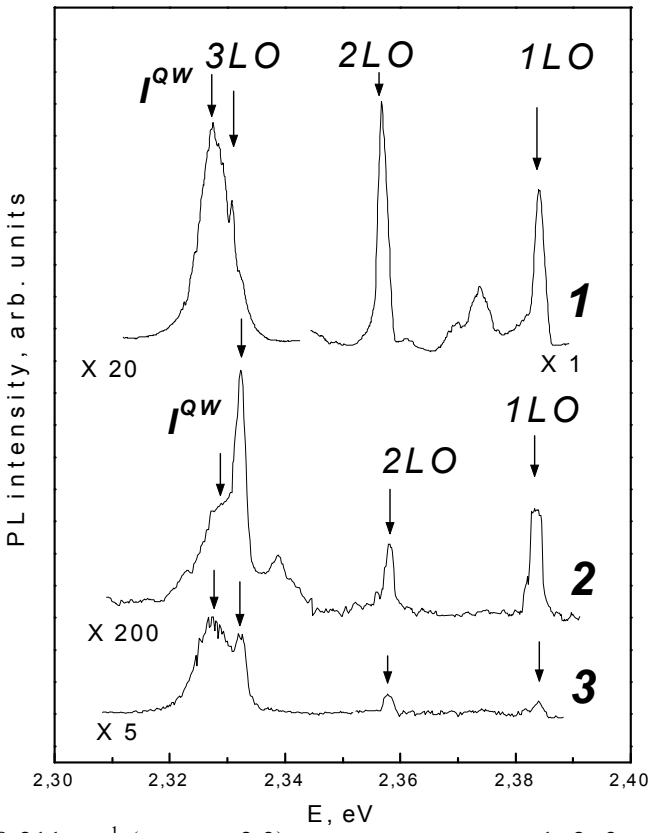
Для квантовых ям A_2B_6 деградация ФЛ имеет место при значительно меньших дозах облучения. По сдвигу энергии пиков ФЛ рассчитано изменение профиля ям в результате облучения. Обсуждается роль диффузии Cd и внутренних напряжений в радиационно-стимулированной деградации квантово-размерных структур.

A_2B_6 QWs tends to degrade under sufficiently lower irradiation dose. The well profile change was calculated from PL peak energy shift. The role of Cd diffusion and internal strain in radiation enhanced quantum-size structures degradation is discussed.

Исследование оптических свойств CdZnSe/ZnSe, CdZnTe/ZnTe гетероструктур с единичными, SQWs, и множественными квантовыми ямами, MQWs, и квантовыми точками, QDs, представляет интерес в связи с изучением процессов, связанных с релаксацией горячих носителей, образующихся при электронном или оптическом возбуждении, или инжекции в таких структурах. Многофононная релаксация горячих электронов при оптическом возбуждении CdZnSe/ZnSe квантово-размерных гетероструктур была рассмотрена ранее методами фотолюминесценции, PL, и комбинационного рассеяния света, RRS [1]. В данной работе для гетероструктуры CdZnTe/ZnTe с SQWs в спектрах низкотемпературной фотолюминесценции, LT PL, в экситонной области и в области излучения от квантовых ям а также в спектрах комбинационного рассеяния, RRS, наблюдалась серия состоящая из *n* узких и достаточно интенсивных полос, которые накладываются на основной спектр LT PL, сдвинутых относительно энергии возбуждающего света на величину, кратную величине оптического LO-фонона. Методами LT PL и RRS изучено влияние электронного облучения, создающего точечные дефекты и электронные возбуждения [2] и облучения рентгеновскими квантами, создающими только электронные возбуждения, на изменение оптических характеристик CdZnTe/ZnTe гетероструктур с SQWs. Получена также дополнительная информации о влиянии изменения формы стенок ямы, связанного с радиационно-стимулированной интердиффузией компонент и релаксацией напряжений, на многофононную релаксацию горячих носителей.

Нелегированные CdZnTe/ZnTe структуры были выращены методом MBE на (100) подложках полуизолирующего GaAs с использованием твердофазной кристаллизации затравочного аморфного слоя ZnTe [3]. Затем наносился буферный слой ZnTe толщиной ~1,5 мкм и далее слои $Cd_XZn_{1-X}Te$ толщиной, L_Z, 2 нм (ямы), разделенные барьерами ZnTe толщиной, L_B, 2 (туннельно-прозрачные) нм. Содержание Cd (x) в ямах изменялось от 0.1 до 0.3 и контролировалось по спектрам LT PL и по спектрам отражения [4]. ** E- энергия электронов; I-плотность тока; F-поток частиц; D-поглощённая доза;

Измерения спектров PL и отражения (R(λ)) проводились при 4.2 и 80 К на спектральном приборе с разрешением ≤0.5 мэВ. Спектры
PL возбуждались излучением лазера модели LGN-503 с $\lambda_1 = 0.5145$ и $\lambda_2 = 0.4880$ мкм.



На рис. 1 приведены спектры LT PL трёх туннельно-прозрачных исходных $Cd_{0.17}Zn_{0.83}Te/ZnTe$ QWs (кривая 1), толщиной 2 нм, выращенных на подложках GaAs, и после их модификации электронами и рентгеновскими квантами (3). Спектры приведены для λ_{EXC} = 0.51453 мкм, т. е. с энергией кванта, превышающей E_g как ZnTe (Eg = 2.39 эВ, 4.2 К), так и CdTe (Eg = 1.60 эВ, 4.2 К) и энергию рекомбинации электронно-дырочных пар в квантовых ямах. Как видно из Рис., спектр LT PL состоит из нескольких полос в экситонной области от буферного ZnTe эпитаксиального слоя, ЭС, и доминирующей по интенсивности фотолюминесценции от квантовых ям, I^{QW}: линии экситонов, связанных либо на нейтральном доноре (или объемный поляритон [5]) I_2^{Ga} (2,3736 эВ), либо на нейтральном акцепторе $I_1^{/}$ (2,37 эВ); и неэлементарной полосы I_1^{C}(2,3568 эВ), связанной с дефектами [3,6]. На фоне спектра LT PL проявляется серия узких (W ~ 2 мэВ) полос, сдвинутых относительно частоты возбуждающего света на величину 208-211 $см^{-1}$ (кривые 2,3) умноженную на n=1, 2, 3… Интенсивность полос в серии увеличивалась немонотонно, по мере приближения к одной из резонансных полос (I^{QW}, I^{C}). Сдвиг между полосами в серии не зависел от длины волны возбуждающего света и составлял величину ~ 210 $см^{-1}$ для исходного образца (кривая 1). Измеренная нами величина продольного оптического фонона обьёмных монокристаллов ZnTe составила ~208$см^{-1}$, а для CdTe [7] ~169$см^{-1}$. Т.е., наблюдаемые в спектре фононные повторения соответствуют LO-фононам ZnTe барьера. Параметры изученных в работе образцов и виды обработки приведены в таблице.

Такое резонансное усиление интенсивности серии узких полос на полосах излучения от квантовых ям, наблюдаемое в спектрах LT PL для квантово-размерных структур CdZnSe/ZnSe в [1], нтерпретировалось с использованием модели [7,8], согласно которой горячие электроны, возбуждаемые светом в зоне проводимости, могут релаксировать с испусканием одного за другим нескольких оптических фононов (т. н. “каскадная модель”). В нашей работе частота оптического фонона для CdZnTe/ZnTe квантоворазмерных структур слабо сдвинута в область больших частот по сравнению с объемным значением LO-фонона монокристаллов ZnTe.

№	Квантовые ямы	Вид Обработки * *	Величина деформации в ZnTe барьере ε (4,2К) (LT PL)
1-1	$Cd_{0.17}Zn_{0.83}Te$ $L_{z1}=L_{z2}=L_{z3}$=2 нм L_B=2 нм	-------	~$6{,}4\cdot10^{-4}$
1-2	$Cd_{0.17}Zn_{0.83}Te$ $L_{z1}=L_{z2}=L_{z3}$=2 нм L_B=2 нм	E=1.8 МэВ I=1мкА·$см^{-2}$ F=$6\cdot10^{12}см^{-2}\cdot с^{-1}$ D=$4\cdot10^{16}см^{-3}$	~$5.0\cdot10^{-4}$

1-3	$Cd_{0.17}Zn_{0.83}Te$ $L_{z1}=L_{z2}=L_{z3}=2$ нм $L_B=2$ нм	Рентгеновское излучение U=100 В F~10 $см^{-2}\cdot с^{-1}$ D=$1\cdot10^4$ рад	~$5{,}4\cdot10^{-4}$

На образцах, с тремя туннельно-связанными квантовыми ямами, модифицированными высокоэнергетичными электронами (создающими в обьеме как электронные возбуждения, так и собственные дефекты [2]) и рентгеновскими лучами (создающими только электронные возбуждения) при одинаковом уровне возбуждения Рехс = $1\cdot10^{19}$ квант/$см^2\cdot с$ и λ_{EXC} = 0.5145 мкм, эффект резонансного усиления интенсивности LO-фононов на резонансных полосах сохранялся. (i) Для образцов, модифицированных электронами (кривая 2), интенсивность резонансного LO-фонона (n=3) увеличивалась более, чем на порядок, и частота составляла (207 $см^{-1}$); (ii) Для образцов, модифицированных облучением рентгеновскими лучами интенсивность резонансного LO-фонона (n=3) увеличивалась незначительно, а частота уменьшалась по сравнению с исходным образцом (кривая 3). (i) При облучении электронами квантовых ям того же состава и толщины, ранее [9] нами было обнаружено смещение пика LT LP в сторону бóльших энергий (от квантовой ямы) (т. н. ”голубой сдвиг”). Этот сдвиг зависел от дозы и составил ~1 мэВ для дозы облучения $4\cdot10^{16}$ $см^{-3}$. Численный расчет, приведенный в [9] показал, что такое смещение положения максимума пика PL может обеспечиваться изменением формы ямы за счет радиационно-ускоренной диффузии Cd (т. е. вариацией состава на краю ямы). С одной стороны обеспечиваются условия полного совпадение резонанса с LO-фононом (n=3), с другой стороны изменение формы ямы из прямоугольной на более плавную уменьшает степень локализации в ней электронов, тем самым облегчается возможность передачи энергии горячих электронов ямы LO-фононам барьерного слоя. Наблюдение этого эффекта в модифицированных электронами образцах облегчается еще и тем обстоятельством, что общая интенсивность PL от барьеров и буферного слоя существенно подавляется из-за возникновения в ZnTe при облучении электронами различных собственных дефектов обычно представляющих собой центры безызлучательной рекомбинации носителей заряда или реакций собственных дефектов и примесей. Смещение величины оптического фонона (по сравнению с исходными образцами) свидетельствует об изменении деформаций сжатия в буферных ZnTe слоях на величину ~$1\cdot10^{-5}$, что является объектом более детального изучения т. к. не совпадает со значениями деформаций, вычисленными из низкотемпературных измерений PL отражения по знаку (см. таблицу).
(ii) При облучении квантовых ям рентгеновскими лучами было обнаружено несущественное смещение положения пика низкотемпературной PL в сторону меньших энергий (т. н. “красный сдвиг”). Этот сдвиг для дозы облучения ~10^4 рад составил ≈ 0.5 мэВ. Хотя такой сдвиг положения максимума пика PL не может быть обьяснен механизмом расплывания стенок ямы, его можно связать с уменьшением напряжений в барьерном слое. Сдвиг частоты оптического фонона также показал, что происходит изменения деформаций.

Таким образом, для гетеросистемы с квантово-размерными слоями на основе CdZnTe/ZnTe показана возможность многофононной релаксации горячих электронов, образующихся при оптическом возбуждении путем обмена энергии этих электронов с барьерным слоем с испусканием LO-фононов (каскадный механизм). Изучение образцов, модифицированных облучением высокоэнергетическими электронами и рентгеновскими лучами (с измененными свойствами приповерхностного слоя, барьерного слоя и формы ям), позволило показать, что резонанс частот (возбуждающего света и основных переходов в квантовых ямах) и степень локализации экситона являются доминирующими факторами в наблюдении такого типа процессов.

Литература:

1. Melnik N. N., Sadofyev Yu. G., Zavaritskaya T. N.// Abstr. of 9th Int. Conf. “II-VI Compounds”, Kyoto, Japan, 1999.
2. Seto S., Tanaka A., Takeda F., Matsuura K.// J.Cryst.Growth. 1994. V.138. N1. P.346-351.
3. Козловский В. И., Крыса А. Б., Садофьев Ю. Г., Турьянский А. Г.// ФТП. 1999. Т. 33. В. 7, С. 810-814.

4. Dang Le Si., Cibert J., Gobil Y., Saminadayar K., Tatarenko S.// Appl. Phys. Lett.1989. V.55. N3, P.235-237.
5. Багаев В.С., Зайцев В.В., Калинин В.В. и др.// Письма в ЖЭТФ. 2005. Т.58. В.2. С.82-86.
6. Венгер Е. Ф., Садофьев Ю. Г., Семенова Г. Н., и др.// ФТП, 2000. Т.34. В1, С.13-18
7. Гавриленко В.И., Грехов А.М., Корбутяк Д.В., Литовченко В.Г.// Оптические свойства полупроводников. Киев. Наук. Думка. 1987. С.607.
8. Кардона М. Рассеяние света в твёрдых телах. (пер. с. англ.) М., Мир, 1979. 391.с.
9. Venger E. F., Semenova G. N., Braylovsky Ye. Yu. et. al. SPIE, 2011.

НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ В КОСМОЛОГИИ И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

[1]Шаршекеев О.Ш., [2]Сагынбаева М., [4]Юсупов Р.Х., [2]Фоломеев В.Н.
[1]Кыргызский национальный университет им. Ж. Баласагына, Бишкек
[2]Таласский государственный университет, Талас
[3]Институт физико-технических проблем и материаловедения НАН КР, Бишкек
[4]Иссык-Кульский Государственный Университет, Каракол

Рассмотрены некоторые возможные применения последних результатов космологических исследований для моделирования компактных астрофизических конфигураций.

В последние годы космология и астрофизика - науки об эволюции и строении Вселенной - являются одними из наиболее быстро развивающихся направлений исследований. Это напрямую связано с новыми астрономическими открытиями, которые заставляют менять наше понимание структуры Вселенной. Эти открытия стали возможными благодаря быстрому развитию наблюдательной техники и способов обработки информации, получаемой из космоса. Но получение наблюдательных данных - лишь первый этап исследований. Следующий шаг состоит в попытке понять, что скрывается за этими данными. Яркий пример этому – открытие ускоренного расширения современной Вселенной в конце 1990-х гг. [1,2] (в 2011 г. за это открытие была присуждена Нобелевская премия). Тот факт, что Вселенная расширяется, был известен со времен работ А. Фридмана и Э. Хаббла в 1920-х гг. Однако вплоть до конца XX века было общепринято, что это расширение идет с замедлением ввиду действия гравитационных сил. Открытие ускоренного расширения в корне изменило наше понимание эволюции современной Вселенной. В этой связи целью современной космологии и астрофизики стало понять: Какова природа этого ускорения? Какие механизмы ответственны за него? Каковы его следствия для современной и будущей Вселенной?

Основная трудность на этом пути обусловлена необычными свойствами вещества, обеспечивающего современное ускорение Вселенной. Действительно, в рамках теории тяготения Эйнштейна, которая применяется для описания Вселенной на больших (космологических) масштабах, допустимы оба типа движения - с ускорением и с замедлением. Замедленное расширение обеспечивается любым видом обычного вещества, из которого состоят звезды, галактики и межгалактическая среда. Присутствие же ускоренного расширения заставляет предположить, что во Вселенной также имеется вещество, свойства которого кардинально отличаются от свойств обычного вещества. Эта форма вещества была названа темной энергией. Природа темной энергии остается невыясненной до сих пор. Однако ее способность ускорять расширение позволяет сделать некоторые общие заключения о ее физических свойствах.

А именно, на языке гидродинамики ускоренное расширение соответствует нарушению так называемого сильного условия энергодоминантности, когда следующая комбинация плотности энергии вещества ε и его давления p становится отрицательной: $(\varepsilon + 3p) < 0$. Это соответствует тому, что параметр уравнения состояния $w = p/\varepsilon$, связывающий плотность энергии и давление, есть $w < -1/3$. В космологии такое нарушение может быть получено несколькими путями. Одним из вариантов является рассмотрение моделей, включающих различные скалярные поля. В настоящее время такие поля широко используются при моделировании процессов и событий на различных космологических и астрофизических

масштабах. Очевидно, это связано с тем, что скалярные поля, будучи фундаментальными по своей природе, сохраняют относительную простоту и универсальность, что позволяет использовать их при описании как эволюции Вселенной в целом, так и структуры и свойств отдельных объектов.

С другой стороны, недавние наблюдательные данные указывают на возможность нарушения другого, так называемого слабого/нулевого условия энергодоминантности, когда становится справедливо неравенство $(\varepsilon + p) < 0$, и, соответственно, $w < -1$. В этом случае имеет место еще более быстрое расширение, чем в случае нарушения сильного условия энергодоминантности. Простейшей моделью, описывающей такое расширение, является рассмотрение так называемых фантомных/духовых скалярных полей, имеющих обратный знак кинетической энергии по сравнению с обычными скалярными полями. Это приводит к существенным изменениям физических свойств систем, содержащих такие поля. Например, плотность энергии может быть отрицательной, что приводит к изменению топологии пространства-времени и возможности создания таких экзотических объектов, как кротовые норы.

Другая возможность нарушения слабого/нулевого условия энергодоминантности состоит в рассмотрении скалярных полей, которые могут взаимодействовать негравитационно с другими полями. Такая возможность использовалась в рамках так называемой хамелеоновой космологии [3]. Здесь предполагается, что физические свойства скалярного поля (например, масса его кванта) зависят существенно от окружающего вещества. В рамках такой модели, в частности, было предложено описание ускоренного расширения современной Вселенной.

С другой стороны, в применении к астрофизике, различные скалярные (бозонные) поля используются при моделировании компактных астрофизических конфигураций - бозонных звезд (см., например, обзоры [4,5]). Такие объекты могут иметь размеры от микроскопических («гравитационный атом») до размеров, типичных для массивных звезд и черных дыр. Их свойства существенно зависят от типа скалярного поля и того, как эти поля взаимодействуют друг с другом и с окружающим веществом. Общий подход при рассмотрении такого типа моделей состоит в исследовании самогравитирующих конфигураций, образованных комплексными или действительными скалярными полями. Такие поля могут иметь различные формы потенциальной энергии, включая потенциалы с самодействием, быть неминимально связанными с другими полями, в том числе с калибровочными и гравитационными. Исследования показывают, что, подбирая параметры этих полей, возможно находить статические, регулярные асимптотически плоские решения как в релятивистском, так и в нерелятивистском случаях, которые могут быть использованы при описании бозонных звезд.

Также не исключено существование принципиально другого типа конфигураций, состоящих из скалярных полей - отмеченных выше кротовых нор, представляющих из себя объекты, образованные экзотическим веществом с нарушенным слабым/нулевым условием энергодоминантности. Присутствие такого экзотического вещества приводит к появлению нетривиальной топологии, когда в центре конфигурации имеется туннель, соединяющий либо две удаленные области во Вселенной, либо даже две разные вселенные. С точки зрения удаленного наблюдателя, такие объекты имеют ряд специфических свойств, отличающих их от обычных звезд и черных дыр (например, будут иметься различия в распределении интенсивности излучения и особенности в движении тел в гравитационном поле кротовых нор).

При моделировании таких экзотических объектов используются известные методы, применяемые при рассмотрении бозонных звезд. В качестве экзотической материи можно использовать либо скалярное (фантомное) поле с отрицательной кинетической частью, либо эффект нарушения условий энергодоминантности достигается путем модификации уравнений Эйнштейна. Во всех случаях задача сводится к такому выбору параметров модели, который обеспечивает нарушение условий энергодоминантности и дает требуемые характеристики конфигураций.

Наконец, наиболее развитым направлением исследований компактных конфигураций является моделирование звезд, состоящих из обычного вещества. На микроскопических масштабах обычное вещество состоит в основном из фермионов - протонов, нейтронов и электронов. Для его макроскопического описания используются различные эффективные уравнения состояния вещества, связывающие такие физические характеристики вещества, как плотность, давление и температура. В общем случае проблема моделирования звезд является технически очень сложной. Поэтому при описании реалистичных звезд часто используются

упрощенные уравнения состояния. Они, с одной стороны, облегчают проведение вычислений, а с другой - дают количественно и качественно правильное описание поведения реалистичного вещества. Одной из форм такого упрощенного уравнения состояния является политропное уравнение состояние, которое широко используется в литературе при моделировании обычных звезд.

Однако типы компактных объектов, указанные выше (обычные и бозонные звезды, кротовые норы), не исчерпывают все возможные варианты. Вполне естественно предположить, что в природе могут существовать некие смешанные конфигурации, состоящие как из бозонных, так и из фермионных полей. Можно ожидать, что такие объекты содержат фермионы и бозоны в различных пропорциях. Процентное соотношение может сильно меняться, в том числе и с течением времени, за счет захвата того или иного типа частиц. Соответственно, внутренняя структура таких объектов и их физические свойства (массы, распределение температуры по радиусу и т.д.) будут также изменяться.

Из сказанного выше видно, насколько многогранны возможности использования скалярных полей в различных космологических и астрофизических приложениях. В частности, отметим здесь одну из таких возможностей, связанную с предполагаемым существованием во Вселенной экзотической материи в форме упомянутых выше фантомных/духовых скалярных полей. Можно представить себе ситуацию, когда такая экзотическая материя с нарушенным слабым/нулевым условием энергодоминантности сконцентрирована в центре обычной звезды. Это приведет к образованию туннеля - кротовой норы, заполненной обычной (звездной) материей. Например, это может быть обычная или нейтронная звезда, в центре которой расположена экзотическая материя, обеспечивающая нетривиальную топологию. Для удаленного наблюдателя такая звезда будет выглядеть практически так же как и обычная звезда. Но будут иметься и некоторые отличия, как, например, то, что вместо одной звезды будут наблюдаться две похожие звезды, разделенные в пространстве [6]. Эти две звезды будут соответствовать двум устьям кротовой норы.

Простейшей моделью такого рода конфигураций может служить система «кротовая нора плюс обычное вещество», когда источником экзотической материи служит безмассовое духовое скалярное поле, а в качестве обычной материи выступает идеальная жидкость с политропным уравнением состояния [7,8]. В этом случае удается показать, что существуют регулярные статические решения с конечным размером. В зависимости от параметров модели, физические характеристики описываемых ею конфигураций (массы, размеры, распределение вещества по радиусу) могут меняться в достаточно широких пределах, позволяя адекватно описывать различные астрофизические объекты.

Другой возможный тип компактных конфигураций может реализовываться, когда скалярное поле и обычное вещество напрямую (неминимально) связаны друг с другом. Подобные смешанные конфигурации уже рассматривались ранее в литературе [9]. Нами предлагается другой тип таких конфигураций, когда скалярное поле напрямую взаимодействует с политропной жидкостью [10-12]. В этом случае свойства скалярного поля (называемого хамелеоновым) сильно зависят от окружающего его вещества [3], что приводит к существенным изменениям внутренней структуры политропной звезды. Эти изменения, связанные с появлением новых особенностей в поведении скалярного поля в окружающем его веществе, позволяют называть такие объекты хамелеоновыми звездами [10].

В случае если такие статические хамелеоновые конфигурации гравитационно неустойчивы, они в итоге будут либо расширяться, либо сжиматься. В последнем случае будет иметь место процесс коллапса звезды. Пример такого коллапса рассмотрен в работе [13], где исследовано движение вещества изотермальной сферы в нерелятивистском приближении с учетом присутствия хамелеонового скалярного поля. При этом, рассматривая автомодельные решения, описывающие коллапс таких конфигураций, удается выявить влияние присутствия неминимально связанного скалярного поля на такую хорошо изученную в литературе систему, как сферически-симметричная гравитирующая изотермальная жидкость.

Из представленных примеров видно, как использование новых результатов из космологии может повлиять на уже сложившееся за многие годы исследований понимание свойств и структуры компактных астрофизических объектов. Можно ожидать, что на этом пути еще предстоит получить новые интересные наблюдательно проверяемые результаты.

Литература:

[1] Perlmutter S. *et al.* [Supernova Cosmology Project Collaboration] Measurements of Omega and Lambda from 42 high redshift supernovae // Astrophys. J. -1999. -V. **517**. -P.565-586.
[2] Riess A. *et al.* Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant // Astron. J. -1998. -V. **116**. -P.1009-1038.
[3] Khoury J., Weltman A. Chameleon cosmology // Phys. Rev. -2004. -V. **D69:044026** -15 p.
[4] Jetzer P. Boson stars // Phys. Rept. -1992. -V. **220** -P. 163-227.
[5] Schunck F.E., Mielke E.W. General relativistic boson stars // Class. Quant. Grav. -2003. -V. **20** -P. R301-R356.
[6] Kardashev N.S., Novikov I.D. and Shatskiy A.A. Astrophysics of Wormholes // Int. J. Mod. Phys. -2007. -V. **D16**. -P. 909-926.
[7] Dzhunushaliev V., Folomeev V., Kleihaus B., Kunz J. A Star Harbouring a Wormhole at its Core // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics -2011. -V. **1104:031**. -21 p.
[8] Dzhunushaliev V., Folomeev V., Kleihaus B., Kunz J. Mixed neutron star-plus-wormhole systems: Equilibrium configurations // Phys. Rev. -2012, -V. **D85:124028** -14 p.
[9] Lee T. D. and Pang Y. Fermion soliton stars and black holes // Phys. Rev. D -1987. -V. **35**. -P. 3678-3694.
[10] Dzhunushaliev V., Folomeev V., Singleton D. Chameleon stars // Phys. Rev. -2011. -V. **D84:084025**. -17 p.
[11] Folomeev V., Singleton D. Relativistic polytropic spheres embedded in a chameleon scalar field // Phys. Rev. -2012. -V. **D85:064045**. -13 p.
[12] Folomeev V. Chameleon stars supported by a cosmological scalar field // Phys. Rev. -2012. -V. **D86:063008**. - 11 p.
[13] Folomeev V. Nonrelativistic isothermal fluid in the presence of a chameleon scalar field: static and collapsing configurations // Phys. Rev. -2012. -V. **D85:024008**. – 13 p.

ТЕХНИКАЛЫК ИЛИМДЕР

УДК: 621.313.322.

КУРАМДУУ СУЮКТУКТАРДЫ ЭЛЕКТРОФИЗИКАЛЫК ИОНДОШТУРУУ - ЭЛЕКТР ЭНЕРГИЯСЫНЫН ЖАҢЫ БУЛАГЫ

Акматов Б.Ж.[1,3], Ташполотов Ы[2,3], Тешебаев А.Т.[1], Карыбекова Б.[1]
1-Ош технологиялык университети, 2-Ош мамлекеттик университети,
3-Улуттук илимдер академиясынын Түштүк бөлүмүнүн
Жаратылыш байлыктары институту

Суюк же курамдуу суюк заттардан электр энергиясын өндүрүү үчүн электрофизикалык иондоштуруу процессин пайдалануу жөнүндө.

Об использовании электрофизической ионизации для производства электрической энергии из жидкостей и растворов.

On the production of elekrical energy from liquid solutions using the method of Electro – ionization.

Коомдун өнүгүшү менен бирге энергияга болгон талап да ар дайым жогорулоодо. Ошондуктан энергиянын булагы ар тараптуу (бардык багыттардан) илимий негизде изилденди жана изилденип келинүүдө. Мындай изилдөөлөрдүн жыйынтыгы, учурда бар болгон энергияны туура жана максаттуу пайдалануу маселеси бар экендигин көрсөтө алды. Аны менен бирге ушул убакка чейинки жана ушул убакытта пайдаланып жаткан энергия заттардан алынып жаткандыгы чындык экендиги илимде далилденген. Ал эми жаратылышта төрт түрдүү заттар (катуу, суюк, газ жана плазма) бар.

Азыркы учурдагы адаттагы (традиционный) түрдө электр энергиясын өндүрүүдө негизинен катуу заттардын катыштыгы бар (аккумляторлорду ж.б.у.с. эске албаганда). Анын негизин Фарадейдин индукция закону (1831- жыл) далилдейт.

Катуу заттарды колдонуу аркылуу электр энергиясы өндүрүлүп жаткандыгына генераторлорду жана күн батарейкаларын мисал катары атай алабыз. Натыйжада катуу заттар аркылуу электр энергиясын өндүрүүдө белгилүү болгондой, сырткы таасир этүүчү энергиядан чоң (ашыкча) энергия алууга жетишүүгө болбой тургандыгы илимий негизде далилденген [1, 2].

Мындан тышкары катуу заттардан энергия алуу дээрлик бир тектүү атомдордун (катуу заттарда) өзүнөн электрондорду (валенттүүлүк электрондорду) бөлүү жана ошол эле учурда анын ордуна электрондорду кабыл алуу процесси катары кароого болот. Заттын ошондой абалдагы формасы жана баштапкы абалынын сакталышына шарт түзүлгөндөй абалдын болушу шарттуу. Эгерде андай шарт түзүлбөсө өткөргүчтүк касиет сакталмак эмес. Атап айтсак «коронный разряд», электрдик сактагычтардын ээрип кетүү процесстерин атоого болот.

Учурдагы пайдаланып жаткан техникалардын көрсөткүчтөрүнүн натыйжалары энергетикалык проблеманын болушун байкатууда жана далилдөөдө. Энергетикалык проблема дүйнөлүк проблемага айланды.

Ошондуктан энергияга болгон муктаждыкты ар дайым жана баардык жерде камсыздай алуучу, ошону менен бирге экологиялык көйгөйлөрдү жаратпагандай энергиянын булагынын болушу келечектин талабы. Мындай талаптарга жооп берүүчү энергиянын жаңы булагы– электрофизикалык иондоштуруу ыкмада айырмаланган, нерседен кайта алынуучу (возобновляемый) электр энергиясынын булагын атоого болот.

Бул багыттагы энергиянын булагына (газдан алынуучу) чагылгандын бар болушу далил. Ошондой эле электр энергиясын суюк, курамдуу суюк заттардан өндүрүү үчүн электрофизикалык иондоштуруучу түзүлүштү жана ыкмаларды пайдалануу зарыл.

Электрофизикалык иондоштуруу электроддор аркылуу ишке ашырылат. Бирок электрофизикалык иондоштуруу ыкмалары белгилүү болгонго чейин оң жана терс уюлдуу электроддун бардыгы жана колдонулгандыгы илимде белгилүү. Ал эми электрофизикалык иондоштурууда электродко өтө жакын аралыкта жайгашкан суюктуктагы жана курамдуу суюктуктагы химиялык элементтердин атомдорун иондоштуруунун эффективдүүлүгүнө карата электроддорду негизинен (түзүлүштөгү каршылыкты жана транзисторлорду эске албаганда) төрт түргө бөлүп кароого болот:

- бир электроддуу [3];
- бир көп электроддуу (схемасы жана иштөө принциптери кийинки макалаларда берилет);
- эки электроддуу (схемасы жана иштөө принциптери кийинки макалаларда берилет);
- эки көп электроддуу [4].

Аталган ыкмада электродго өтө жакын жайгашкан курамдуу суюктуктагы бардык бар болгон химиялык элементтердин атомдору белгилүү бир терендикте иондоштурулгандыктан потенциалдардын айырмасы келип чыгат. Натыйжада аталган ыкмада электр энергиясы өндүрүлгөндүктөн электр энергиясынын жаңы булагы катары кабыл алууга болот. Мындай энергия булагын пайдалануу ыңгайлуу жана бардык жерде (космосто, суу түбүндө ж.б.у.с.) колдонууга болот.

Электрофизикалык иондоштуруу ыкмада кошумча энергия алуу [3] жана курамдуу суюктукту электрофизикалык иондоштуруунун өзгөчөлүгүнө байланыштуу электр энергиясын өндүрүүнүн жаңы булагына анализ жүргүзөбүз.

Бизге белгилүү болгондой суюктуктагы электрофизикалык иондоштуруу процессинде аткарылган закондуулук төмөндөгүчө[5]:

$$U^0_{k,n} \times I^0_{k,n} \times t_n + \Delta H^0_{k,n} + W^T_{k,n} = (U^0_{k,n} \pm \frac{\Delta u_{k,n}}{\Delta t_{k,n}} \times t_n) \times (I^0_{k,n} \pm \frac{\Delta I_{k,n}}{\Delta t_{k,n}} \times t_n) \times t_n - K_k \times N_{k,n} \times E_{ион.k} + \Delta H_{k,n} + W_{k,n} + Q_v \quad (1)$$

Мындан тышкары ар бир зат атомдордон турары белгилүү. Ошондуктан заттагы бар болгон баардык энергияларды эске алганда, заттын атомунун өзүнө таандык энергиясын да эске алып заттын абалынын энергиясын $\Delta H^0_{k,n} = U^0_{k,n} + P^0_{k,n} \times V^0_{k,n}$ ордуна төмөндөгүдөй жазууга болот:

$$\Delta H^0_{k,n} = U^0_{k,n} + P^0_{k,n} \times V^0_{k,n} + E^0_{k,n}, \quad (2)$$

мында $U^0_{k,n}$ - заттын ички энергиясы, $P^0_{k,n}$ – газдын басымы, $V^0_{k,n}$ - газдын көлөмү, $E^0_{k,n}$ - заттын курамындагы баардык бар болгон химиялык элементтердин атомдорунун жеке өзүнө таандык болгон энергиянын суммаланган мааниси.

Электрофизикалык иондоштуруу процесси суюк же курамдуу суюк заттарда аткарылып жаткандыгын эске алсак, анда конденсацияланган абалдагы заттар үчүн (2)-формуланы төмөнкүчө жазабыз:

$$\Delta H^0_{k,n} = U^0_{k,n} + E^0_{k,n} \quad (3)$$

Суюктукту же курамдуу суюктукту электрофизикалык иондоштуруу процессинде химиялык элементтердин атомдорун иондоштуруу үчүн керектелинген энергияны эске алабыз.

Демек,

$$\Delta H^0_{k,n} = U^0_{k,n} + E^0_{k,n} = \sum_{i=1}^{n} U_i + \sum_{i=1}^{n} E_{a_{ij}} \quad (4)$$

Тиешелүү түрдө

$$E_{a_{ij}} = E_{я_i} + \sum_{j=1}^{5} E_{ij} \text{ жана } \sum_{j=1}^{5} E_{ij} = e \times \sum_{j=1}^{5} \left(n_{e_{ij}} \times U_{ij} \right)$$ экендиги белгилүү [6].

Мында,

$E_{a_{ij}}$ - i инчи химиялык элементтин атомунун энергиясы;

$E_{я_i}$ - i инчи химиялык элементтин атомунун ядросунун энергиясы;

$\sum_{j=1}^{5} E_{ij}$ - i инчи химиялык элементтин атомунун электрондук катмарларын иондоштуруу энергияларынын суммасы;

$e = 1{,}60219 \times 10^{-19}$ Кл;

$n_{e_{ij}}$ - i инчи химиялык элементтин атомунун электрондук катмарлардагы электрондордун саны;

U_{ij} - i инчи химиялык элементтин атомундагы электрондук катмарларды иондоштуруу потенциалы;

(4) – формуладан белгилүү болгондой өлчөмү чөң эмес көлөмдөгү суюктукту же курамдуу суюктукту электрофизикалык иондоштуруудан потенциалдардын айырмасын чоңойтуу жана өтө

чоңойтууга боло тургандыгы далилденет. Анын аткарылгандыгын аталган ыкмадагы эксперимент да тастыктайт.

Андай болушунун себеби электрофизикалык иондоштурууда ал заттын атомун иондоштуруу I- иондоштуруу потенциалында жана II –иондоштуруу потенциалында ж.б.у.с. иондоштурууда s,d,p,f ж.б. электрондук катмарларга маани беребиз б.а. толугураак K,L,M,N,O,P жана Q боюнча алгандагы таандык электрондор бар болгондугунан ошончолук электрондор атомдордон ажырап – бөлүнүшүнө толук шарт түзүлбөсө да, ошол эле учурда оң жана терс иондордун болушунан потенциалдардын айырмасы ошончолук тез чоңоет. Мындай багытта аткарылып жаткан кыска убакытта чоң кубаттуулукка ээ болгон чагылгандын пайда болуу процессине көңүл буруу жетиштүү.

Электрофизикалык иондоштуруу ыкмада электр энергиясын өндүрүүдөгү эң жакшы деп эсептелинген белгилердин бири катары катуу заттардын атомдоруна салыштырганда, мындагы заттардын атомдору (молекулалары) бир орундан экинчи орунга которула алгандыгынын натыйжасында кычкылдануу жана калыбына келүү процесстери орун алгандыктан электр энергиясын өндүрүү менен бирге эле чөкмөлөрдүн пайда болуу процесси коштолгондугун айтууга болот. Бирок суюк жана курамдуу суюк заттардан көп убакытка жана ар дайым кубаттуу электр энергиясын өндүрүп туруу үчүн чөкмөлөрдүн пайда болушуна шарт түзбөгөндөй суюктуктарды же курамдуу суюктуктарды тандап алуу максатка ылайыктуу.

Бизге белгилүү болгондой каттуу заттардан айырмаланып, суюктуктан жана курамдуу суюктуктан электр энергиясын өндүрүү анын курамындагы ар түрдүү химиялык элементтердин атомдорун иондоштуруу менен коштолот. Атомдор мында кыймылдуу келип бир орундан экинчи орунга которулушу чоң мааниге ээ. Ошол учурдагы кычкылдануу жана калыбына келүү процессине катышкан атомдордун саны өтө төмөн, ошондуктан күйүү процессине караганда мында алынган жылуулук саны төмөнкү деңгээлде.

Ошондой эле суюктуктун ички энергиясынын чоңдугу химиялык элементтердин атомдорун иондоштуруу энергиясынан өтө төмөн болгондуктан б.а. заттын жылуулук энергиясын бир атомуна (молекуласына) карата алганда ($E=\frac{i}{2}kT$) химиялык элементтин атомун иондоштуруучу ($eU^0_{k,n}$) энергияга салыштыруу менен электрофизикалык иондоштурулуучу заттын ички энергиясын эске албай коюуга болот.

Ал эми конденсацияланган зат үчүн $P^0_{k,n} \times V^0_{k,n} = 0$ экендигин, $U^0_{k,n}$-энергиянын өтө төмөндүгүн жана электрофизикалык иондошууга дуушарланган химиялык элементтердин атомдору электрондук катмарлар боюнча алганда толук иондошуу аткарылбай тургандыгын эске алабыз.

Чындыгында электрофизикалык иондоштуруу процессинде көлөм ичиндеги баардык атомдордун баардык электрондук катмарлары иондошууга душарланбагандыктан $E_{я_i}$ чоңдугунун ордуна (иондорду эске алганда) $\Delta H_{k,n}$ – чоңдугунун маанисин жана $e\times\sum_{j=1}^{5}\left(n_{e_{ij}} \times U_{ij}\right)$ чоңдугунун ордуна химиялык элементтердин атомдорунун иондошуусунун натыйжасындагы валенттүүлүк көрсөткүчтөрү боюнча (эксперименттеги пайдаланылган приборлордун көрсөткүчтөрү боюнча) алынган жыйынтыктоочу чоңдуктагы энергиялык маанисине теңдеш катары төмөнкүнү алабыз:

$$(U^0_{k,n} \times \frac{\Delta I_{k,n}}{\Delta t_{k,n}} \times t_n + I^0_{k,n} \times \frac{\Delta u_{k,n}}{\Delta t_{k,n}} \times t_n + \frac{\Delta u_{k,n}}{\Delta t_{k,n}} \times t_n \times \frac{\Delta I_{k,n}}{\Delta t_{k,n}} \times t_n) \times t_n$$

Натыйжада (1) –формуланы

$$U^0 \times I^0 \times t + E_a + W^0 = (U^0 + \frac{\Delta u}{\Delta t} \times t) \times (I^0 + \frac{\Delta I}{\Delta t} \times t) \times t - K \times N \times E_{ион.} + \Delta H + W + Q \quad (5)$$

түрүндө жазууга болот.

(5)- формуладагы $U^0+\frac{\Delta u}{\Delta t}\times t = U(t)$ жана $I^0+\frac{\Delta I}{\Delta t}\times t= I(t)$ экендигин эксперименттен так байкоого болот. Ошондуктан (5)-формуланы эске алганда аталган ыкмадагы өндүрүлгөн электр энергиясынын чоңдугу бирдик убакытка карата алганда төмөнкүгө барабар:

$$(U(t)\times I(t)- U^0\times I^0)\times t= (E_a+W^0) - (\Delta H+ W+Q) + K\times N\times E_{ион} \qquad (6)$$

Аталган ыкмада өндүрүлгөн электр энергиясынын чоңдугу $(U(t)\ I(t)- U^0I^0)t)$ алгачкы энергиядан (U^0I^0t) бирдик убакытта кандай масыштапта $(\Delta A(t))$ өсө тургандыгына маани берилет. Анткени электрофизикалык иондоштуруу ыкмада электр энергиясын өндүрүү кайта алынуучу (возобновляемый) электр энергиясынын жаңы булагы экендигин жана үзгүлтүксүз энергия алууга боло тургандыгын далилдейт.

Ошондуктан, (6)- формуладан

$$\Delta A(t)=(U(t)\times I(t) -U^0\times I^0)\times t=(U^0\times \frac{\Delta I}{\Delta t}\times t+I^0\times \frac{\Delta u}{\Delta t}\times t+\frac{\Delta u}{\Delta t}\times t\times \frac{\Delta I}{\Delta t}\times t)\times t \quad (7)$$

экендигин табууга болот.

Эгерде (7)- формуладагы t- убакытта суюктукту же курамдуу суюктукту электрофизикалык иондоштурууда электр энергиясын өндүрүүдөгү алгачкы бирдик убакыт катары карасак, анда каалагандай убакыт (τ) аралыгында өндүрүлгөн электр энергиянын чоңдугун төмөнкү формулада аныктоого болот:

$$A(\tau) = (U(t)\times I(t)- U^0\times I^0)\times \tau = \Delta P(t)\times \tau \qquad (8)$$

Ал эми бирдик убакытка карата өндүрүлгөн электр энергиясынын кубаттуулугу боюнча алганда төмөнкүгө ээ болобуз:

$$P(t)= U(t)\times I(t) - U^0\times I^0=U^0\times \frac{\Delta I}{\Delta t}\times t + I^0\times \frac{\Delta u}{\Delta t}\times t+\frac{\Delta u}{\Delta t}\times t\times \frac{\Delta I}{\Delta t}\times t \qquad (9)$$

Потенциалдардын айырмасы чыңалуу экендигин жана электрофизикалык иондоштуруу процессиндеги каршылыкты эске алсак эки учур бар.

1. Каршылык эске алынбаган учур үчүн.

Каршылыкты эске албаган учурдагы электр энергиясын өндүрүүдө эки электродду жана эки көп электродду учур артыкчылыкка ээ ((8)-, (9)- формула).

2. Каршылык эске алынганда.

Аталган ыкмада өндүрүлгөн электр энергиясынын кубаттуулугу бирдик убакытка карата алганда

$$\Delta P(t)= U(t)\times I(t) - U^0\times I^0=2I^0\times \frac{\Delta u}{\Delta t}\times t+\frac{1}{R}\times (\frac{\Delta u}{\Delta t}\times t)^2 \qquad (10)$$

чоңдугуна же

$$\Delta P(t)= U(t)\times I(t) - U^0\times I^0=2U^0\times \frac{\Delta I}{\Delta t}\times t + R\times (\frac{\Delta I}{\Delta t}\times t)^2 \qquad (11)$$

чоңдугуна барабар экендигине ишенүүгө болот. Демек, электрофизикалык иондоштуруу ыкмада электр энергиясын өндүрүүдө (10)-,(11)- формулаларда далилденип тургандай бир электроддуу жана бир көп электроддуу(схемасы кийинки макалада берилет) учур артыкчылыкка ээ экендигин даана байкоого болот.

Электрофизикалык иондоштурууда электроддордун актифдүүлүгүнө температуранын таасири чоң, айрыкча бир электроддуу жана бир көп электроддуу учурда. Мындай учур электрофизикалык иондоштуруу ыкмада заттын химиялык курамын аныктоодо да артыкчылыкка ээ. Ал эми эки электроддуу жана эки көп электродду учурдагы электрофизикалык иондоштуруу суюктуктун же курамдуу суюктуктун температурасынан көз каранды болот. Бирок андай абалдан чыгуу үчүн электроддорду жетишээрлик жакын жайгаштыруу зарыл. Мындай шарт жаралганда, аталган ыкмада электр энергиясын өндүрүү температурадан көз каранды болбойт. Демек, бул учур жайкы мезгилде да аталган ыкмада электр энергиясын өндүрүү мүмкүнчүлүгүн жаратат.

Мындан тышкары (ар бир электроддун иштөөсүн эске алганда) затка тиешелүү канча физикалык параметр болсо, электрофизикалык иондоштуруу ыкмасы ошончо параметрден көз каранды экендигине ар дайым жана баардык учурда жогорку туюмдуулукта маани берүү зарыл.

Бирок суюк же курамдуу суюк заттардан электрофизикалык иондоштуруу ыкмада энергия алууда, энергия алынып жаткан заттагы бар болгон энергиядан ашыкча энергия алууга болбостугун эксперименттер далилдейт жана ошондой экендигин (4)-формуланы эске алгандагы (5) – формула да тастыктайт.

Заттарды энергиянын булагы катарында пайдалануда, түгөнбөс энергиянын булагын аныктоо максатында илим чөйрөсүндө «түбөлүк кыймылдаткычтар» боюнча айтылгандардан кандай натыйжа алынгандыгы маалым.

Азыркы учурда керектөөгө ылайык жетиштүү түрдө химиялык элементтердин атомдору бар болуп турган убакытта, электрофизикалык иондоштуруунун негизинде жана электр кыймылдаткычтарды эске алганда токтобогон кыймылдаткычты куруу мүмкүнчүлүгү жаралгандай…

Т Ы Я Н А К

1. Суюктуктун жана курамдуу суюктуктун курамындагы заттардын молекуласынын тутумундагы химиялык элементтердин атомдорун электрофизикалык иондоштуруу ыкмада электр энергиясын өндүрүүнү, кайта алынуучу (возобновляемый) электр энергиясынын жаңы булагы деп кабыл алууга болот.
2. Аталган энергия булагын бардык жерде (космосто, суу түбүндө ж.б.) жана ар дайым керектелинген кубаттуулукта пайдалануу мүмкүнчүлүгү бар.
3. Электр энергиясынын аталган булагы экологиялык баардык талаптарга жооп бере алуучу энергиянын булагы боло алат.

Пайдаланылган адабияттар:

1. Неклепаев Б.Н. Электрическая часть электростанций и подстанций. -М.: Энергоатомиздат, 1986. -640 с.
2. Байерс Т. 20 конструкций с солнечными элементами. Пер.с англ. -М.: Мир, 1988. -197 с.
3. Акматов Б.Ж. Курамдуу суюк заттагы (аралашмадагы) физикалык – электрдик ионизациялоо ыкмада кошумча энергия алуу. – Ош: Наука. Образование. Техника, Ош КУУ., -2008. -№3. –С. 242-247.
4. Акматов, Б.Ж. – Электрофизикалык ионизациянын негизинде ичилүүчү сууну тазалоонун технологиясын изилдөө жана иштеп чыгуу [текст]: тех. илим. кан. дис.: 01.04.07/ Б. Ж. Акматов – Кыргыз Республикасы, Ош шаары, 2011. -150 бет.
5.Акматов Б.Ж. Суюк аралашманын курамындагы химиялык элементтердин толук өздүк массаларын электрофизикалык ионизациялоо ыкмасында аныктоо. –Бишкек: Наука и новые технологии, -2010. -№2. –С. 26 -31.
6.Яворский Б. М., Детлаф А.А. Справочник по физике. М.: Наука, 1979.-636с.

УДК 658

ПОЛУЧЕНИЕ АКТИВНОГО НАПОЛНИТЕЛЯ ИЗ БАЗАЛЬТОВЫХ СУПЕРТОНКИХ ВОЛОКОН

Айдаралиев Ж.К.[1], Сопубеков Н.А.[2]
Институт физико-технических проблем и материаловедения НАН КР[1]
Ошский государственный университет[2]

В статье исследованы возможности получения активного наполнителя из базальтовых супертонких волокон методом кавитации с целью создания новых композиционных материалов.

Макалада жаңы композиялык материалдарды алуу максатында кавитациялык ыкма менен өтө ичке базальт буласынан активдүү кошулмаларды алуу мүмкүнчүлүктөрү изилденди.

Минеральные волокна становятся весьма перспективным материалом, учитывая большие запасы горных магматических пород в нашей республике и то, что имеется разработанная технология их получения на основе электрического нагрева [1, 2].

В работах [3-5] исследованы способы повышения качества композиционного на основе наполнителя из базальтовых волокон.

Изменение свойства и структура супертонкого волокна способствует получению нового материала, имеющего улучшенные прочностные и другие свойства [6].

Целью работы является получения активного наполнителя из базальтового супертонкого волокна методом кавитации для создания новых композиционных материалов.

Электронно-микроскопический снимок и дифрактограмма базальтовых супертонких волокон Сулуу-Терекского месторождение до кавитации показаны на рис. 1 и 2.

Рис. 1. Электронно-микроскопический снимок базальтового волокна

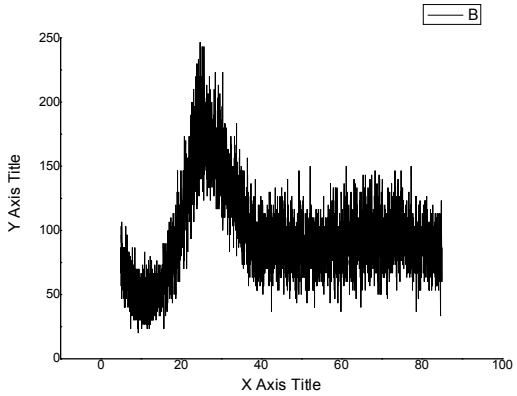


Рис. 2. Дифрактограмма базальтовых волокон

Качество волокнистого материала определяется содержанием неволокнистых включений – «корольков». Для определения объемного содержания корольков в холсте из базальтовых супертонких волокон использовали точечный метод Салтыкова [5], который заключается в наложении сетки на изображение в микроскопе и подсчете пересечений линий сетки, попавших на изображения корольков. Подсчитанная величина подставляется в формулу:

$$\Delta V=(n_1/n)\cdot 100\%,$$

где ΔV – объемное содержание корольков, полученное точечным методом; n_1 – число узлов сетки, попавших на корольки; n – общее число узлов сетки.

Средние значения параметры «корольков» представлены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры «корольков» супертонких волокон в зависимости от технологии получения и месторождений базальта

Для активации образцы из супертонкого волокна и очистки от корольков подвергают

Параметры корольков	Месторождение		
	Таш-Булак	Сулуу-Терек, (ОсОО «Вулкан»)	Сулуу-Терек, (АО «Факел»)
Объемное содержание «корольков», ΔV_m, %	3	4,5	6,5
Диаметр «королька», мкм	4	2,5	2
Длина «королька», мкм	-	20	13

кавитационной обработке (рис. 3).

Рис. 3. Роторный кавитатор: 1 – труба; 2 – ротор; 3 – пузырьки пара; P_1, P_2 – постоянные значения давления на входе и выходе; $d_1>d_2$; $P_2>P_1$

В процессе кавитационной обработки происходит измельчение базальтового волокна до определенной дисперсности с безопасным и эффективным увеличением реакционной способности компонентов.

Состав водной смеси базальтовых волокон до и после кавитации сведен в табл. 2.

Таблица 2

Состав смеси кавитации

Состав смеси		Время кавитации, мин	Состав смеси после кавитации		
вода, л	базальтовое супертонкое волокно, кг		базальтовый порошок, кг	корольки, кг	водная смесь, л
7,5	2	35	1,78	0,015	7,7
9	2,5	45	2,2	0,026	9,3

Базальтовый порошок получен следующим образом.

После кавитации водная смесь отфильтровывали через фильтрующую бумагу, полученный порошок высушивали с помощью сушильного шкафа. Корольки осаждались на дно посуды, остальная часть базальтовых волокон, по нашему мнению, остается в составе водной суспензией, и получается коллоидный раствор. Такой раствор состоит из частиц базальтовых волокон (рис. 4 и 5), поэтому использование такого раствора для получения нового материала, например, водно-цементного состава, дает прочностные и другие положительные свойства материала.

Рис. 4. Электронно-микроскопический снимок базальтового волокна после кавитации

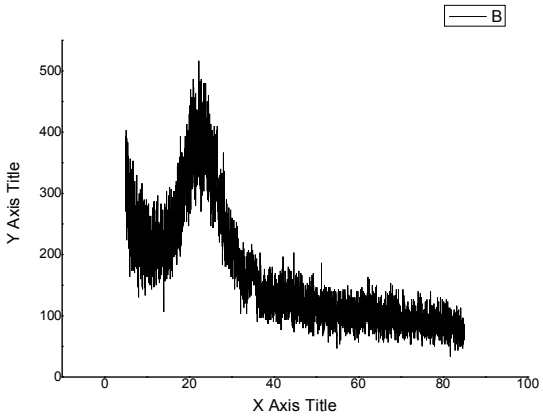


Рис. 5. Дифрактограмма базальтового волокна после кавитации

Таким образом, кавитационным методом получен порошок на основе базальтовых волокон, который используется как наполнитель для получения композиционных материалов.

Литература:

1. Ормонбеков Т.О. Технология базальтовых волокон и изделия на их основе. − Б.: Технология. 1997. − 122 с.
2. Ормонбеков Т. Техника и технология производства базальтовых волокон. – Бишкек: Илим,2005. -152с.
3. Ефанова В.В. Исследование свойств нового активированного базальтового наполнителя для покрытий. //Экотехнология и ресурсозбереження. 1993. №5 с.67-72.
4. Ефанова В.В. Активированные базальтовые чешуйки – новый наполнитель для полимерных антикоррозионных покрытий барьерного типа. // Хімічна промисловість Украγни. 2000. №3 с.52-57.
5. Калашникова И.А., Калашников А.В. Технология получения порошка на основе базальта. //Технология машиностроения. 4 (70). 2008. С. 28-31.
6. Айдаралиев Ж.К., Керимкулова Н.Б. Исследование структуры базальтового супертонкого волокна и ее корольков. // В сб. научн. трудов. «Композиционные материалы на основе базальтовых волокон». Под общ. ред. чл.- корр. НАН КР, д.т.н., проф. Ормонбекова. Бишкек: Илим , 2007, с. 67-71.
7. Салтыков С.А. Стереометрическая металлография. М.: Металлургия, 1970., 376 с.

ОПТИМИЗАЦИЯ СОСТАВА И СВОЙСТВ ТЕХНИЧЕСКОЙ КЕРАМИКИ НА ОСНОВЕ МЕСТНОГО СЫРЬЯ

Айдаралиев Ж.К.[1], Атырова Р.С.[2]
Институт физико-технических проблем и материаловедения НАН КР[1]
Ошский государственный университет[2]

В статье приведена оптимизация состава и прочностных свойств технической керамики на основе местного алевролита, волластонита и гончарной глины.

The article describes the optimization of the composition and mechanical properties of engineering ceramics on the basis of local siltstone, wollastonite and clay pottery.

Известные работы по получению технической керамики для различного назначения, исследованию процессов формирования структуры, фазовых превращений при различных температурах обжига, в основном, посвящены изучению традиционных сырьевых материалов стран СНГ [1-4].

Поэтому актуальным остается вопрос использования местных сырьевых материалов взамен привозного сырья и исследования возможности получения на их основе технической керамики.

В данной работе рассматривались керамические массы с использованием гончарной кызылкийской глины и волластонита Чаткальского месторождения и алевролит месторождения Таш-Булак. Для этого на основе предварительных исследований был изучен возможный диапазон их изменения в керамических массах.

Оптимизация состава технической керамики проводилась с помощью экспериментально-статистического моделирования [5]. Был проведен 4х - факторный эксперимент по плану B_4 (табл. 1), где варьировалось 4 рецептурно-технологических фактора: X_1 - алевролит, %; X_2 - волластонит, %; X_3 - температура обжига, ^{0}C; X_4-время термообработки, мин.; остальное - гончарная глина (табл. 2).

Параметрами оптимизации на начальном этапе исследований служили: Y_1 -плотность, кг/м^3 ; %; Y_2- прочность на сжатие, МПа.

Таблица 1

Уровни варьирования факторов

Уровни факторов	Значение факторов			
	X_1 – алевролит, %	X_2 – волластонит, %	X_3 – температура термообработки, ^{0}C	X_4 – время термообработки, мин.
-1	0	0	950	30
0	25	20	1000	45
1	50	40	1050	60

По результатам эксперимента с указанием средней ошибки $S_э$ и уровня значимости α были рассчитаны (по программе МНК) математические модели свойств со всеми значимыми оценками коэффициентов (1, 2, 3, 4) и их графические образы (рис. 1, 2)

$$(Y_1) = 1633{,}219 - 26{,}833\, x_1 + 51{,}42\, x_1^2 - 36{,}438\, x_1x_2 + 38{,}938 x_1x_3 - 81{,}222\, x_2 - 61{,}079\, x_2^2 + 15{,}813\, x_2x_4; \quad (1)$$

$$(Y_2) = 15{,}644 - 3{,}994\, x_1 - 3{,}25\, x_1x_2 - 2{,}75\, x_1x_3 + 0{,}78 x_1x_4 - 1{,}33\, x_2 - 4{,}72\, x_2^2 + 0{,}76\, x_2x_3 - 0{,}76\, x_2x_4 + 4{,}59\, x_3 + 1{,}78\, x_3^2 - 0{,}12\, x_3\, x_4 - 0{,}935\, x_4. \quad (2)$$

Предварительный анализ моделей свойств материала (1), (2) показал, что наличие в составе волластонита x_2 снижает его плотность (Y_1), на что указывает линейный эффект $b_2 = -81{,}22$. Добавка алевролита также, но незначительно снижает плотность материала $b_1 = -26{,}833$. Повышение температуры термообработки приводит к повышению плотности материала $b_3 = 46{,}389$. Прочность технической керамики повышает температура обжига, а наличие алевролита должно быть оптимальным $x_1 = -3{,}25$. Эффект взаимодействия $b_{13} = -2{,}75$ указывает на то, что для обеспечения прочности необходимо учесть отрицательный эффект

взаимодействия факторов x_3 и x_1, т.е. температуры и добавки алевролита. Эффект взаимодействия b_{12} = –3,25 указывает на то, что при максимальном содержании волластонита x_2 = +1 добавка алевролита должно быть x_1 = –1.

При планировании эксперимента уровень варьирования 4-х рецептурно-технологических факторов был подобран таким образом, чтобы можно было получить информацию о свойствах технической керамики на основе одной гончарной глины, т.е. эталонный состав при x_1 = –1 и x_2 = –1 (алевролит – 0 %, волластонит – 0 %). Здесь нижний уровень факторов x_1 и x_2 соответствует бездобавочному составу. Таким образом, при подстановке в модели 1, 2 значений x_1 = –1, x_2 = –1 получаем модели свойств бездобавочной технической керамики.

По моделям получаем их графические образы (рис. 1), где наглядно можно наблюдать изменение свойств материала при различных уровнях изменения факторов x_3 и x_4, т.е. при изменении температуры обжига и времени выдержки (τ) при максимальной температуре.

Показатель плотности эталонного образца при пластическом прессовании изменяется в зависимости от технологических факторов x_3 и x_4 в пределах 1575…1625 кг/м^3. На рис. 1,а оптимальная область рецептур, где достигается максимальная плотность ρ= 1675 кг/м^3, обозначена в виде эллипса. Здесь оптимальная температура обжига составляет t =970…1020 ^{0}С, а время термообработки τ =30…60 мин. Т.е. для обеспечения плотности ρ =1675 кг/м^3 нет необходимости в длительной термообработке.

Таблица 2

План и результаты эксперимента

№	Нормализованные переменные				Натуральные переменные				Результаты эксперимента	
	x_1	x_2	x_3	x_4	X_1- алевролит,	X_2- волластонит, %	X_3- температура, ^{0}С	X_4- время, мин.	Y_1- плотность, кг/м^3	Y_2 – прочность на
1	+	+	+	+	50	40	1050	60	1575	2,63
2	+	+	+	-	50	40	1050	30	1503	3,61
3	+	+	-	+	50	40	950	60	1277	3,19
4	+	+	-	-	50	40	950	30	1234	8,0
5	+	-	+	+	50	0	1050	60	1709	19,67
6	+	-	+	-	50	0	1050	30	1649	15,95
7	+	-	-	+	50	0	950	60	1495	6,52
8	+	-	-	-	50	0	950	30	1688	8,59
9	-	+	+	+	0	40	1050	60	1526	24,90
10	-	+	+	-	0	40	1050	30	1520	37,83
11	-	+	-	+	0	40	950	60	1549	8,22
12	-	+	-	-	0	40	950	30	1518	5,34
13	-	-	+	+	0	0	1050	60	1657	16,73
14	-	-	+	-	0	0	1050	30	1654	17,86
15	-	-	-	+	0	0	950	60	1600	9,36
16	-	-	-	-	0	0	950	30	1571	14,22
17	+	0	0	0	50	20	1000	45	1689	13,38
18	0	+	0	0	25	40	1000	45	1707	18,37
19	0	+	0	0	25	40	1050	45	1515	6,25
20	0	-	0	0	25	0	1000	45	1656	15,66
21	0	0	1	0	25	20	1050	45	1557	13,71
22	0	0	-	0	25	20	950	45	1583	13,71
23	0	0	0	+	25	20	1000	60	1573	17,36
24	0	0	0	-	25	20	950	30	1640	13,41

Из рис. 1,*б*. наглядно видно, что прочность материала растет по мере повышения температуры обжига от 10 до 22 МПа, т.е. в два раза. А время термообработки x_4 на прочность значительного влияния не оказывает.

Из литературных источников известно, что наличие в керамической массе волластонита, алевролита и других добавок значительно улучшает физико-механические характеристики керамики [4].

а) плотность ***б)прочность на сжатие***

Рис. 1 Номограмма свойств «эталонного» (бездобавочного) материала $Y_1, Y_2 = f(x_3, x_4)$ при $x_1 = -1$; $x_2 = -1$: а) плотность, б) прочность на сжатие.

Для этих целей в состав керамической массы (эталонной) вводились волластонит и алевролит.

Модель свойств керамики с добавками алевролита (x_1) и волластонита (x_2) Y_1, $Y_4=f\{x_1, x_2\}$ рассматривается на комплексе точек факторного пространства основной рецептуры материала $\{x_3, x_4\}$.

Анализ девяти графических образов моделей (рис. 2) (точки 1, 2, 4, 7) плотности материала показал, что при минимальной температуре обжига 950 ^{0}С ($x_3=-1$) и различном уровне термообработки значительное снижение плотности образцов от 1625 до 1500 кг/м^3 наблюдается при увеличении добавки волластонита до 40 %. В данном случае глина играет роль связующего вещества, а наполнителями служат, в основном, волластонит и алевролит.

При температуре обжига 1000 ^{0}С ($x_3 = 0$) также наблюдается снижение плотности материала от 1675 до 1500 кг/м^3. Дальнейшее увеличение температуры обжига до 1050 ^{0}С и времени термообработки (точки 3, 6, 9) картину влияния содержания волластонита на показатель плотности материала не изменили.

Из рис. 2 можно наблюдать увеличение прочности до 22 МПа при максимальной температуре обжига 1050 ^{0}С. При минимальной температуре обжига 950 ^{0}С ($x_3=-1$) (точки 1, 4, 7) прочность незначительна и изменяется от наличия добавок волластонита и алевролита от 6 до 14 МПа. Здесь сказывается незавершенность физико-химических процессов структурообразования при данной температуре.

При температуре обжига 1000 ^{0}С (точки 2, 5, 8) максимальная прочность уже составляет 18 МПа, (точка 2).

Y_4 – прочность на сжатие **x_4**

1) при x_3 = -1 ; x_4 = 1 2) при x_3 = 0 ; x_4 = 1 3) при x_3 = 1 ; x_4 = 1

4) при x_3 = -1 ; x_4 = 0 5) при x_3 = 0 ; x_4 = 0 6) при x_3 = 1 ; x_4 = 0

7) при x_3 = -1 ; x_4 = -1 8) при x_3 = 0 ; x_4 = -1 9) при x_3 = 1 ; x_4 = -1

Рис. 2. Изолинии прочности на сжатие $Y_2 = f(x_1, x_2, x_3, x_4)$ в девяти точках факторного пространства x_3 и x_4

Максимальная прочность 30 МПа достигается при максимальной температуре обжига 1050 ^{0}С, но при времени выдержки 30 мин. Следует отметить, как было сказано при предварительном анализе моделей, что добавка алевролита снижает прочность материала, а добавка волластонита от 20…40 % значительно повышает показатель прочности до 30 МПа (точка 9). Таким образом, можно сделать вывод, что добавка волластонита до 40 % обеспечивает снижение плотности и значительной прочности технической керамики.

Литература:

1. Балкевич В. Л. Техническая керамика. – М.: Стройиздат, 1984. – 256 с.
2. Керамические материалы. / *Г.Н. Масленникова, Р.Н. Мама-ладзе, С. Мидзуто, К. Куомото.* – М.: Стройиздат, 1991. – 313 с.
3. Абдыкалыков А.А., Ассакунова Б.Т., Джусупова М.А., Атаходжаев Ш.К. Керамические изделия из местного сырья //Наука и новые технологии. 2000.№ 2.С.156-157.

4. Абдыкалыков А.А., Джусупова М.А., Айдаралиев Ж.К. Анализ физико-механических свойств электроизоляционной керамики с использованием экспериментально-статистического моделирования. // Известия Ошского технологического университета. Ош. 2/2005. С. 99-104.
5. Современные методы оптимизации композиционных материалов / Вознесенский В.А., Выровой В.Н., Керш В.Я. и др. – Киев: Будівельник, 1983. – 144 с.

УГЛЕРОД В ЛИДИТАХ КЫРГЫЗСТАНА

В.В.Виноградов, Н.В.Виноградов, А.М.Джураев, Л.В.Тузов , О.Л.Тузова
Институт фундаментальных наук при КНУ им.Ж.Баласагына, Бишкек, Кыргызстан

Наличие углерода в лидитах Кыргызстана обуславливает их необычные физико-химические свойства. Проведено исследование распределения углерода в матрице оксида кремния лидита, показавшее наличие как наноразмерных образований, так и мономолекулярно распределённого углерода. В основном в лидитах содержится аморфный углерод, предполагается наличие фуллереноподобных структур.

The presence of carbon in the lidits of Kyrgyzstan causes theirs unusual physicochemical properties. The research of carbon dispersion in the matrix of silicon oxide of lidit was conducted and it has showed the presence of both nano-formations and dispersed monomolecular carbon. Lidit mainly contains amorphous carbon. The presence of fullerene-like structure was suggested.

В свете современных тенденций развития науки, направленных на минимизацию вреда, наносимого природе промышленным производством, становится актуальным применение природных материалов с необычными физико-химическими характеристиками. В список таких материалов на одно из первых мест следует поставить лидиты. Они относятся к кремниевым породам. Их залежи только в Кыргызстане

Рис.1. а) внешний вид сколов лидита Сары-Джаза; б) внешний вид образцов лидита, подготовленных к исследованиям.

составляют сотни миллиардов тонн. Лидиты встречаются в виде слоистых пачек толщиной до 200 м в сандалашской, бештөрской, беркутской свитах, полосой протянувшейся с запада Кыргызстана (Чаткал) на восток (Сары-Джаз). Объөм лидитов лишь одного Оттук-Кенсуйского района достигает миллиарда кубических метров. Лидиты относятся к углеродистым сланцам. Необычные физико-химические свойства (крайне низкое объёмное расширение при высоких температурах, огнеупорность, химическая стойкость) позволяют использовать их в качестве огнеупора, близкого по свойствам к динасовым огнеупорам и в качестве химически стойкого покрытия. В отличие от кварца, лидит обычно содержит в своем составе 0,7-1,2% (иногда до 4-5%) углерода, что является одной из основных причин, обеспечивающих малое термическое расширение минерала. Углерод приводит к сглаживанию процессов фазовых переходов из альфа-кварца в тридимит и кристобалит. Такие фазовые переходы являются основной причиной невозможности применения обычного кварца в качестве огнеупора в монолитном виде. Объемное расширение альфа-кварца при нагреве до 1500°C составляет 16-18%, у углеродсодержащего кварца (лидита) 0,5-1,8%, при

допуске на огнеупоры динасового типа до 2%. Необходимо выяснить какую роль играет углерод и в каком виде он содержится в лидитах для того, чтобы объяснить существенные различия физико-химических свойств при наличии его всего около одного процента в матрице [1].

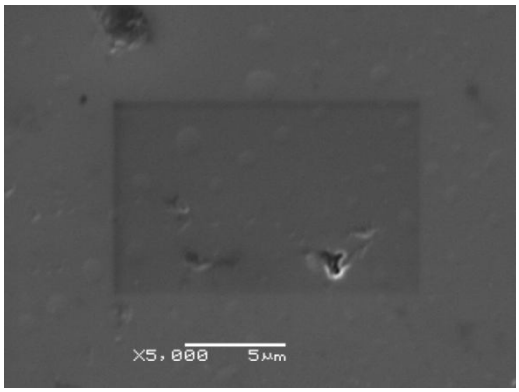
Для объяснения аномального поведения альфа-кварца в лидите могут быть предложены химические механизмы превращения углерода в силикатной матрице. При прохождении реакции $SiO_2 + C = SiO + CO$, 12 грамм прореагировавшего углерода «испаряют» 61 грамм диоксида кремния в виде летучих монооксидов, увеличивая микропористость. Такие реакции могут идти при высоких температурах порядка 1500 -2000°C. Но при наличии мелкодисперсного распределенного в оксиде кремния углерода температурный интервал может расширяться в область более низких (1000 – 1200°C) температур. В пользу этого говорит факт летучести в вакууме монооксида кремния при 1000°C. Возможность миграции оксида кремния по образовавшимся порам за счет удаления углерода освобождает близлежащее пространство в кристаллах и способствует прохождению фазовых переходов без разрушения или растрескивания кристаллического материала. Таким образом, полиморфные превращения, предполагающие увеличение объема, могут происходить без внешнего его проявления.

В образовании свободного объѳма, необходимого для компенсации расширения материала, могут играть роль реакции карбидообразования $SiO_2 + 3C = SiC + 2CO$ и окисления углерода кислородом воздуха $2C + O_2 = 2CO$.

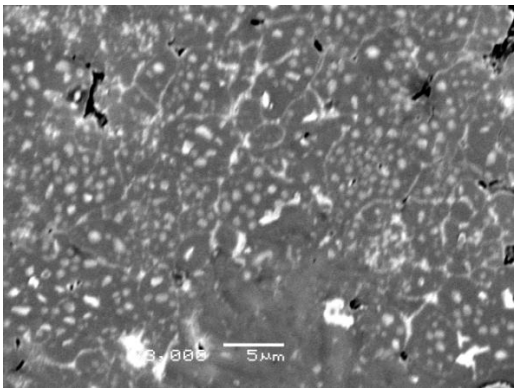
Таким образом, основная роль углерода в особых свойствах лидита сводится к компенсации объемного расширения, замедлению и сглаживанию фазовых переходов альфа-кварца в тридимит и кристобалит.

Согласно проведенным нами исследованиям, углерод в лидитах содержится как в молекулярно-распределенном виде, так и в виде обособленных концентрированных нанообразований, хаотично распределенных в матрице оксида кремния. Отсутствие электропроводности лидита говорит в пользу того, что углеродные наноструктуры не имеют значимых контактов между собой. Электронная микрозондовая микроскопия позволяет увидеть распределение химических элементов по поверхности исследуемых материалов. К сожалению, углерод в лидите трудно обнаружить без специальной подготовки образцов.

Для исследования распределения углерода было сделано предположение, что при наличии углеродных конгломератов их можно отконтрастировать путѳм получения карбида железа. Известно, что методом напыления железа на алмазную грань с последующим прогревом поверхности при температурах не превышающих 900°C, образуются карбиды железа. После их удаления на алмазах остается «рисунок». Из всех известных металлов подобными свойствами обладают ванадий, марганец и в некоторой степени хром, но температура обжига для них требуется значительно более высокая. Было проведено напыление плёнки металлического железа на полированную поверхность лидитовых образцов с помощью магнетрона в среде аргона при давлении 10^{-1} Па при напряжении 1000 В. При напылении температура поверхности повышается до 200-300°C, но нагрев в глубину незначителен. Поэтому образование кристаллов карбида железа не происходит. Возможно лишь образование тонких диффузионных слоев между железом и подложкой. Железо также дает электропроводный слой, который позволяет вести исследования на сканирующем электронном микроскопе с зондовым анализатором.



а)



б)

Рис.2. Электронномикроскопическиеи фотографии образцов лидита а) без специальной обработки, б) предварительно покрытые плёнкой железа и прогретые в среде аргона в течение 10 минут при 950°C (для создания электропроводности поверхности проведено вакуумное напыление золота).

На приведенных микрофотографиях видно, что углерод на поверхности образцов распределён неравномерно в виде зёрен или гнёзд, а также включён в слоистые блоки оксида кремния.

Так как лидиты Кыргызстана образовались при достаточно высоких температурах и давлениях, интересно было исследовать природные образования на наличие необычных форм углерода, например, фуллеренов. Фуллерены в природе встречаются, по-видимому, всюду, особенно там, где есть углерод и высокие энергии. Они су ществуют вблизи углеродных звезд, в межзвездном пространстве, в местах попадания молний, вблизи кратеров вулканов. В местах скопления древних углеродных пород, например, в шунгитах, также обнаружены фуллерены.

Для выявления фуллеренов в лидитах образцы травили плавиковой кислотой, оставшийся углерод всесторонне исследовали. В основном углерод имел аморфную модификацию. Наличие таких образований, как графит, составило менее трех процентов. Присутствие фуллеренов проверялось рентгенофазовым анализом в малых углах дифракции.

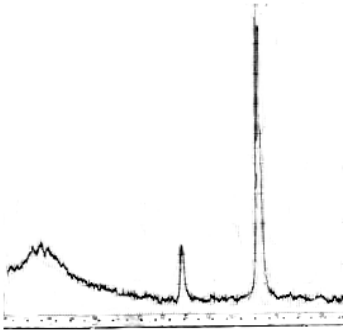
В лидитах месторождения Сары-Джаз рентгенографическим анализом установлены участки, позволившие предположить наличие в образцах фуллеренов. При выявлении фуллеренов интенсивные линии кварца мешают чёткому определению аморфной фазы углерода (в частности, самого фуллерена). Поэтому удаление при помощи плавиковой кислоты оксида кремния концентрирует углерод и облегчение проведение анализа рентгенограммы на наличие фуллеренов.

Рис.3. Часть рентгенограммы лидитового образца до травления плавиковой кислотой. Видны линии альфа-кварца, а в малых углах - «горб» аморфной составляющей, которая может быть интерпритирована как фуллеренсодержащая фаза

Войтеховским Ю.Л. [2-4] проведён анализ теоретических рентгенограмм для систем хаотически ориентированных фуллеренов C_{60}, C_{70}, C_{82}, C_{90}, C_{100} и C_{110} . Рис.4 показывает, что при увеличении числа атомов от 60 до 82 все диффузные максимумы на ренгенограммах должны сме щаться к малым углам рассеяния. Для фуллеренов C_{90}, C_{100} и C_{110} первый максимум сохраняет положение, характерное для C_{82}, а два следующих сме щаются к большим углам рассеяния. При этом первый максимум размывается. Картины рассеяния рассчитаны в предположении что взаимное расположение фуллеренов в пространстве предполагается случайным. На рис.4 приведены фрагменты рентгенограмм углеродистой фракции в сравнении с расчетными для фуллеренов. Видно, что максимумы на расчетных кривых смещены относительно диффузного гало, но обнаружено, что присутствие в кластерах не целых фуллеренов, а их фрагментов вызывает появление на дифракционной картине максимума в области, соответствую щей таковому на экспериментальной кривой.

Рис. 4. Рентгенограммы фуллеренов C_{60}, C_{70}, C_{82}, C_{90}, C_{100} и C_{110} (сплошные кривые) в сравнении с расчетными (пунктир).

На рис.5 показан фрагмент рентгенограммы углеродистой фракции лидитов Сары-Джаза и фракции углеродистых сланцев по Войтеховскому в сравнении с расчетными. Из визуального сопоставления фрагмента рентгенограммы лидита месторождения Сары-Джаз с фрагментом ренгенограммы углеродистого сланца Кольского полуострова [5], заснятой Войтеховским, видно, насколько они близки. Это позволяет сделать допущение о возможном наличии определенных фуллереновых фракций в лидитах.



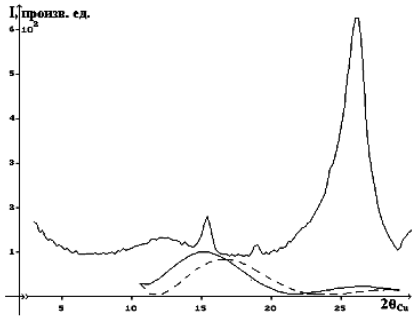


Рис.5. а) Участок рентгенограммы углерода из лидита Сары-Джаза с максимальными пиками; б) фрагмент рентгенограммы углеродистой фракции в сравнении с расчетными для фуллеренов C_{60} (штриховая) и C_{82} (нижняя сплошная линия) по- Войтеховскому.

По видимому, в изученных углеродистых фракциях лидита отсутствуют истинные фуллерены C_{60}, C_{70} и их скопления, а диффузный максимум на кривой рассеяния обусловлен

фуллереноподобными структурами углерода или сильно деформированными графитоподобными сетками.

Обнаружение фуллереноподобных структур в лидитах месторождения Сары-Джаз интересно тем, что расширяет круг объектов, в которых возможна находка истинных фуллеренов. Фуллереноподобные структуры могут служить молекулярными ловушками широкого спектра благородных, редких и рассеянных элементов.

Таким образом, поверхность порошкообразного лидита за счет углеродистой составляющей, имеющей в своей структуре фуллереноподобные образования, должна обладать необычными сорбирующими свойствами, отличными от свойств оксида кремния, и склонной к сорбции органических соединений. Это было показано авторами на экспериментах по очистке воды содержащей гуминовые вещества и токсичные ионы металлов[6].

Литература:

1. Виноградов Н.В., Прохаренко В.А., Тузова О.Л., Виноградов в.В., Тузов Л.В. Применение лидита в качестве химически стойкого материала. Патент №1410. Зарегистрировано в государственном реестре изобретений КР 30 ноября 2011.
2. Войтеховский Ю.Л., Степен щиков Д.Г. Фуллерены C_{20}-C_{60}: каталог комбинаторных типов и точечных групп симметрии. - Апатиты: Изд-во “K&M”, 2002. - 55 с.
3. Войтеховский Ю.Л., Степен щиков Д.Г. Фуллерены C_{62}-C_{100}: каталог комбинаторных типов и точечных групп симметрии. - Апатиты: Изд-во “K&M”, 2003. - 50 с.
4. Voytekhovsky Y.L., Stepenshchikov D.G. C_{20} to C_{60} fullerenes: combinatorial types and symmetries // Acta Cryst. - 2001. - A57. - P 736-738.
5. Voytekhovsky Y.L., Stepenshchikov D.G. On the spectrum of fullerenes // Acta Cryst. - 2002. - A58. - P 295-298.
6. Vinogradov N.V., Vinogradov V.V., Dzhuraev A.M., Tuzov L.V., Tuzova O.L. Usage of lidit aggregate as a filter. http://science-canada.com/authors.php

УДК:577.4:628.58

ШЕКАФТАР ШААРЧАСЫНДАГЫ КЕН КАЗУУДАН КАЛГАН УУЛУУ ТОО ТАШТАНДЫЛАР ЖАНА АЛАРДЫН ТЕХНОГЕНДИК АБАЛЫ

Жакыпбекова А.Т., Өскөнбаев М.Ч.
Ош мамлекеттик университети

Шекафтардагы радиациалык абал, табигый жаратышка жана адам өмүрүнө тийгизген таасири. Радиациялык абалга болгон изилдөөнүн жыйынтыктарына болгон көз караштар.

Influence of radiation situation in Shekaftar on nature and on health of people. View points on the outcomes of researches on radiation situation.

Кыргызстандын тоолору пайдалуу кендерге бай, алар үчүн too- кен казып алуучу чет элдик компаниялардын ишканалары ачылууда. Алар кенди казууда, өздөрүнүн техникалык каражаттарын курууда айлана-чөйрөгө жана ден-соолукка жагымсыз таасир болуп жаткандыгы тууралуу көптөгөн макалалар жарыкка чыгууда. Кенди казып алуу менен өлкө үчүн жана ошол компаниялар үчүн көптөгөн киреше алып келүүдө, бирок ошол жердин жашоочуларына миңдеген тоннадагы уулуу too таштандылары калууда алардын айлана-чөйрөсүнө тийгизген таасири көйгөйлүү маселени жаратууда.

Мисалга, Жалалабад областына караштуу Шекафтар аймагындагы радиациялык абал табигый жаратылыштык факторлор жана радионуклиддерди камтып турган сырьелорду казып алуу жана кайрадан иштеп чыгаруу боюнча ишканалардын иштери менен шартталган.[7]

1-сүрөт.

1-сүрөттө көрүнүп тургандай Шекафтар шаарчасындагы эң көлөмдүү №1 уулуу тоо таштанды, көлөмү 60,0 мин/м^3, кооптуулук категориясы I-даражада көрсөтүлгөн, негизги булгоочу зат уран болуп эсептелет, радиациялык фон 200-240 мкР/саатты көрсөтөт, дарыянын жээгинде жайгашкан, эгерде ачылып кетүү коркунчу туулса Кыргызстан эле эмес Өзбекстандагы эң чоң кырсыкка учурайт. Бул жерде жер көчкү, сел тез-тез болуп туруучу райондордун бири.

2-сүрөт

2-сүрөттө №2 уулуу тоо таштандысы көлөмү 52,1 мин/м^3, кооптуулук категориясы II-даражада көрсөтүлгөн, негизги булгочу зат уран, топуракты эрозия кылып, шамал аркылуу шаарчаны бүт каптайт. Башталгыч класстын окуучулары окуучу корпустун жанында жайгашкан. Мектеп мугалимдеринин айтуусунда караганда саат 11^{30}-дан баштап окуучулардын башы ооругансып чарчап калуусу, сабакка болгон көңүл коштугу күндө кайталанат. Бул көрсөтүлгөн уулуу тоо таштандыларынан Шекафтар шаарчасында мындан башка дагы 6 уулуу тоо таштандысы бар. Булардын баары шаарчанын так ортосунда жайгашкан. Шамал тез-тез болуп турат, ошол мезгилде шаарчаны уулуу топурак аралап, аба боз тартып көздү ачыштырып, тамакты кургатып көчөгө чыгууга мүмкүн болбой калат. Ушундай чаңдын негизинде көптөгөн ооруулар пайда болуп, айлана-чөйрөгө терс таасирин тийгизүүдө. Бул уулуу тоо калдыкгын радиациялык фону 180-220 мкР/саат өлчөмдүктө өзгөрүлүп турат. Шекафтар шаарчасындагы мектеп, эл жашоочу кабат үйлөрдун астыңкы бүтүндөй бөлүгү боштук. Себеби, кен казылып алгандан кийин ошол жерлерге салынган. Ал эми айлана-тегереги болсо уулуу тоо таштандылары. [4]

Изилдөөнүн максаты жана милдеттери. Изилдөөнүн максаты – Шекафтар табигый-техногендик экосистемаларынын азыркы абалынын экологиялык-биогеохимиялык жана радиоэкологиялык жактан комплекстүү бааланышы.

Коюлган максатка жетүү үчүн төмөндөгү милдеттерди чечүү зарылдыгы келип чыкты:

- Изилденип жаткан чөлкөмдүн курчап турган чөйрөсүнүн объектилериндеги (топурагы, суусу, өсүмдүктөрү) радионуклиддердин –U, Th, Ra, ^{40}K, ^{90}Sr, ^{137}Cs жана оор металдардын- Cu, Zn, Pb, Cd, Fe мазмунун аныктоо.
- Изилденип жаткан чөлкөмдөгү тирүү организмдерде (өсүмдүктөр, жаныбарлар) радионуклиддердин жана оор металлдардын аккумуляциялануу өзгөчөлүктөрүн окуп-үйрөнүү.
- Экологиялык-геомеханикалык жактан райондоштуруу жана радиациялык фондун экспозициялык дозасынын деңгээлдери, Шекафтардын топурак каптамындагы радионуклиддердин, суунун составындагы оор металлдардын мазмуну боюнча лабораториялык анализдерди жүргүзүү. [1]

Шекафтар табигый-техногендик экосистемалары алгачкы жолу комплекстүү экологиялык-биогеохимиялык жана радиоэкологиялык изилдөөгө алынды. Радиациялык фондун экспозициялык дозасынын кубаттуулугу орнотулду, топурактагы, суудагы радионуклиддердин жана оор металлдардын мазмуну аныкталды, алардын жапайы өскөн жана маданий өсүмдүктөрдө топтолуу даражасын баалоо жүргүзүлдү. “Топурак –суу-өсүмдүк” системасында радионуклиддердин жана оор металлдардын жогору мазмуну бар техногендик зоналар аныкталды, алардын тирүү организмдер тарабынан аккумуляциялануу даражасы аныкталды.[3]

Экологиялык-геомеханикалык райондоштуруу жүргүзүлдү жана Шекафтар топурак каптамындагы экспозициялык дозанын деңгээлдери, табигый жана жасалма радионуклиддердин, оор металлдардын мазмуну боюнча лабораториялык изилдөөлөрдү анализдеп чыгардык.

Алынган натыйжалардын практикалык маанилүүлүгү. Алынган материалдарды курчап турган чөйрөнү жана токой чарбасын коргоо боюнча Мамлекеттик агенттиги тарабынан, тактап айтканда, курчап турган чөйрөнү коргоо боюнча Чаткал районундагы Шекафтар аймактык башкармалыгы, “Сумсар” биосфералык аймагынын Башкы дирекциясы тарабынан экологиялык мониторинг жүргүзүү, курчап турган чөйрөнү коргоо маселелерин ишке ашыруу максатында, ошондой эле экологиялык чыңалуунун ар түрдүү даражасы бар аймакты экологиялык-геомеханикалык жактан баалоо максатында пайдаланылат. Ошондой эле изилдөөнүн жыйынтыктары Саламаттыкты сактоо министрлигинин санитардык-эпидемиологиялык кызматы, Айыл чарба министрлигинин, Архитектура жана курулуш агенттигинин мекемелери тарабынан, Айыл өкмөттөрү жана Кыргызстандын башка ведомстволору менен мекеме-ишканалары тарабынан курчап турган табигый чөйрөнүн объектилеринде кармалган радиациялык фондун экспозициялык дозасынын кубаттуулугун, радионуклиддердин жана оор металлдардын мазмунун нормалдаштыруу максатында пайдаланылат. [7]

Адабияттар:

1. Алексахин Р.М. Некоторые актуальные вопросы почвенной химии
естественных и искусственных радионуклидов и их накопления сельскохозяйственными растениями [Текст] / Р.М. Алексахин
// Почвоведение. – 1975. - №11. - С. 32-39
2. Алексахин Р.М. Поведение цезия-137 в системе почва-растение
влияние внесения удобрений на накопление радионуклида в урожае [Текст] / Р.М. Алексахин, И.Т. Моиссев, Ф.А. Тихомиров // Агрохимия. - 1992. - №8. - С.127-138.
3. Булдаков Л.А., Москалев Ю.И. «Проблемы распределения и экспериментальной оценки допустимых уровней ». – М. Атомиздат, 1968
4. Баранов В.И. Геохимия некоторых естественных радиоактивных элементов в почвах [Текст] / В.И. Баранов, Н.Г. Морозова, К.Г. Кунашева // Почвоведение. – 1963. - №8. – С.11-20.
5. Виноградов А.П. Геомеханика редких и рассеянных элементов в почвах [Текст] / А.П. Виноградов. - М.: АН СССР, 1957. – 239 с.
6. Дричко В.Ф. Поведение в природной среде тяжелых естественных радионуклидов [Текст] / В.Ф. Дричко // Итоги науки и техники. Сер. Радиационная биология.– М., 1983. – Т.4.- С. 66-98.

7.Карпачев Б.М., Менг С.В «Радиационно-экологические исследования в Кыргызстане», Бишкек, 2000

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТ ПРОСКОКА

Захарьян А.А[1]., Ташполотов Ы[2].
1-Государственный научный центр Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я.Карпова (Москва), 2-Ошский государственный университет

Для определения коэффициента проскока (проницаемости) при любой скорости фильтрации, получено эмпирическое уравнение (при условии, что при больших скоростях не происходит деформации структуры):

$$Kпр = \left[\left(\frac{b_1 - d_{ач}}{b_1}\right)\right]^{Noo} \cdot V^P \cdot e^{-0,02P \cdot R_1 \cdot V}$$

где b_1 - расстояние между волокнами в единичном слое, $d_{ач}$ – диаметр аэрозольной частицы, P - коэффициент, $V = R_n : R_1$ - величина численно равная скорости фильтрации и обозначающая во сколько раз перепад давления при заданной скорости фильтрации больше или меньше перепада давления при скорости фильтрации 1см/с, $N_{об.}$- общее количество элементарных слоев в материале.

На основе исследования различных по способу получения разряженных нетканых материалов нами получено эмпирическое уравнение [1] взаимосвязи коэффициента проскока от относительной скорости фильтрации

$K_{пр} = A_\Sigma \cdot V^P \cdot e^{-CV}$, [1] $A_\Sigma = (A \cdot A_1 \cdot A_2 \cdot\cdot A_n)$, [2]

где A_Σ – суммарный коэффициент, численно равный коэффициенту проскока при скорости фильтрации 1см/с. A – коэффициент для первого единичного слоя, A_2 – для второго, A_3 – для третьего, …. A_n – для «n» - ого единичного фильтрующего слоя. По аналогии с коэффициентом проскока, если все фильтрующие слои имеют одинаковые значения коэффициентов $A= A_1=A_2 .. = A_n$, то выражение приобретает вид [3]

$A_\Sigma = A^N$ [3]

Если мы складываем вместе два и более разных фильтрующих материалов, то суммарный коэффициент A_Σ, должен определяться по уравнению

$A_\Sigma = A_1^{N_1} \cdot A_2^{N_2} \cdots A_n^{N_n}$ [4]

N – число единичных или сформировавшихся слоев, P, C - коэффициенты, $V = R_n : R_1$ - величина численно равная скорости фильтрации и обозначающая во сколько раз перепад давления при заданной скорости фильтрации больше или меньше перепада давления при скорости фильтрации 1см/с.

Многочисленные исследования, которые были проведены нами и другими авторами, указывают, что в точке экстремума A* практическое большинство материалов с диаметром волокна меньше 3-4мкм, полученные при температурах 15-25^{0}C, имеют значение перепада давления $\Delta P=R_A$=~40-50мвс=400-500Па. Исходя из этого для большинства материалов с диаметром волокна < 3-4 мкм :

P:C=~50(мм.в. ст.) :R_1 (мм.в.ст.) или C=~0,02PR_1, [5]

где $\Delta P_1 = R_1$ - сопротивление при стандартной скорости фильтрации 1см/с.

При этом результаты исследований также показывают, что для большинства исследованных материалов коэффициент «P» численно равен:

P=~0,36R_1. [6]

С учетом сказанного для большинства исследованных материалов с диаметром волокна меньше 3-4 мкм, в окончательном виде уравнение Кпр, должно выглядеть:

$K_{пр} = A^N \cdot V^P \cdot e^{-0,02P \cdot R_1 V}$ где P=~0,36R_1 . [7]

С учетом вероятностного характера Кпр, и при отсутствии значимых сил взаимодействия частицы аэрозоля и волокна, коэффициент А, для первого и второго единичного слоя как единое целое в структуре СС, должен соответствовать следующему выражению:

$$A = \left[\frac{b_1 - d_{ач}}{b_1} \right], \qquad [8]$$

$d_{ач}$ – диаметр аэрозольной частицы. Третий слой данного СС уже делит пору, и соответственно его коэффициент $A = \left[\frac{d_{пор} - d_{ач}}{d_{пор}} \right]$.

Если исходить из такого понятия, как общее количество элементарных слоев, равное $N_{об.}$, то количество сформированных слоев СС-4 в материале должно быть соответственно $0{,}25N_{об.}$

Исходя из этого суммарный коэффициент A_Σ для материала должен определиться комбинированно, из уравнения [9] (по аналогии с определением Кпр)

$$A_\Sigma = \left[\left(\frac{b_1 - d_{ач}}{b_1} \right)^2 \cdot \left(\frac{d_{ср1} - d_{ач}}{d_{ср1}} \right)^2 \right]^{0,25 Noo}. \qquad [9]$$

Результаты экспериментов, для большинства исследованным материалов, при $D_в >> d_{ач}$, показывают, что коэффициент A_Σ определяется для этих структур, значением расстояния между волокнами $\mathbf{b_1}$. И с нашей точки зрения это вполне объяснимо, поскольку скорость фильтрации в этих порах в 2 или в 4 раза выше, чем в максимально возможной поре и соответственно коэффициенты проскока для этих единичных слоев достаточно близки.

Таким образом, для большинства рассмотренных на практике материалов (не путать с единичным слоем) коэффициент A_Σ фильтрующего материала можно определять из уравнения :

$$A_\Sigma = \left[\left(\frac{b_1 - d_{ач}}{b_1} \right) \right]^{Noo}. \qquad [10]$$

Если при прессовании или иных действиях мы сжали фильтрующий материал, то у нас могут образовываться различные структуры от СС-3 и СС-4 до СС-4хСС-4 и в зависимости от различных факторов в общем виде коэффициент A_Σ должно определиться из комбинированного уравнения 25, для данной структуры СПД (90^0-90^0)-ЦВ:

$$A_\Sigma = \left[\left(\frac{b_1 - d_{ач}}{b_1} \right)^2 \cdot \left(\frac{d_{ср1} - d_{ач}}{d_{ср1}} \right) \cdot \left(\frac{d_{ср2} - d_{ач}}{d_{ср2}} \right) \right]^{0,25 Noo}. \qquad [11]$$

Если мы предельно сильно сжали материал до уровня моно слоя (плотной бумаги, пленки) уравнение должно трансформироваться в выражение [12]:

$$A_\Sigma = \left[\left(\frac{d_{ср2} - d_{ач}}{d_{ср2}} \right) \right]^{0,25 Noo}. \qquad [12]$$

Исходя из этого, для большинства непрессованных или слабо прессованных материалов в общем, виде коэффициент проскока должен определиться уравнением:

$$Кпр = \left[\left(\frac{b_1 - d_{ач}}{b_1} \right) \right]^{Noo} \cdot V^P \cdot e^{-0,02 P \cdot R_1 \cdot V}. \qquad [13]$$

Для средне прессованных структур СС-4, коэффициент проскока должен определяться из комбинированного уравнения:

$$Kпр = \left[\left(\frac{b_1 - d_{ач}}{b_1}\right)^2 \cdot \left(\frac{d_{ср1} - d_{ач}}{d_{ср1}}\right) \cdot \left(\frac{d_{ср2} - d_{ач}}{d_{ср2}}\right)\right]^{0,25 Noo} \cdot V^P \cdot e^{-0,02 P \cdot R_1 \cdot V} \quad . \qquad [14]$$

Для сильно прессованных нетканых фильтрующих материалов коэффициент проскока должен определяться из уравнения:

$$Kпр = \left[\left(\frac{d_{ср2} - d_{ач}}{d_{ср2}}\right)\right]^{0,25 Noo} \cdot V^P \cdot e^{-0,02 P \cdot R_1 \cdot V} \quad . \qquad [15]$$

В связи с тем, что у большинства исследованных нетканых материалов значение максимального проскока лежит в области 40-50 мм. вод ст. говорит о том, что эти материалы имеют достаточно близкие структуры. С нашей точки зрения именно данная точка есть критерий полученной структуры. И если предложенная нами модель описывает ее, то она в какой-то степени верна.

Эксперименты показали, что экстремальное значение функция Кпр=f(R_n/R_1), по частицам аэрозоля 0,3-0,4 мкм приобретает, для большинства исследованных структур (полученных при нормальной температуре 15-25^{0}С), при перепаде давления в диапазоне 40-60 мм.в.ст. или в среднем при значении 50мм. в. ст.

Также практика показала, что скорость, при которой наблюдается максимальный проскок, для аэрозольных частиц можно определить из следующего эмпирического уравнения:

$$V_{мПр} =\sim \frac{d_{ср}}{0,64 d_{ач}} =\sim 1,56 \frac{d_{ср}}{d_{ач}} \qquad [16]$$

Или для частиц аэрозоля 0,3мкм, $V_{мПр} = 5,2 d_{ср}$

$N_{об}$ – общее количество единичных слоев в материале.

Выводы:

1. Для определения коэффициента проскока (проницаемости) при любой скорости фильтрации, получено эмпирическое уравнение (при условии, что при больших скоростях не происходит деформации структуры):

$$Kпр = \left[\left(\frac{b_1 - d_{ач}}{b_1}\right)\right]^{Noo} \cdot V^P \cdot e^{-0,02 P \cdot R_1 \cdot V} \quad .$$

2. Экстремальное значение функция Кпр, по частицам аэрозоля 0,3-0,4 мкм приобретает, для большинства исследованных структур (полученных при нормальной температуре 15-25^{0}С), при перепаде давления в диапазоне 40-60 мм.в.ст. или в среднем при значении **50мм. в. ст.**

Исходя из этого, с нашей точки зрения, именно данная точка есть критерий полученной структуры, и говорит о том, что практическое большинство нетканых материалов имеют достаточно близкие структуры, в не и независимости от диаметра волокна.

3. Скорость, при которой, наблюдается максимальный проскок для большинства исследованных материалов можно определить из соотношений

$V_{махПр} =\sim \frac{d_{ср}}{0,64 d_{ач}} =\sim 1,56 \frac{d_{ср}}{d_{ач}}$; для частиц аэрозоля 0,3 мкм $V_{махПр} =\sim 5,2 d_{ср}$

УДК 621.382.2

СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

Қ.А.Исмайлов.,[*] Кадышев С.К., З.Т.Кенжаев
Каракалпакский государственный университет, Узбекистан. г.Нукус
[*]Кыргызский национальный госуниверситет, Кыргызстан, г.Бишкек

Сегодня в виду уменьшения энергетических полезных ископаемых, а именно уменьшения запасов нефта, угля и природного газа возникает серьезные проблемы. Поэтому основная задача, которая

ставится в настоящее время перед нетрадиционной и малой энергетикой это удовлетворение потребностей населения и промышленности в электрической и тепловой энергии, особенно в районах, удаленных от централизованных сетей. В этих местах для развития солнечной энергетики необходимо в первую очередь сотрудничества с развитыми иностранными государствами и перенять опыт в этом направлений.

In this article it is said about getting less of energies like oil, coal and natural gas nowadays, many opportunities, much conditions in using the sun energy in the republic of Karakalpakstan according to the using of the sun energy in world and Uzbekistan. And it is said that it is available to change the modern equipments, telecommunication aids which need the less population of far territories, to the photo – electric stations which based on the sun elements and also about establishment of co- relations with foreign countries and future works.

Энергетическая отрасль имеет огромные значение для экономического развития любой страны. Для того, чтобы решить долгосрочные энергетические проблемы человечества, необходимо активно развивать солнечную энергетику. В развитых странах уделяют большое внимание разработке систем на основе возобновляемых источников энергии (ВИЭ), в том числе энергии Солнца. Как правило, в создании таких систем вкладываются значительные средства из государственного бюджета, действуют многочисленные налоговые льготы. Широкому внедрению солнечной энергетики препятствует ее дороговизна. Это представление въелось в общественное сознание, что использование энергии Солнца относят к далекому будущему, не отрицая при этом перспективности использования солнечной энергии для локальных нужд. Для ее оценки необходимо принимать во внимание существующие тенденции изменения цен энергии получаемой от Солнца и традиционных источников [1]. Сегодня в виду уменьшения энергетических полезных ископаемых, а именно уменьшения запасов нефта, уголья и природного газа возникает серьезные проблемы. Для решения этой задачи в последние 20-30 лет рост солнечной энергетики должен возрости до 25%. К 2050 году снабжение солнечной энергии может достичь 20-25%, к концу века солнечные энергетика может составить 60% общей энергопотребления. Уже на сегодня стоимость энергии, получаемой с помощью преобразования солнечной энергии термодинамическим методом, приблизилась к стоимости энергии тепловых станций [2-7].

Во всем мире для солнечных элементов используется самый дешевый материал кремний. В одном из выступлении лауреата Нобелевский премии академика Ж.И.Алферова отмечено, что будущее – за солнечными элементами на полупроводниковых гетероструктурах, а также на других материалах. Он отметил что кремний останется основой таких приборов, как минимум, до 2020 года.

На мировом рынке производство кремния растет в последнее время примерно 30% ежегодно, но этого недостаточно для обеспечения потребностей производителей фотоэлектрических и полупроводниковых приборов. Дефицит кремния приводит к росту цен на него. Так, за период со второй половины 2004 года по конец 2005 года контрактная цена поликремния увеличились на 80 % и достигла 60 долл./ кг, а в 2006 году выросла на 80 % долл./кг. Контракты на поставку полукремния уже распроданы на весь год, а цена на полукремний на рынке наличного товара уже в начале 2006 года достигла 140 долл./кг. При этом «солнечная» индустрия потребила почти 35 % всего проданного в 2006 году поликремния, что создает угрозу для роста полупроводниковой промышленности.

В 2006 году в мире было произведено солнечных элементов общей мощностью 2536 МВт. Около 36 % произвели японские изготовители, 20 % - немецкие и 15 % - китайские. Примерно половина этих мощностей была установлена на крышах немецких домов, в том числе – в районах со слабо развитой инфраструктурой электросетей, в основном в Баварии. В целом, на фотоэнергетику в Германии приходится около 0,4 % общей выработки электричества, а в Баварии – более 1 %.

К концу 2006 года во всем мире было установлено фотоэлектрических систем обшей мощностью около 6000 мегаватт и почти половина из них - в Германии.

Германия занимает первое место в мире по использованию альтернативных видов энергии (рис.1.)

В 2006 году выработка 1 кВт.ч солнечного электричества стандартной системой мо щностью 4 кВт, располагаемой на крыше, стоила на юге Германии 30 центов, в Испании – 19 центов и в Калифорнии – 22 центов, соответственно. Издержки производства, включая затраты на установку системы, в прошлом году составляли приблизительно 3,6 тыс. долл. На киловатт в среднем по отрасли и менее чем 3 тыс.долл. у наиболее эффективных компаний. В 2010 году этот показатель опустился ниже 2,5 тыс.долл.

До сих пор солнечное электричество считалось дорогим источником энергии – в плане цен на системы его выработки и необходимости значительных субсидий на расширение его использования. В начале 2007 года в Германии цена солнечного электричества составляла 50 центов за киловатт = час, по сравнению с 20 центами за киловатт = час для стандартной электропроводки. Ожидается, что к 2014 году стоимость солнечного электричества будет ниже стоимости электричества «из розетки» для 50 % всех бытовых потребителей в странах ОЭСР, а поставки этого электричества на рынок составят, по меньшей мере, 1500 ГВт. На рис.2 приведены географическая структура мирового рынка производства полукремния.

Рис. 2. Географическая структура производства поликремния (в тоннах) в 2005 году

В настоящее время в нашей республике освоено производство солнечных элементов из монокристаллического кремния мощностью до 10 кВт. Разработаны технологии производства фотомодулей, а также разработан и изготовлен ряд фотоэлектрических установок в диапазоне мощностей от 0,1 до 1,0 кВт. На имею щемся в республике промышленном оборудовании возможно производство солнечных элементов на основе пластин монокристаллического кремния, отбракованных в электронной промышленности с к.п.д до 12 %. Подсчитано, что при выпуске солнечных элементов мо щностью до 500 кВт в год, производство фотомодулей в республике считается рентабельным. К сожалению, следует отметить что в республике нет сырья для организации производства такого масштаба. Тем не менее, в области фотоэлектрического преобразования и использования солнечной электроэнергии две проблемы ждут своего

теоретического и практического решения, определяющего масштабы развития солнечной энергетики в будущем. Это повышение к.п.д преобразователей и резкое снижение их стоимости.

На рис.2 приведены объем производства фотоэнергосистем. Согласно прогнозам, 2020 году мощность выпущенных систем этого типа составит 50 ГВт, т.е. за 20 лет объем рынка увеличится 140 раз.

Рис. 3. Рост производства солнечных фотоэнергосистем в период 1999-2005 годов

Повышению КПД помогает использование наноструктурных фотоэлементов каскадного типа (рис.4).

Рис. 4. Динамика увеличения КПД фотопреобразователей на основе кремния и наноструктур

Возможны различные пути снижения стоимости солнечных элементов для преобразования солнечного излучения, а именно:

1. Совершенствование технологического процесса изготовления солнечных элементов наземного применения, использование новых технологических приемов, приводящих к повышению эффективности преобразования или объемов производства солнечных элементов;
2. Использование в качестве исходного материала менее дорогих материалов, таких как поликристаллический кремний и кристаллических лент кремния, тонких пленок кремния на различных дешевых подложках, совместимых с технологией изготовления солнечных элементов на основе монокремния, а также использования аморфного кремния.

Согласно авторам работы [7,8] другим достаточно перспективным направлением снижения стоимости солнечных элементов при использовании в наземных условиях является применение отходов полупроводникового кремния заводов электронной промышленности в качестве исходного материала. Этот путь создает предпосылки к использованию отбракованных при производстве полупроводниковых пластин монокристаллического кремния для выпуска

более дешевых солнечных элементов. Количество таких пластин хотя ограничено, тем не менее, для применения в мелкосерийном опытном производстве вполне достаточно.

В заключении хотим отметить, что нужно разработать комплексную программу проведения научно-исследовательских, опытно–конструкторских работ по использованию солнечной энергии.

Литература:

1.Современные проблемы полупроводниковой фотоэнергетики: Пер с англ./ Под ред. Т.Коутса, Дж. Микина. – М.: Мир, 1988.
2. Ольховский Г.Г. Глобальные проблемы энергетики // Электрические станции. – М.: 2005. № 1. с.4 – 10.
3.Гуламова М.А., Потаенко К.Д ., Турсунов М.Н., и др. Солнечные элементы из отходов монокремния серийного производства. // Гелиотехника, 1990, № 4, с.31 – 34.
4.Афанасьев В.П., Теруков Е.И., Шерченков А.А. Тонкопленочные солнечные элементы на основе кремния. 2-е изд. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2011.
5.Кашкаров А.П. Ветрогенераторы, солнечные батареи и другие полезные конструкции -М.: ДМК Пресс, 2011.
6.Клычев Ш.И., Мухаммадиев М.М., Авезов Р.Р., Потаенко К.Д
Нетрадиционные и возобновляемые источники энергии. –Т.: Изд-во ″Fan va texnologiya″, 2010.
7.Исмайлов Қ.А., Кенжаев З. Қорақалпоғистон Республикасида Куёш энергетикасини ривожлантириш: муаммо ва ечимлари (РИАК-6). - Ташкент. -2013.
8.Аллаев К.Р. Состояние и перспективы развития энергетики мира и Узбекистана. //Проблемы энерго - и ресурсосбережения. – Ташкент, 2006. № 3. с.26 – 44.

УДК 622.02 (075.8)

ИСЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭНЕРГИИ ГОРНЫХ ПОРОД

Конушбаева А.Т.
КГТУ им. И. Раззакова г. Бишкек, Кыргызская Республика

Приведены результаты исследования эффективной поверхностной энергии горных пород. Показано что, для оценки разрушения горных пород прочностных и деформационных характеристик, учитывающих усредненные свойства образца при нагружении, эффективная поверхностная энергия дает возможность оценить локальные его свойства, являясь фундаментальной характеристикой сопротивляемости горных пород разрушению.

The results of the study of effective surface energy of rocks. It is shown that, for the assessment of rock breaking strength and deformation characteristics, taking into account the average properties of the sample under load, the effective surface energy of an opportunity to assess its local properties, as a fundamental characteristic of the resistance of rock fracture

При проведении горных выработок нарушается естественное равновесие пород, происходит перераспределение статических напряжений и другие изменения в горном массиве. Это приводит к потере устойчивости горных пород и разрушению. Разрушение является основным процессом при разработке месторождений полезных ископаемых. Во всех случаях разрушение связано с распространением трещин, разрывающих атомные связи в минералах и силы сцепления на их контакте.

Поскольку горные породы относятся к хрупким телам, ослабленным различными дефектами типа трещин, при описании процесса разрушения горных пород целесообразно использовать параметр, характеризующий способность материала сопротивляться росту трещин. Необратимая энергия, потребляемая на рост трещины в твердом теле является основной характеристикой процесса разрушения, коренным образом отличающей его от других процессов.

Более физически обоснованное представление о механизме разрушения дает теория трещин, предусматривающая дефектность структуры и механизм разрушения.

Для зарождения и роста трещин в настоящее время используются силовой и энергетический критерии. При выполнении силового критерия межатомные связи разрываются за время порядка периода межатомных колебаний. Этот критерий является достаточным. Выполнение энергетического критерия означает возможность разрыва, т.е. является необходимым.

Основой энергетического критерия является теория Гриффитса, заключающаяся в том, что при образовании трещины в хрупком теле, с уменьшением потенциальной энергии твердого тела происходит увеличение его поверхностной энергии. Другими словами, трещина при своем росте преобразует потенциальную энергию твердого тела в поверхностную. Для развития трещины необходимо, чтобы при увеличении ее размера изменение свободной энергии не возрастало. Таким образом, для увеличения трещины необходимо следующее условие:

$$\frac{\partial}{\partial \chi} = \left(W - U_0\right) = 0$$

В большинстве же реальных тел, при сравнительно низких напряжениях (гораздо ниже предела теоретической прочности), начинается пластическая деформация. Поэтому в местах с повышенными напряжениями (например, у вершины трещины) пластическая деформация может начаться раньше разрушения и существенно изменить его характер. Существование пластической зоны окружаю щей трещину, связана с определенными энергетическими затратами. Поэтому вместо удельной поверхностной энергии вводится эффективная поверхностная энергия, включаю щая собственно поверхностную энергию, энергию пластической деформации (основные затраты) и другие затраты энергии. Величину эффективной поверхностной энергии в основном определяют, как затраты на пластическое деформирование материала в окрестности устья трещины. Так, для пластичных тел – энергией свободной поверхности можно пренебречь по сравнению с работой пластической деформации в пластической зоне [1].

Известно, что пластической деформацией сопровождается любое разрушение твердых тел. На основании многочисленных исследований, проведенных в этой области, отличительной чертой хрупких тел можно считать не отсутствие, а лишь сравнительно очень малую величину пластического деформирования сосредоточенного в области максимальных напряжений. Явления, которые можно объяснить лишь эффектом их пластического деформирования были обнаружены при измельчении таких хрупких материалов, как алмаз, кварц, корунд, разрушение которых при нормальной температуре происходит при увеличении напряжений до разрушающих. Пластическое деформирование таких материалов не существенно при разрушении крупных образцов, но в процессах измельчения его роль становится все более значительной. По данным [1], затраты на предельное пластическое деформирование кварца и карбонатов, составляют около 20 дж/м².

Возможность наблюдения пластического деформирования больших образцов хрупких тел обнаруживается при их медленном сжатии. Так, такие хрупкие горные породы, как джеспилит и кварцит, на самом деле имеют значительную область пластического деформирования. При этом вклад работы предельного пластического деформирования составляет для джеспилита немного меньше половины всей работы разрушения, а для мрамора – более 80 % [3]. Комплекс пластических деформаций как в породообразующих минералах (кварц, плагиоклаз, полевые шпаты] так и в минералах цемента (вторичный карбонат, слюды) был установлен в песчаниках Донбасса [4].

При разрушении сжатием в областях наивысших сдвигов с напряжений растяжения вызывают перестройку кристаллической решетки, а высокий уровень напряжений – появление аморфных менее прочных образований. В тех областях, где произошла аморфизация, в результате дальнейших сдвигов и развиваются затем трещины разрушения.

Аморфизация и другие изменения кристаллическое структуры, наблюдаемые при измельчении ряда твердых тел, также позволяют считать наличие пластической деформации достаточно общим явлением.

Как отмечалось ранее, кроме затрат энергии на разрыв атомных связей и пластическую деформацию всегда су ществуют в другие затраты энергии. Даже в относительно простом случае разрушения кристалла на половины берется в расчет много факторов. Основные из них: работа, отвечающая за накопление упругой деформации материала на краях растущей трещины, кинетическая энергия нарушенных частей, выделения поверхностного заряда и трения на берегах трещины.

В таблице 1 приведены главные каналы потребления энергии при разрушении кристалла [5].

Таблица 1. Каналы энергопотребления

Источники энерго-потребления	Уравнения для вычислений	Энергопотребление, Дж/м^2
Образование поверхности ($W_{пов.}$)		1-3
Упругая энергия ($W_{упр.}$)	$U=2F^2\cdot L^3/(E\cdot b\cdot a^3)$	3-5
Пластические деформации ($W_{пл.}$)	$A=[a\cdot A/(8\cdot L)]\cdot[1+2ln(\mu/\pi\tau)]$	10 и более
Кинетическое разрушение ($W_{кин.}$)	$T=(24/5)\cdot U\cdot(L/a)\cdot(i/\upsilon_s)$	3-5
Выделение поверхностного заряда ($W_{зар.}$)	$A_{k\varepsilon\varphi}=2\phi\cdot tgY\cdot(\sigma_{k\varepsilon\varphi}\cdot L+\sigma_{k\varepsilon h}\cdot L_\varphi)$	2 и более

Эффективная поверхностная энергия разрушения включает в себя также тепловую, электрическую компоненту, обусловленную накоплением зарядов на берегах образующихся микротрещин, акустическую, микросейсмическую и ряд других, более слабо влияющих на величину поверхностной энергии. Из приведенных в таблице 1 видно, что удельная поверхностная энергия, измеренная или рассчитанная теоретически, исходя из простейших представлений об энергии связи в идеальной кристаллической решетке, составляет лишь малую долю работы разрушения. Уместно заметить, что значения эффективной поверхностной энергии существенно зависят от способа разрушения материала. Так, например, значения работы затраченной на образование поверхности в кварце при сверлении, разрушении сжатием или при молке находятся в пределе 100 ± 10 дж/м² [5], что значительно превышает работу при раскалывании. Эти значения превосходят значения теоретической поверхностной энергии кварца, равной 0,78–1,81 дж/м², на два порядка. Исходя из этого можно предположить, что при указанных выше методах речь идет об определении эффективной поверхностной энергии.

При изучении процесса разрушения горных пород, относящихся к полиминеральным соединениям, в работе [2], были получены значения эффективной поверхностной энергии некоторых песчаников равные 10–150 Дж/м², что на один–два порядка больше теоретической поверхностной энергии породообразующих минералов (кварца, полевых шпатов) и цемента. В то же время, они совпадают с экспериментальными значениями поверхностной энергии для образцов кварца. Удельная поверхностная энергия минералов, составляющих цемент имеет значения на порядок меньше теоретической поверхностной энергии породообразующих минералов. Так, поверхностная энергия карбонатов равна 0,078–0,23 дж/м², глинисто–слюдистых минералов – 0,038–0,48 дж/м². Отсюда, зачастую при отрыве и сдвиге, наблюдается зернограничный излом (разрушение идет по цементу) и мы имеем минимальное значение эффективной поверхностной энергии (~10 Дж/м²). Лишь в отдельных случаях–разрушение крупных дефектных зерен кварца. При этом трещины зарождаются у зерен кварца за счет различия пластических свойств цемента и кварца. Энергоемкость разрушения определяется механизмом разрушения и степенью дробления. При увеличении бокового давления вязкое разрушение по цементу сменяется хрупким разрушением по зернам кварца.

Наибольшее изменение поверхностной энергии твердых тел происходит при воздействии поверхностно-активных сред (эффект Ребиндера). В горных породах и углях чаще всего присутствует минераллизованная вода. Вопросы изучения состояния воды и степени ее влияния и на эффективной поверхностной энергии углей и пород освящены в работах [2].

Эффективная поверхностная энергия песчаников с силикатным цементом снижается до 6 раз. При этом наибольшее снижение происходит при содержании влаги 1,2–1,5 %. В песчаниках с карбонатным цементом (особенно базальным) эффективная поверхностная энергия уменьшается до 1,5 раз, при этом наибольшее снижение происходит при содержании влаги до 0,5–0,75 %.

В случае ярко выраженной анизотропии в осадочных горных породах, величина эффективной поверхностной энергии меняется в пределах порядка в зависимости от направления плоскости разрушения к слоистости, структурной ориентации и текстуры. В настоящее время величина эффективной поверхностной энергии представляет наибольший интерес для практики, как характеристика, интегрально учитывающая все энергопогло щаю щие процессы локализованные непосредственно перед фронтом трещины. В отличии от используемых для

оценки разрушения горных пород прочностных и деформационных характеристик, учитываю щих усредненные свойства образца при нагружении, эффективная поверхностная энергия дает возможность оценить локальные его свойства, являясь фундаментальной характеристикой сопротивляемости горных пород разрушению. Все, выше изложенное, убеждает в необходимости усиления исследований эффективной поверхностной энергии горных пород.

Литература:

1. В.И. Владимиров. Физическая природа разрушения металлов. – М.: Металлургия, 1984. 280 с.
2. Алексеев А.Д., Ревва В.Н., Рязанцев Н.А. Разрушение горных пород в объемном поле сжимаю щих напряжений.–К.: Наукова думка, 1989. – 168 с.
3. Ходаков Г.С. Физика измельчения. – М.: Наука – 1972. – 308 с.
4. Варанов В.А. Структурные превращения песчаников Донбасса и прогноз их выбросоопасности: Автореф. дис. д-ра геол. наук. – Днепропетровск, 2000. – 34 с.
5. Алексеев АД., Недодаев Н.В. Предельное состояние горных пород. – К.:Наук.Думка, 1982. – 200 с.

УДК 662.997.517

ОПТОЭЛЕКТРОННОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ КОНТРОЛЯ ОСВЕЩЕННОСТИ В СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ УСТАНОВКЕ

Мойдунов Т.Т.
Ошский технологический университет

В статье решены задача создания устройств для бесконтактного контроля освещенности в солнечной энергетической установке.

In clause are decided a task of creation of devices for without the contact control of light exposure in solar power installation.

Применение элементной базы современной оптоэлектроники и микроэлектроники даёт возможность создание более компактных и высокоточных оптоэлектронных устройств для контроля освещенности в солнечных энергетических установках. Принципиальная схема один из вариантов таких устройств приведено на рис.1. Устройство содержит из измерительного моста к одному из плеч которого подключен фотодиод, дифференциального усилителя A_1, инвертирующего усилителя A_2 и регистрирующего РУ. Устройство работают следующим образом. Поток излучения солнечной радиации воздействуют, на светочувствительную площадь фотодиода при этом освещенность на поверхности фотоприемника определяется как:

$$\mathrm{E} = \frac{\Phi}{\mathrm{S}} \qquad (1)$$

где: Φ – поток излучения воздействующий на поверхность светочувствительную площадь фотодиода, S - светочувствительную площадь фотодиода.

Воздействующий на светочувствительную площадь фотодиода поток излучение Φ создает в цепи фотодиода фототок который на основе [1] можно определит как:

$$\mathrm{I}_{\text{ф}} = S_{\lambda}\Phi \qquad (2)$$

где: S_{λ} - интегральная чувствительность фотодиода в заданном спектральном диапазоне.

Напряжение, создаваемые фототоком на нагрузке фотодиода определяется как:

$$U_{ф} = R_{н} I_{ф} \qquad (3)$$

где: $R_{н}$ - оптимальная нагрузка фотодиода который определяется как

$$R_н = \frac{0{,}99U_d}{S_\lambda \Phi} \qquad (4)$$

где: U_d - напряжения питание фотодиода.

Из выражений (2) и (3) видно, что напряжение на выходе фотодиода пропорционально к освещенности светочувствительной площади фотодиода.

Тогда выражение (1) на основе (2) и (3) через выходное напряжение фотодиода описываются как:

$$\mathrm{E} = \frac{U_ф}{R_н S_\lambda S} \qquad (5)$$

или

$$\mathrm{E} = cU_ф \qquad (6)$$

где: $c = \frac{1}{R_н S_\lambda S}$ - постоянная величина.

Напряжение пропорциональному освещенности с выхода фотодиода подается на инвертирующий вход дифференциального усилителя A_1, а на не инвертирующий вход подается напряжение с выхода делителя R_1 и R_2 который в месте цепями фотодиода образуют измерительный мост. Резистор R_2 предназначен для компенсации темневого тока фотодиода при нулевом освещенности. При освещении площади фотодиода нарушается баланс измерительного моста и на его выходе формируется разница напряжений который подается на вход инвертирующего усилителя A_2.

$$U_{A1} = (U_0 - U_ф)K_{u1} \qquad (7)$$

где: U_0 - напряжение на резисторе R_2, K_{u1} - коэффициент усиления дифференциального усилителя который определяется на основе общеизвестного выражения как:

$$K_{u1} = \frac{R_5}{R_3} \qquad (8)$$

Тогда напряжения на выходе инвертирующего усилителя определяется

$$U_{A2} = (U_0 - U_ф)K_{u1}K_{u2} \qquad (9)$$

где: $K_{u2} = \frac{R_7}{R_6}$ - коэффициент усиления инвертирующего усилителя.

Тогда выражение (6) с учетом (9) описывается как:

$$\mathrm{E} = c\left(U_0 - \frac{U_{A2}}{K_{u1}K_{u2}}\right) \qquad (10)$$

Усиленный сигналь амплитуда которого пропорционально освещенности с выхода инвертирующего усилителя A_2 через резисторы R_8 и R_9 подается на регистрирующий устройство РУ. По показаниям регистрирующего устройство определяется освещенность.

В разработанном устройстве был использован фотодиод типа ФД 11К а в качестве дифференциального усилителя и инвертирующего усилителя был использован операционный усилитель типа OP-90AZ .

Рис. 1. Принципиальная схема оптоэлектронного устройство для контроля освещенности в солнечной энергетической установке

Литература

1. Якушенко Ю.Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов. – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: логос, 1999. – 480 с.: ил.
2. Неразрушающий контроль и диагностика. Справочник./Под ред. В.В. Клюева.- Машиностроение, 1995.

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СТАРЕНИЯ НА СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ДИСПЕРСИОННО-ТВЕРДЕЮЩЕГО СПЛАВА 47ХНМ

Мукажанов Е.Б., Такенова Г.Д., *Сарсембаев Г.Б., Телебаев Е.Е., Тыналиев Б.Т.
Жетысуйский государственный университет им. И. Жансугурова, г.Талдыкорган, Казахстан
***Алматинский экономический колледж, г.Алматы, Казахстан**

Выявлены особенности изменения структуры сплава 47ХНМ в зависимости от температуры и времени старения. Показано, что при старении сплава 47ХНМ в интервале 800-900^{0}С, происходит прерывистый распад с образованием ламелей α-фазы. Обнаружено, что с повышением температуры старения до 1000^{0}С происходит смена механизма распада в γ-фазе с прерывистого на непрерывный

Factors of changing of the structure of 47CrNiMo alloy depending on the temperature and time of deterioration are developed. It is disclosed that discontinuous decay forming lamellas of α-phase occurs during the deterioration of 47CrNiMo alloy in 800-900°C temperature interval. It is ascertained that change of decay mechanism in γ-phase from discontinuous to continuous occurs after rising the deterioration temperature to 1000°C.

Хромоникелевый сплав 47ХНМ применяются при изготовлении упругочувствительных элементов различных приборов и машин, и отличается от других дисперсионно-твердеющих сплавов значительно более высокой коррозионной стойкостью в агрессивных средах [1]. Кроме этого сплав 47ХНМ используется как материал для элементов конструкции ядерных и термоядерных реакторов с водным теплоносителем [2].

Ранее в [3] показано влияние температуры закалки, времени выдержки под закалку и скорости охлаждения на фазово-структурное состояние сплава 47ХНМ. Так, после закалки в интервале температур 900-1300^{0}С структура сплава 47ХНМ является двухфазной, состоящей из зерен γ-матрицы и частиц α-фазы. С увеличением времени выдержки под закалку установлено растворение упрочняющей α-фазы, рост зерен матрицы, увеличение разнозернистости сплава и изменение характера границ зерен [3]. Рост зерна в сплаве 47ХНМ очень сильно подавлен из-за наличия избыточной α-фазы, которая тормозит миграцию границ во время собирательной рекристаллизации.Изменение структурно-фазового состояниясплава 47ХНМ при различных режимах закалки порождает изменение механических свойств [4].

Поскольку, дисперсионно-твердеющие сплавы используется в основном после обработки,

включающей в себя закалку и старение, тов дальнейшемпредставляли интерес исследования влияния старения на структуру и свойства сплава47ХНМ, чему и посвящена настоящая статья.

Материалы и методика исследования

Материал исследования- сплав 47ХНМ промышленного изготовления и стандартного химического состава (47%-Cr, 5%-Mo, ост. - Ni).

Структурно-фазовое состояние образцов исследовали на оптическом (NEOPHOT-21) и электронном (ЭМ-125К) микроскопах. Шлифы для металлографических исследований полировали и травили электролитическим методомв10%-ном уксусно-хлорном электролите. Образцы для электронной микроскопии в виде дисков готовили методом струйной электрополировки, а также методом утонения фольг.

Результаты и их обсуждение.

Типичные микроструктуры, соответствующие различным стадиям старения в интервале температур 800-1100^{0}С приведены на рисунках 1-4. После старения при 800^{0}С по всему объему материала протекает прерывистый распад с выделением α-фазы на основе хрома с ОЦК-решеткой.

При этом происходит изменение дисперсности структуры, увеличиваются межламельные расстояния, растет толщина ламелей. На фронте реакции наблюдаются начальные стадии коагуляции ламелей прерывистого распада (рисунок 1, б), что приводит к падению прочностных свойств сплава. Миграция фронта реакции осуществляется на значительном отрезке границы, поэтому одновременно возникает много пластин α-фазы, растущих перпендикулярно движущейся границе. Увеличивающаяся поверхность фронта реакции приводит к появлению новых частиц между растущими ламелями. Которые в процессе роста приобретают форму пластин или стержней. Зарождение частиц может происходить как самостоятельно, так и ветвлением уже существующих, поскольку не требуется строгого кристаллографического соответствия между начальным выделением и матрицей.

а) б) в)

а - х1000; б - х1300; в - х8500

Рисунок 1 - Микроструктура закаленного от 1250^{0}С, 1 мин. сплава 47ХНМ после старения при 800^{0}С, 2 часа

а) б) в)

а - х1000; б - х7500; в - х7000

Рисунок 2 - Микроструктура состаренного при 900^{0}С сплава предварительно закаленного от 1250^{0}С, 1 мин.

Распад внутри глобулярных частиц α-фазы приводит к формированию структуры слоистой формы, при этом размеры частиц увеличиваются по сравнению с распадом при 700^{0}С. Особенно отчетливо это заметно на темнопольном снимке в рефлексах α-фазы, приведенном на рисунке 1, в.

Дальнейшее огрубление структуры происходит при увеличении температуры старения и

времени отжига. Так, при 900^{0}С структура сплава становится грубодисперсной (рисунок 2), резко увеличивается толщина ламелей и межламельное расстояние в областях прерывистого распада. В глобулярных частицах α-фазы наблюдается более крупная слоистая структура, чем при предыдущих термообработках.

Увеличение температуры старения до 1000^{0}С приводит к смене механизма распада в γ-фазе. В отличие от рассмотренных случаев избыточная фаза выделяется непрерывно (рисунки3, 4). Частицы выделяющейся фазы можно наблюдать уже после 5 минут старения. Дальнейшее старение при указанной температуре увеличивает объемную долю выделений. Аналогично процессы протекают в сплаве при 1100^{0}С (рисунок 4, б, в). Повышение температуры, также как и увеличение времени старения приводит к коагуляции выделенных частицα-фазы. Смена механизма распада с прерывистого на непрерывный приводит к тому, что резко падают прочностные свойства, и увеличивается пластичность сплава.

а) б) в)

а - 5 ч, х450; б - 1 ч, х8500; в - 1 ч, х8500

Рисунок3 - Микроструктура сплава 47ХНМ после закалки от 1250^{0}С, 1 мин. и старения при 1000^{0}С

а) б) в)

а - 1000^{0}С, 0,1 ч., х10000; б - 1100^{0}С, 0,5 ч., х450; в - 1100^{0}С, 1 ч., х8000

Рисунок4 - Микроструктура предварительно закаленного от 1250^{0}С, 1 мин. сплава после старения

Представляет интерес проследить кинетику распада внутри глобулярных частиц α-фазы. На рисунке 5, в приведена типичная микроструктура сплава 47ХНМ, состаренного при 600^{0}С, содержащая частицы α-фазы. Такая низкая температура старения была выбрана по следующим соображениям.Во-первых, при этой температуре полностью отсутствует прерывистый распад и поэтому можно четко зафиксировать частицы α-фазы, их морфологию и объемную долю. Во-вторых, при температуре 600^{0}С практически можно не учитывать протекание диффузионных процессов, приводящих к растворению этих частиц. Из анализа структуры следует, что объемная доля частиц α-фазы довольно высока и составляет 10-15%. Частицы α-фазы в основном расположены на границах зерен, чаще всего в районе трех зерен.Статистическое исследование структуры показывает на структурную неоднородность сплава 47ХНМ, поскольку встречаются участки с объемной долей частиц α-фазы более 50%. Возможно, это следствие дефектов металлургического характера.

При электронномикроскопическом исследовании частиц α-фазы после кратковременного старения при 600^{0}С было установлено наличие распада внутри таких частиц (рисунки5, 6). Структура распада была настолько дисперсной, что давала так называемый крапчатый контраст и отчетливо проявлялась только натемнопольныхснимках, снятых в тяжах α-фазы (рисунок5, а и б). Увеличение времени старения до 10 часов при 600^{0}С позволило отчетливо изучить структуру распада (рисунок6, а). И, наконец, увеличение температуры старения до 700^{0}С привело к

формированию структуры типа видманштетта (рисунок 6, б). При этом темнопольное исследование позволило установить, что каждая пластина имеет слоистую форму (рисунок6, в). С дальнейшим увеличением температуры отжига в частицах α-фазы, также как и в матрице, наблюдается процесс огрубления структуры.

а) б) в)

а - темнопольное изображение в тяжах α-фазы, х18500; б - микроэлектроннограмма от структуры, представленной на рис. 5, а; в - оптическая микрофотография, х1000

Рисунок5 - Структура глобулярных частиц α–фазы после закалки от 1250^{0}С, 1 мин. и старения при 600^{0}С, 2 ч.

а) б) в)

а - 600^{0}С, 10 ч., х24000; б - 700^{0}С, 5 ч., х26000; в - темнопольное изображение структуры, на рис. 6, б.

Рисунок 6 - Микроструктура распада внутри частиц α-фазы после закалки от 1250^{0}С, 1 мин. и старения

Выводы

На основании полученных результатов можно сделать следующий вывод:

После старения при 800^{0}С по всему объему сплава 47ХНМ протекает прерывистый распад с выделением α-фазы на основе хрома.Старение при 900^{0}С приводит к огрублению структуры, при этом резко увеличивается толщина ламелей и межламельное расстояние в областях прерывистого распада. Увеличение температуры старения до 1000^{0}С приводит к смене механизма распада в γ-фазе, избыточная α-фаза выделяется непрерывно. Установлено наличие распада внутри глобулярных частиц α-фазы.

Литература:

1. Рахштадт А.Г. Пружинные стали и сплавы. - М.: Металлургия, 1971, - 496 с.
2. Солонин М.И., Кондратьев В.П., Вотинов С.Н. Сплав ХНМ-1 как перспективный материал для элементов конструкции ядерных и термоядерных реакторов с водным теплоносителем // ВАНТ, Серия Материаловедение и новые материалы. – 1995. – Вып.1(52). –С.13-20.
3. Мукажанов Е.Б., Скаков М.К., Петров В.А., Ахметжанов Б.К. Влияние различных режимов закалки на механические свойства пружинного Cr-Ni сплава // Вестник Национальной академии наук РК.- №4. Алматы, 2006. С. 65-68.
4. Скаков М.К., Мукажанов Е.Б., Ахметжанов Б.К. Фазово-структурные изменения в дисперсионно-твердеющем сплаве 47ХНМ после закалки // Известия Национальной академии наук РК. Серия химическая - №2(356). Алматы, 2006. С. 75-78.

УДК 621. 315. 592

ГЛУБОКАЯ ОЧИСТКА И ВОССТАНОВЛЕНИЕ КРЕМНИЯ ГАЗОПОТОЧНЫМ МЕТОДОМ

Омурбекова Г. К.[1], Ысманов Э. М.[2], Баймуратова Г. А.[3], Ташполотов Ы.[2,4]
1-Ошский государственный социальный университет,
2-Институт природных ресурсов им.А.С.Джаманбаева ЮО НАН КР,
3-Ошский технологический университет, 4-Ошский государственный университет

При проведении газопоточных реакций были установлены следующие закономерности переноса вещества из горячей зоны в холодную или наоборот. Показано, что для получения кристаллического кремния газопоточный способ с использованием $SiCl_4$ и газопереносчика (водород) при температуре 1050-1100 ^0C очень эффективен. Установлено, что в холодной части кварцевой трубки, т.е., электропечи кремний кристаллизуется в виде блестящих тонких игл.

В [1] показано оптимальные условия хлорирования кремния, степени хлорирования в зависимости от температуры, времени, скорости подачи хлора, и степени измельчения исходного материала и др.

Для восстановления хлорида кремния (IV) при температуре 950-1000^{0}C, необходимо осуществить следующие реакции:

1. $2Zn + siCl_4 \rightarrow 2ZnCl_2 + Si$
2. $2Mg + SiCl_4 \rightarrow 2MgCl_2 + Si$

В этих реакциях металлы удаляются в виде летучего хлорида и оседают на холодных стенках реактора, а аморфный кремний остается в зоне с повышенной температуры реактора. Остаток кремния после восстановление выщелачивается горячей дистиллированной водой, а в раствор при выщелачивании переходит хлориды металлов.

Остаток аморфного кремния высушивается, и применяются далее для получения кристаллического кремния. Для этого необходимо применить наиболее эффективный газопоточный способ с использованием $SiCl_4$, пары которого переносятся водородом или аргоном. (водород получали с помощью аппарата Кипа: с применением реакции: $Zn + HCl = ZnCl_2 + H_2 \uparrow$).

Рис. 1. Аппаратурно-технологическая схема лабораторной установки по глубокой очистки и кристаллизации кремния: 1-газо перенсочик; 2- очищаемое вещество; 3- очищенное вещество; 4-транспортное вещество ($SiCl_4$); 5- электропечи; 6- аспиратор Мигунова (компрессор).

Аморфный кремний помещаем в первое отделение установки. Газ переносчик (H_2) медленно пропускаем через жидкий $SiCl_4$, чтобы не было проскока паров $SiCl_4$ через очищаемый кремний. Электропечь нагревали до 1050-1100^{0}C.

При этой температуре в присутствии водорода $SiCl_4$ вступает в реакцию с аморфным кремнием.

Во второй части установки (холодная часть) кремний кристаллизируется в виде блестящих тонких игл, на основе следующих процессов:

$$SiHCl_3 \Leftrightarrow SiCl_2 + HCl$$

$$SiCl_2 + H_2 \Leftrightarrow SiH_2Cl_2$$

$$SiH_2Cl_2 \Leftrightarrow Si + 2HCl$$
$$2SiCl_2 \Leftrightarrow Si + SiCl_4$$
$$SiCl_4 + H_2 \Leftrightarrow SiHCl_3 + HCl$$

Суммарное уравнение основных реакций имеет вид:

$$SiCl_4 + H_2 = SiHCl_3 + HCl$$
$$SiHCl_3 + H_2 = Si + 3HCl$$

При экзотермических реакциях поток вещества идет в направлении T_1-T_2 (T_2>T_1) т.е. в зону с более высокой температурой. Если реакция разложение эндотермическая, то поток вещества проходит в направлении $T_2 \rightarrow T_1$, т.е. более холодному зону.

При проведении реакции образуется побочные продукты трихлорсилан, полисилан, хлориды. Рассмотрим методы очистки хлоридов кремния с сликогелем и 30 % ним раствором едкого калия:

1-вариант:

2-вариант:

Наряду с газопоточным методом, очистку кремния проводят диффузионно-транспортным способом, путем его нагревания в парах $SiCl_4$, при этом температура очистки составляет 850-900^{0}C.

Относительно более высокой температуре значительная часть кремния будет взаимодействовать с его тетрохлоридом и переносится в результате транспортной реакции на холодную часть стенки трубчатого реактора.

Тогда для очистки кремния можно применять ампульный способ. В ампулы помещают 4-5 г кремния и заполняют их хлором и вводят в них 1-2 капли $SiCl_4$ либо кристаллики иода. Конец ампулы с кремнием нагревают до 1100 ^{0}C. При этой температуре $SiCl_4$ вступают в реакцию с кремнием:

$$SiCl_4 + Si \Leftrightarrow 2SiCl_2$$

При снижении температуры до 900^{0}C с $SiCl_2$ диспропорционирует

$$2SiCl_2 \Leftrightarrow Si + SiCl_4$$

Когда используется ампула с относительно низкими температурами, транспорт кремния сильно замедляется и процесс проводятся в течение нескольких часов [2].

Выводы:

1. При проведении газопоточных реакций были установлены следующие закономерности: направление переноса вещества из горячей зоны в холодную или наоборот.
2. Для получения кристаллического кремния газопоточный способ с использованием $SiCl_4$ и газопереносчика (водород) при температуре 1050-1100 ^{0}C очень эффективен.
3. Установлено, что в холодной части кварцевой трубки, т.е., электропечи кремний кристаллизуется в виде блестящих тонких игл.

Литература:
1. Ысманов Э. М., Ташполотов И.Т., Мурзахалилов К.С., Садыков Э.С. Низкотемпературное получение технического кремния из органических сырьевых ресурсов // «Техника ва технологиянинг замоновий муамоалори» мавзусидаги өш олимларнинг республика илимий – амалий конференциясининг материаллари, Фаргона,-2002.
2. Руководство по неорганическому синтезу; И. Г. Горичев, Б.Е. Зайцев, Н.А. Кипрянов. М: химия, 1997.-320 с.

УДК 621.372

СОЗДАНИЕ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ЗАЩИТЫ ОТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Садыков Э., Ташполотов Ы., Матисаков Т.К.
Ошский государственный университет

Рассмотрены основные принципы защиты разнообразных объектов от влияния электромагнитных ‘излучений на основе использования радиопоглощающих материалов. Приведен обзор разнообразных типов защитных конструкций и материалов, которые применяются для их изготовления. Рассмотрены электромагнитные свойства радиопоглощающих материалов и сред, в том числе композитных и физические принципы их функционирования.

Воздействие электромагнитного излучения (ЭМИ) различной природы на технические и биологические объекты является существенным фактором, влияющим на их функционирование.

Поскольку в настоящее время значительно возросло количество разнообразных источников ЭМИ (информационные системы, системы связи, навигации и др.) и расширяется используемый частотный диапазон, то весьма актуальными являются проблемы защиты от воздействия электромагнитных сигналов в широкой полосе частот. Наряду с техническими аспектами этих вопросов существуют и иные, в частности, экологические аспекты, которые в ряде случаев являются определяющими.

Разработка систем защиты, и поглощения широкополосного ЭМИ является довольно сложной задачей как с теоретической, так и с практической точки зрения. Жесткие технические требования к таким системам обуславливают необходимость поиска комплексных решений задачи защиты от ЭМИ, а также защиты информации, содержащейся в ЭМИ [1, 2].

Такие решения включают в себя использование не только специальных материалов и покрытий, но и элементов конструкций (строительных или технических), учет электродинамических свойств окружающей среды и т.д.[3].

Правильный учет распространения и распределения радиоволн дает возможность использовать защитные свойства таких элементов конструкций. В данной статье основное внимание уделено таким базовым компонентам систем защиты от ЭМИ, как поглотители. Многообразие материалов и конструкций для этих элементов приводит к необходимости определения целесообразности применения тех или иных устройств для решения конкретных задач.

Радиопоглощающие материалы (РПМ) предназначены для уменьшения отражения радиоволн внутри защищаемых объектов, а также для обеспечения электрогерметичности. Характеристики некоторых серийно выпускаемых поглотителей приведены в [4-5].

С точки зрения электродинамики для более эффективного поглощения электромагнитного излучения предпочтительно использовать материалы, имеющие высокие значения мнимых частей диэлектрической и (или) магнитной проницаемостей.

Основные физические свойства ряда материалов (диэлектриков, сегнетоэлектриков, металлов, их окислов, полупроводников, ферритов), которые могут использоваться при создании поглощающих ЭМИ конструкций, приведены в работах [5]. В этом смысле наиболее эффективным поглощением обладают идеальные проводники (металлы).

В то же время, при падении электромагнитных волн на материал, имеет место отражение от границы раздела сред. Чем больше несоответствие волновых сопротивлений сред, тем больше величина коэффициента отражения. С этой точки зрения использование в качестве

радиопоглощающих материалов металлов в чистом виде оказывается неприемлемым, так как практически невозможно осуществить согласование бесконечно малого волнового сопротивления металла с конечным по величине волновым сопротивлением свободного пространства. Исключение составляют поглотители, в которых поглощение электромагнитной энергии происходит в тонких металлических пленках [5].

При создании широкополосных (ШП) поглощающих покрытий ключевой задачей является согласование поглощающей структуры с окружающим пространством, при котором интегральный эффект отражения минимален. Существует несколько способов уменьшения отражения монохроматических электромагнитных волн от проводящих (отражающих) поверхностей.

Для порошковых материалов, предназначенных для объемного поглощения энергии ЭМИ, одним из главных является вопрос о микроструктуре материала. Оценка роли размера изолированных металлических частиц и микрообъемов приведена в работе [6]. Максимальное поглощение в материале типа металл–окисел алюминия наблюдается при весовом содержании в сплавах металлической составляющей 40–50%.

Разработка и проектирование РПМ и поглотители электромагнитных волн (ПЭВ) основаны на аналитических методах расчета и экспериментальных исследованиях. Задача анализа состоит в том, что по заданным параметрам исходных электромагнитных полей и конструкций поглощающих и отражающих экранов определить степень защиты. При этом определяется распределение электромагнитных параметров по толщине структуры, обосновывается электродинамическая модель для расчета и проводится прямой расчет коэффициента отражения или коэффициента прохождения в заданном диапазоне частот при выбранной толщине структуры и ее геометрической конфигурации.

Наиболее сложным вопросом при разработке РПМ и ПЭВ является задача синтеза для получения заданного коэффициента отражения (прохождения) в требуемых диапазонах частот при определенных ограничениях на параметры материала [6]. Определение электромагнитных параметров составных частей композиционных материалов, распределение их по толщине структуры, обеспечение радиотехнических характеристик и возможностей физической реализации смесей РПМ и ПЭВ входит в задачу синтеза при заданных частотном диапазоне и максимально допустимом коэффициенте отражения [5]. В процессе разработки РПМ подбором специальных сред и распределением их электродинамических и электрофизических характеристик по фазовому пространству материала можно добиться очень малых отражений, вплоть до долей процента.

В работе [7] на основе формул Френеля предложена методика проектирования многослойных ПЭВ, позволяющая выполнить расчет оптимальных широкополосных поглотителей с учетом частотной дисперсии диэлектрической и магнитной проницаемостей материалов слоев. Нахождение оптимального ПЭВ заключается в определении путем реализации процедуры направленного поиска, значений варьируемых параметров, минимизирующих целевую функцию при суммарной толщине слоев, меньше заданной.

Следует отметить, что создание материалов, эффективно поглощающих несинусоидальные (импульсные) сигналы и волновые пакеты, сопряжено с серьезными трудностями. Поглощение электромагнитной волны сопровождается омическими или гистерезисными потерями. Омические потери наблюдаются, например, в пластике с порошковым угольным наполнителем. Практическое его использование для поглощения сигналов с относительно широкой полосой невозможно, в связи с неприемлемым увеличением толщины покрытия. Для существующих в настоящее время ферритовых покрытий согласование импеданса со свободным пространством обеспечивается в сравнительно узкой полосе частот. Анализ показывает, что при отражении несинусоидальных сигналов от ферритового покрытия происходит существенное изменение формы импульса. Так, при попадании на ферромагнитный материал положительных импульсов трапециидальной формы при отсутствии магнитного насыщения потери энергии вообще отсутствуют. Иными словами, ферромагнитные материалы слабо поглощают энергию сигналов с относительно широкой полосой.

Большинство методов расчета предназначено для определения экранных свойств материалов и лишь некоторые из них пригодны для оценки затухания конструктивных элементов изделия в целом. Поэтому приходится разграничивать защитные свойства материалов и изделий из них.

Основными причинами этого являются отличие радиочастотных свойств стыков и различного рода конструктивных элементов от свойств материалов, наличие неизбежных в

конструкциях складок, неровностей, изгибов, близких или кратных длине волны облучающего поля. Сквозное затухание листа материала всегда больше, чем в конструкции, и это необходимо учитывать.

Наиболее трудным для учета оказывается влияние побочных переизлучений, возникающих из-за крупных радиоотражающих поверхностей и даже отдельных резонирующих элементов.

Влияния одиночных переизлучателей чаще всего определяется экспериментально.

Для успешного решения комплексной задачи защиты от воздействия ЭМИ необходимо проведение теоретических и экспериментальных исследований поглощающих свойств образцов различных материалов, отдельных элементов и конструкций из них. Естественно, что одновременно с разработкой радиозащитных средств должны разрабатываться также и соответствующие современные средства и способы контроля их свойств. Некоторые из них предполагают использование обычных интенсиметров, но чаще всего требуют создания современных автоматизированных установок и стендов, отвечающих особым требованиям в отношении чувствительности, динамического диапазона, поляризации, характеристик передающих и приемных антенн и т.д.

Литература:

1. Крылов В.А., Юченкова Т.В. Защита от электромагнитных излучений. – М.: Сов. радио, 1972. – 216 с.
2. Ковнеристый Ю.К., Лазарева И.Ю., Раваев А.А. Материалы, поглощающие СВЧ - излучения. – М.: Наука, 1982. – 164 с.
3. Коварский А.В., Онищенко Л.А., Филатов В.Н. Радиотехнические характеристики композиционных материалов в СВЧ-диапазоне // Дифракция и распростр. электромагн. и акуст. волн. Моск. физ.-техн. ин-т. (М.). – 1992. – С. 126-128.
4. Шнейдерман Я.А. Радиопоглощающие материалы // Зарубежная радиоэлектроника. – 1975. – №2. –С. 93-113; №3. – С. 71-92.
5. Алимин Б.Ф. Современные разработки поглотителей электромагнитных волн и радиопоглощающих материалов // Зарубежная радиоэлектроника. – 1989. – №2. – С. 75-82.
6. Шнейдерман Я.А. Новые радиопоглощающие материалы // Зарубежная радиоэлектроника. – 1969. – № 6. – С. 101-124.
7. Лагарьков А.Н., Панина Л.В., Сарычев А.К. Эффективная магнитная проницаемость композитных материалов вблизи порога протекания // ЖЭТФ. –1987. – Т.93, вып. 1(7). – С. 215-221.

УДК 662.997.534.4

ОПТИМИЗАЦИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СИСТЕМ СОЛНЕЧНЫХ КОЛЛЕКТОРОВ

Сатыбалдыев А.Б., Матисаков Т.К.

На статье исследованы гидравлические характеристики солнечно – водонагревательной установки (СВУ) и разработана методика расчета ее эффективности на основе математического моделирования.

On this paper the hydraulic characteristics of the sun - water heater and the method of calculation of its efficiency on the basis of mathematical modeling.

Важную роль в процессе повышения эффективности солнечных водонагревательных установок играет организация движения теплоносителя в системе. Равномерность потока теплоносителя, малый перепад давления, простота изготовления и низкая стоимость, учитываюүиеся при разработке конструкции, причем обеспечение равномерности потока теплоносителя считается важным фактором[1].

В разработке новых тепловых и гидравлических схем работы солнечно-водонагревательных коллекторов (СВК) в СВУ можно реализовать с помоүью нескольких

вариантов соединений коллекторов. Возможные оптимальные варианты соединений следуюүие: параллельно, последовательно и последовательно-параллельно.

У каждой из этих выше описанных видов соединений есть свое достоинство и недостатки. Теплотехнический и гидравлический расчет ГВС заданной конфигурации выполняют на основе отдельной расчетной схемы. Поток солнечной радиации, поглоүенный системой солнечных коллекторов, вызывает нагрев воды, циркулируюүей через коллекторы. Циркуляция воды в системе обеспечивается работой насоса (системы с принудительной циркуляцией) или гидростатическим давлением, вызванным разностью плотностей воды в коллекторах (системы с естественной циркуляцией). В системах принудительной циркуляцией расход воды G через коллекторы является постоянной, а естественной циркуляцией переменной величиной. На рис. 1 приведены видов схемы соединений коллекторов в системе солнечной водонагревательной установки для горячего водоснабжения.

Система может быть представлена в виде отдельных элементов, процессы теплопередачи между которыми характеризуются средними в пределах каждого элемента значениями коэффициентов теплообмена;

Температура теплоносителя в отдельных коллекторах изменяется равномерно от входа к выходу.

При последовательном и параллельном соединении коллекторов идентичным теплотехническим параметром выработанная энергия коллекторами будет одинаковыми.

Для вырабатываемой полезной энергии один из последовательно-параллельно соединенных коллекторов (рис. 1 а) можно найти из формулы[2]

$$Q_{ij} = G_{ij}\rho c_p\left(t_{(i+1)j} - t_{ij}\right) \qquad (1)$$

где G – расход воды; ρ – плотность воды; c_p – теплоемкость воды.

При $j=1$ и $i=1,2,3,...n$ выражение (1) примет вид

$$\sum_{i=1}^{n} Q_i = \sum_{i=1}^{n} G_i \rho c_p\left(t_{i+1} - t_i\right) \qquad (2)$$

Для системы с естественной циркуляцией изменение расход воды рассчитывается по формуле

$$G = \frac{gH\beta_{\bar{t}} F_k q\eta}{c_p \rho_{\bar{t}}} \frac{1}{\left(\xi \frac{\vartheta_к^2}{2} + \lambda \frac{L_{Tp}}{d_{Tp}} \frac{\vartheta_{Tp}^2}{2}\right)} \qquad (3)$$

где q, F_K – интенсивность падаюүего на коллектор излучения и плоүадь СК; η – КПД солнечного коллектора; $\beta_{\bar{t}}$ – коэффициент объемного расширения воды; $\rho_{\bar{t}}$ – плотность воды при средней температуре в солнечного коллектора (СК); ϑ_k – скорость движения воды в каналах коллектора; ϑ_{Tp} и L_{Tp} – скорость воды в соединительных трубопроводах и их длина; ζ, и λ – коэффициенты сопротивления коллектора и трения трубопроводов; d_{Tp} – диаметр трубопровода; g – ускорение свободного падения.

Из уравнения (2) можно анализировать, что расход воды сильно зависит от коэффициента λ. При течении жидкости по теплопринимаюүей трубе коллектора трения трубопроводов оказывает сильное влияния ее движения.

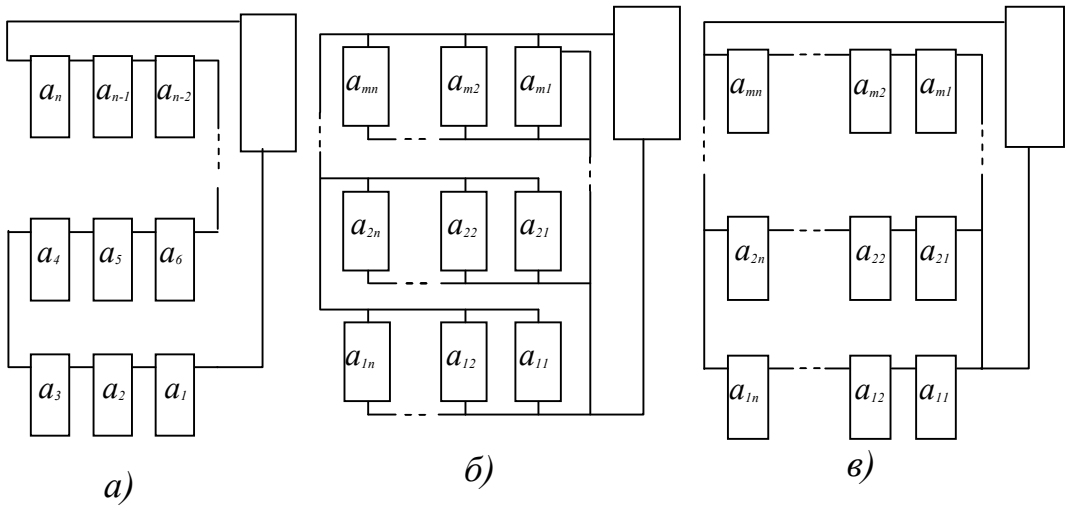


Рис.1. Структурная схема СВУ собранной из СВК при последовательном, параллельном и последовательно-параллельном соединении коллекторов

Местное сопротивление и сопротивления электрического проводника имеют одинаковую структуру. Аналогичные явления должны протекать в геометрически подобных системах. Тогда для последовательно и параллельно соединенных коллекторов можно найти как сопротивление электрической цепи:

при последовательном

$$\frac{1}{\lambda} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\lambda_i}; \qquad (4)$$

при параллельном

$$\lambda = \sum_{i=1}^{n} \lambda_i . \qquad (5)$$

Используя выражения (1) и (2) введем обозначения

$$\begin{cases} a_{ij} = G_{ij} \rho c_p; \\ x_i = \left(t_{(i+1)j} - t_{ij}\right); \\ b_i = \sum_{i=1}^{n} G_i \rho c_p \left(t_{i+1} - t_i\right). \end{cases} \qquad (6)$$

Для системы, состояүей из n последовательно и m параллельно соединенных коллекторов можно (рис. 1 *а*) написать системы линейных уравнений:

$$\begin{cases} a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + \ldots + a_{1n}x_n = b_1, \\ a_{21}x_1 + a_{22}x_2 + \ldots + a_{2n}x_n = b_2, \\ a_{31}x_1 + a_{32}x_2 + \ldots + a_{3n}x_n = b_3, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ a_{m1}x_1 + a_{m2}x_2 + \ldots + a_{mn}x_n = b_m. \end{cases} \qquad (7)$$

При решении уравнении (7) нам не известно свободный член b_i его определяем b_i при требуемой температуре $\left(t_{i+1} - t_i\right)$ выходе из последовательно соединенных n коллекторов. Требуемая температура $\left(t_{i+1} - t_i\right)$ это предельная значения температуры при повышении ее превысит тепловых потерей коллекторов. В этом случае можно определить оптимальные числа коллекторов в системе.

Решая системы уравнений (7) по методу Гаусса можно привести к одной из этих из следуюүих систем:

$$\begin{cases} c_{11}x_1 + c_{12}x_2 + \ldots + c_{1n}x_n = d_1, \\ \qquad c_{22}x_2 + \ldots + c_{2n}x_n = d_2, \\ \qquad\qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ \qquad\qquad\qquad c_{mn}x_n = d_m. \end{cases} \qquad (8)$$

где $c_{ij} \neq 0$ (i=1, 2, 3 , n), c_{ij} - некоторые коэффициенты, d_i - свободные члены;

$$\begin{cases} c_{11}x_1 + c_{12}x_2 + \ldots + c_{1m}x_m + \ldots + c_{1n}x_n = d_1, \\ \qquad c_{22}x_2 + \ldots + c_{1m}x_m + \ldots + c_{2n}x_n = d_2, \\ \qquad\qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ \qquad\qquad\qquad c_{mm}x_m + \ldots + c_{mn}x_n = d_m. \end{cases} \qquad (9)$$

где $n<m$.

Система (8) имеет единственное решение, значение x_n находится из последнего уравнения, x_{n-1} – из предпоследнего, x_1 – из первого.

Система (9) имеет бесконечное множество решений. Из последнего уравнения можно выразить одно из неизвестных (например, x_m) через остальные n-m неизвестных (x_{m+1}, x_{m+2}, 2 , x_n), входяүих в это уравнение. Из предпоследнего уравнения можно выразить x_{m-1} через эти неизвестные и т.д. В полученных формулах, выражаюүих x_1, x_2, 2 , x_{m-1}, x_m через x_{m+1}, x_{m+2}, 2 , x_n, последние неизвестные могут принимать любые значения.

Анализируя, выше описанных составим алгоритма расчета теплосети системы коллекторов.

Алгоритм расчета теплосети системы коллекторов может быть следуюүим:

Зададим исходные данные. Потом определим значений гидродинамических коэффициентов и теплотехнических параметров в разных видах соединений. В этом этапе определится изменение местных сопротивлений в зависимости канала и его вида соединения. Затем идет расчет температур выходящих из коллекторов, и программа просматривает оптимальные видов соединения.

Найденные средние значения температур в разных точках системы используются для уточнения, тепло полученные от солнечного излучения в рамках решения задачи гидродинамических свойств системы. Блок-схема расчета теплосети системы коллекторов приведена на рис.2.

Для проверки адекватности результатов расчета по составленной модели было выполнено численное моделирование в программе Delphi 7. Математическая модель гидродинамические характеристики параметры соответствовали экспериментальным условиям. Результаты моделирования в среде Delphi 7. приведены на рис. 3-5. Видно, что при последовательно-параллельном соединении коллекторов в системе наблюдается повышение эффективности системы значительно и равно 11,9%.

С помоүью моделью можно определить оптимальные количества солнечных коллекторов соединенных последовательно так и параллельно.

Результаты математического моделирования могут быть использованы при проектировании системы солнечного горячего водоснабжения автономного объекта.

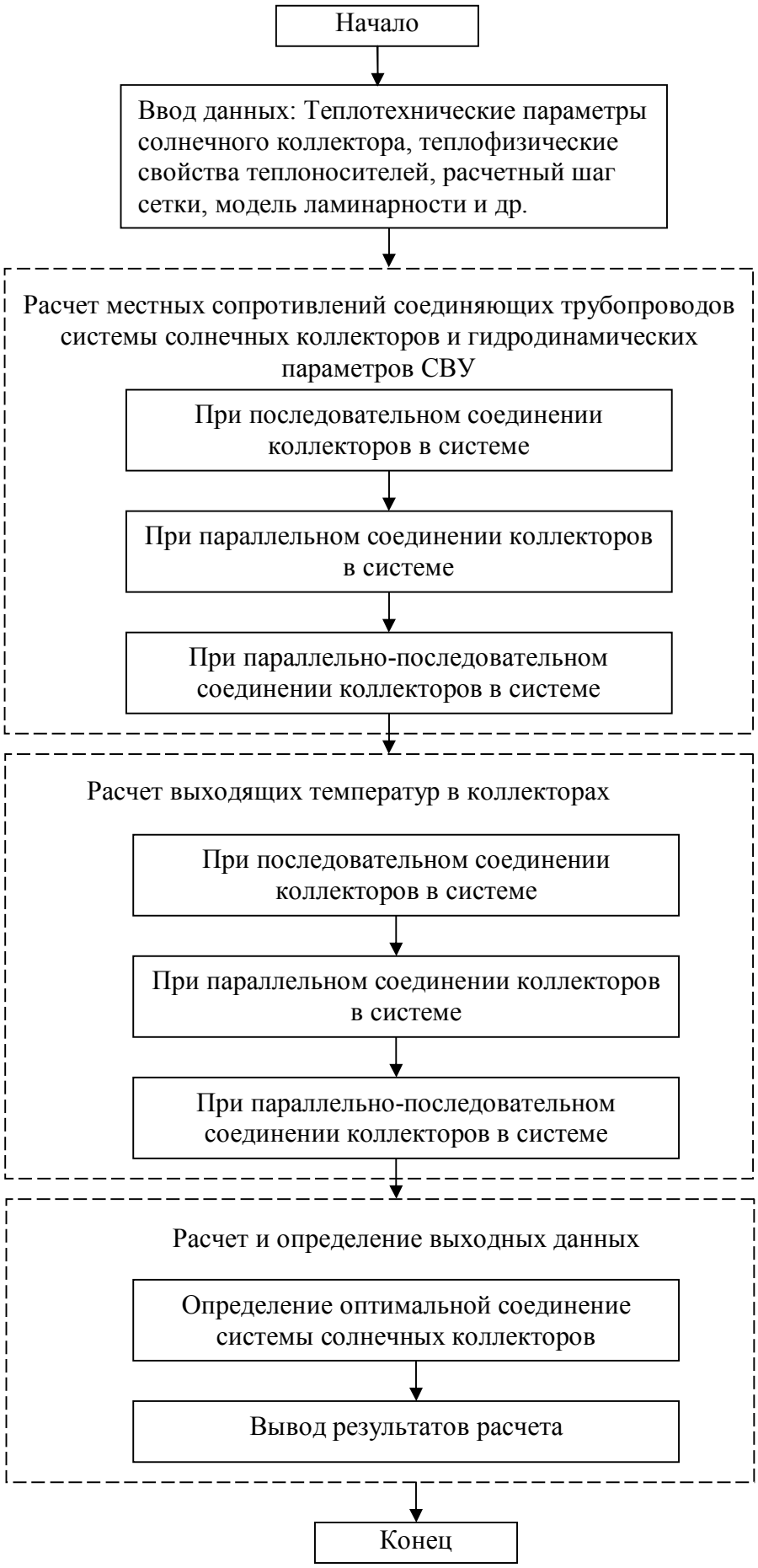

Начало
Ввод данных: Теплотехнические параметры солнечного коллектора, теплофизические свойства теплоносителей, расчетный шаг сетки, модель ламинарности и др.
Расчет местных сопротивлений соединяющих трубопроводов системы солнечных коллекторов и гидродинамических параметров СВУ
При последовательном соединении коллекторов в системе
При параллельном соединении коллекторов в системе
При параллельно-последовательном соединении коллекторов в системе
Расчет выходящих температур в коллекторах
При последовательном соединении коллекторов в системе
При параллельном соединении коллекторов в системе
При параллельно-последовательном соединении коллекторов в системе
Расчет и определение выходных данных
Определение оптимальной соединение системы солнечных коллекторов
Вывод результатов расчета
Конец

Рис. 2. Блок-схема расчета теплосети системы коллекторов.

а)

б)

в)

Рис.3. Зависимость теплоносителя в баке-аккумуляторе от количества коллекторов: а – при последовательном, б – параллельном и в – последовательно-параллельном соединении коллекторов в системе. с кривыми и ——— даны соответственно в системе циркуляции воды совершается естественным и принудительным путем.

Литература:

1. Вардияшвили А.Б., Теймурханов А.Т., Товарных Г.Н. Приближенный метод определения скорости движения теплоносителя в термосифонной установке // Гелиотехника. - 1991. - №3. - С. 58-61.

2. Сатыбалдиев А.Б., Матисаков Т.К. Определение режима естественной циркуляции воды в СВУ на основе математического моделирования. Известия ОшТУ. Выпуск №1, г. Ош, 2009. – 180 с., С. 160-162.

УДК 622.02 (075.8)

ЭЛЕКТРОТЕРМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ ГОРНЫХ ПОРОД

Султаналиева Р.М.
КГТУ им. И. Раззакова, г. Бишкек, Кыргызская Республика

Для извлечения металлов или других ценных минералов из руд и горных пород выполняются технологические работы по их дроблению и измельчению. Известно, что руды цветных, редких и благородных металлов, в основном, имеют высокую прочность.

Из-за низкого к.п.д. механического измельчения и дробления эти процессы являются наиболее энергоемкими и дорогостоя щими. Поэтому предварительное разупрочнение крепких руд и минералов (до измельчения) путем воздействия на них физическими полями составляет важную часть технологической цепочки извлечения металлов и полезных компонент.

Из всех известных и в какой-то мере изученных видов энергии, с точки зрения способности влиять на разупрочнения, приводящий к разрушению горных пород, наиболее перспективна энергия электромагнитного поля высокочастотного (ВЧ) и сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона [1].

Электротермическое разрушение заключает в себе ряд процессов, протекаю щих в определенной последовательности и приводя щих в конечном счете к разрушению породы. В породу вводят электромагнитную или электрическую энергию, увеличивая частоту электромагнитного поля, концентрируют ее в заданном объеме. Электромагнитная энергия преобразуется породой в тепло, в результате чего объем породы расширяется , изменяется их механические свойства, происходит нарушение структурных связей, приводя щий в конечном счете к разупрочнению, в дальнейшем к разрушению.

Если, нагретый объем породы при расширении испытывает реакцию *p* со стороны окружаю щей его породы, причем окружаю щая порода препятсвует расширению объема , то создается на его поверхности сжимаю щая нагрузка. При расширении под нагрузкой *p* объем породы производит работу *A*. Поэтому указанный объем называют “рабочим телом”. Работа *A* расходуется на разрыв связей в породе, на прорастание тре щин; в конечном счете – на разрушение породы. Работа рабочего тела определяется по формуле [2].

$$A = \frac{\beta \mathrm{pV_0T} - \mathrm{p}^2\mathrm{V_0}}{2\gamma_0} \qquad (1)$$

где породы; T-среднее значение температуры в объеме ; -объемный модуль упругости породы.

Положив температуру окружающей породы за начало отсчета, будем для простоты записи вместо *T*- записывать эту разницу как *T*. Объемный модуль упругости породы:

$$\gamma_0 = \frac{\gamma}{[3(1-2\mu)]} \qquad (2)$$

где -модуль Юнга, Среднюю разность температуры в объеме , среднюю температуру рабочего тела, определяют как

$$T = \frac{N\,t}{(cmV_0)} \qquad (3)$$

При оптимальной нагрузке на рабочее тело, равной $p_{ОПТ}$ оно производит максимальную работу $\mathrm{A}_{\max}$, которая определяется из уравнения :

$$\mathrm{A}_{\max} = \beta^2 T^2 V_0 Y_0 / 2. \qquad (6)$$

Выше сказано, что нагретый объем породы преобразует тепловую энергию в механическую. К.п.д. такого преобразования энергии:

$$\eta = A/W \qquad (7)$$

Поскольку работа, производимая рабочим телом, изменяется от нуля до максимальной величины A_{max}, то соответственно меняется и η. Максимальное значение η достигает при A_{max}. Для определения максимальной величины η_{max}, используют A_{max} из выражения (6), а энергия W, затраченная на нагревание рабочего тела V_0 до температуры T определяется формулой

$$W = cmV_0T \qquad (8)$$

Подставляя значения A_{max} и W в формулу (7), получаем:

$$\eta_{max} = \beta^2 TY_0 / (2cm) \qquad (9)$$

Из формулы (9) следует, что для увеличения η_{max} целесообразно увеличивать температуру рабочего тела T, т.е. следует увеличивать концентрацию энергии в рабочем теле. η_{max} получается большим для упругих, плотных пород, у которых β и Y_0 имеют высокие значения.

Удельной энергоемкостью разрушения породы (или короче - энергоемкостью) называют удельной расход энергии на разрушение единичного объема породы:

$$q = W / V \qquad (10)$$

Очевидно, что минимальная энергоемкость разрушения породы достигается при максимальной производительности, когда $V = V_{max}$. Введя в уравнение (10) значение W и V_{max} из ,(8) и (9), получим общее выражение для минимальной энергоемкости разрушения породы:

$$q_{min} = 6cm\ \sigma^2 k(1-2\mu)/(\beta^2\ TY^2). \qquad (11)$$

где σ –предель прочности породы на растяжение (Па); k –модуль объемной упругости; c– удельная теплоемкость породы; β – коэффициент объемного теплового расширения; μ – коэффициент Пуассона; γ– модуль Юнга.

Анализируя выражения для V_{max} и q_{min} можно сделать следую щие выводы: рост концентрации энергии в рабочем теле приводит к увеличению производительности разрушения и уменьшению энергоемкости разрушения породы. Поскольку для более прочных пород отношение Y/σ больше, чем для менее прочных, следует, что эффективность электротермического разрушения выше для более прочных пород, в отличие от механического разрушения, для которого эффективность уменьшается при увеличении прочности породы.

Отметим еще одну особенность электротермического разрушения: после разупрочнения в породе продолжает держаться растягивающие напряжения и рост трещин продолжается, тогда как при механическом разрушении такого явления нет [3].

Характерно, что при высокочастотных контактных электротермических способах породы могут быть разрушены еще до достижения теплового пробоя — из-за термических напряжений между нагретым и холодным участками породы.

В результате же воздействия электромагнитного поля порода прогревается на значительную глубину, которая зависит от частоты поля и от электрических свойств породы. Эффективность процесса разрушения увеличивается, а энергоемкость снижается, поскольку разрушение породы происходит в большей мере от растягиваю щих напряжений.

Литература:

1. Москалев А.Н. и др. Способ разрушения горных пород электромагнитными волнами. М.; 1977.
2. Ржевский В.В., Протасов Ю.И. Электрическое разрушение горных пород. М.; Наук, 1972.
3. Ржевский В.В., Новик Г.Я. Основы физики горных пород. М.; Недра, 1984.

МЕТОД РАЗУПРОЧНЕНИЯ РУД И МИНЕРАЛОВ

Тажибаев К.Т., Султаналиева Р. М.
Институт геомеханики и освоения недр НАН КР,
Кыргызский государственный технический университет имени И. Раззакова

Предложен метод разупрочнения руд и минералов, заключаю үийся в предварительном воздействии до их измельчения СВЧ волнами по установленному оптимальному времени воздействия.

The method dehardening ores and the minerals, consisting in preliminary influence before their crushing of the microwave oven by waves on established optimum time of influence is offered

При переработке минерального сырья, с целью извлечения металлов и полезных компонент, в технологические процессы дробления и измельчения вовлекаются большой объем трудно измельчаемых руд и минералов. Известно, что руды цветных, редких и благородных металлов, в основном, имеют высокую прочность. Использование для этих руд традиционных способов измельчения приведет к росту энергозатрат, интенсивному износу металлических частей мельниц, к значительным потерям извлекаемых металлов и к накоплению большого количества минеральных отходов, т.е. к нарушению экологического равновесия в зоне влияния горнорудного производства. В связи с этим необходимость разрабатывать способы воздействия на горные породы, изменяю үие их прочность в сторону уменьшения, улучшающие раскрываемость минеральных зерен, экологически чистые технологии извлечения металлов из крепких руд в настоя үее время стала движущей силой новых исследований влияния физических полей на механические свойства горных пород.

При извлечении металлов, полезных минералов из руд и горных пород процессы их дробления и измельчения, том числе тонкого измельчения в мельницах предшествуют процессам флотации, обогащения. Из-за низкого к.п.д. механического измельчения и дробления эти процессы являются наиболее энергоемкими и дорогостоящими. Поэтому предварительное разупрочнение крепких руд и минералов (до измельчения) путем воздействия на них физическими полями составляет весьма важную часть технологической цепочки извлечения металлов и полезных компонент. Воздействие электрических, электромагнитных полей на горные породы приводит к изменению их механических свойств, формированию и изменению структурных остаточных напряжений на границах и внутри зерен, нарушению структурных связей, приводя үие к разупрочнению крепких руд и минералов.

Степень разупрочнения руд при внешнем воздействии физических полей определяется свойствами составляющих минералов, их содержанием, расположением, ориентацией в пространстве, структурным состоянием и параметрами воздействую үих полей. И пэтому, как показывают результаты экспериментальных работ, механические свойства горных пород, подвергнутых физическому воздействию, изменяются в широком диапазоне. Остаточные напряжения формируются при воздействиях на твердые среды физических полей, и в зависимости от их уровня и знака (растягивающее или сжимающее) оказывают существенное влияние на их прочностные свойства.

Из всех известных и в какой-то мере изученных видов энергии, с точки зрения способности влиять на физико-механические свойства пород и руд, наиболее перспективна энергия электромагнитного поля высокочастотного (ВЧ) и сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона. Наиболее эффективным способом является способ измельчения руд с предварительным воздействием на них электромагнитными СВЧ волнами [1].

Недостатки известных способов разупрочнения руд состоит в том, что в них не предусмотрено точное определение оптимальной продолжительности воздействия на руду СВЧ волнами. Наши исследования показали, что длительные воздействия СВЧ волн могут привести, наоборот, к увеличению прочности (к упрочнению), а не достаточно продолжительное воздействие волн – к не существенным структурным изменениям, в результате чего не обеспечивается разупрочнение и уменьшение энергоемкости измельчения руд. Действительно, результаты исследований указывают на необходимость определения оптимального режима СВЧ – обработки для каждого конкретного вида минерала, руды, горной породы. Случайно выбранный режим воздействия СВЧ – полем может не дать положительного результата. Следует отметить,

что длительность воздействия СВЧ волн определяет не только эффект разупрочнения или упрочнения, но и количество потребляемой энергии.

В связи с этим нами проведены экспериментальные исследования энергоемкости измельчения горных пород и руд с целью управления их прочностными свойствами путем воздействия на них сверхвысокочастотными электромагнитными волнами - СВЧ облучением.

Для проведения исследований отбирают пробу руды, из которого изготавливают навески, то есть куски со средним размером 2 см по 25 штук для каждого режима СВЧ воздействия. Опыты для каждого режима повторяется 5 раз. В одном опыте измельчается по 5 кусков руды свободно падающим грузом по известной методике определения коэффициента крепости по толчению [2].

Для обеспечения представительности данных из рудного месторождения отбирают по одной пробе руды из каждого места, в котором нужно определить показатели измельчения, и чтобы из пробы можно было получить не менее 30 навесок по 5 кусков каждая. Навески должны состоять из 5 кусочков размером в 20-25 мм в поперечнике каждый, которые получают, раскалывая отобранные куски. Для каждого отдельного определения используется, как указано выше, 5 навесок. Полученные этим методом данные, отличаются сравнительно невысоким коэффициентом вариации равным в среднем 10-15%. Поэтому для получения надежной средней величины коэффициента крепости и удельной энергоемкости измельчения производится по 5 определений для каждой продолжительности СВЧ воздействия на одной и той же пробе породы. Для определения коэффициента крепости разработан специальный прибор ПОК (прибор для определения крепости), состоящий из трубчатого копра, измерителя мелкой фракции [2]. Каждая отдельная навеска дробится в стакане вертикально трубчатого копра прибора ПОК гирей массой 2,4 кг, сбрасываемой с высоты 600мм. В случае необходимости изменение величины работы разрушения при толчении целесообразно производить только варьированием числа ударов падаю үей гири по навеске.

Вес гири и высоту ее сбрасывания следует оставлять постоянным. Получавшаяся после толчения мелочь высыпается из стакана копра на сито с отверстиями 0,5мм, и 5 навесок, раздробленных по отдельности в копре прибора, просеивается. Фракция размером мельче 0,5мм (прошедшая через сито с этим размером) собирается и насыпается в стакан объемомера диаметром 23 мм, при помощи которого определяется высота столбика этой пылевой фракции. Величина коэффициента крепости исследуемой горной породы вычисляется по отношению затраченной на дробление работы к вновь образованной поверхности по эмпирической формуле М.М. Продьяконова

$$f_T = \frac{20n}{l} \qquad (1),$$

где n –число ударов свободно падаю үего груза по одной навеске; l –высота столбика пыли в объемомере, мм.; f_T - коэффициент крепости по толчению.

Исследованиями установлено, что вновь образованная при дроблении хрупкого материала поверхность складывается в основном (примерно на 90%) из поверхности мельчайших кусочков величиной менее 0,5 мм. Поэтому для значительного упро үения метода после дробления определяется поверхность только мелких фракций - менее 0,5 мм – то есть величина высоты столбика пыли в объемомере при этом пропорциональна вновь образованной поверхности полученных при дроблении кусочков.

Обычно для руд с низкой и средней прочности производят в зависимости от прочности руды от 3 до 15 ударов. Для подавляю үего большинства руд кривая зависимости выхода пыли, характеризуемого величиной l, завися үей от затраченной на дробление работы А имеет тенденцию к выполаживанию при больших значениях А. Поэтому рекомендуется подбирать для каждой испытываемой руды соответствую үее определенной работе А число ударов при разрушении навески, чтобы выход пыли l был примерно в пределах от 20 до 70 мм. В формуле (1) числитель - $20n$ пропорционально работе, затраченной на дробление навески, а l пропорционально вновь образованной поверхности.

По предлагаемому методу определяется величина удельной энергоемкости измельчения руды - К при разных величинах длительности СВЧ воздействия по предложенной нами формуле:

$$\hat{E} = \frac{nE_i}{V} \quad (2) \quad \text{или} \quad K = \frac{n \cdot mgh}{Sl} \quad (3)$$

где E_i - энергия единичного удара; V -объем фракции с размером менее 0,5 мм; m –масса свободно падаю үего груза; g -ускорение свободного падения; n –число ударов свободно падаю үего груза по одной навеске; l –высота столбика пыли в объемомере, мм.; h -высота падения груза; S -площадь сечения объемомера.

По полученным пяти значениям удельной энергоемкости измельчения руды определяется среднеарифметическое значение.

Поставленная задача решается тем, что по данным определения удельной энергоемкости измельчения навесок руд для исходного состояния и для разных величин длительности СВЧ воздействия строится график (рисунок 1,2). По данным графика зависимости «удельная энергоемкость измельчения – продолжительность времени воздействия СВЧ волн» устанавливают оптимальное значение продолжительности времени воздействия СВЧ волн, соответствующ ее минимальному значению удельной энергоемкости измельчения данной руды. Далее установленное оптимальное значение продолжительности времени воздействия СВЧ волн принимают для обработки всей руды данного типа и размера кусков, подлежащих к измельчению [3].

Для облучения используется СВЧ - печь (в лабораторных условиях применяется микроволновая печь). В печи электричество, проводимое магнетрону, используется для генерации микроволновой энергии. Микроволны проникают в зону воздействия через отверстия внутри печи и не могут проникать через металлические стенки печи, в печи можно выбирать 5 уровней микроволновой мо үности. Использовалась уровень мо үности – 700 Вт. Частота микроволн – 2450 МГц. Полезный объем печи составляет 0,03 м^3. Образцы руд навесками по 200–250 г и средними размерами 20-25 мм поме үались вовнутрь печи и облучались СВЧ - импульсами. Первоначально определяется исходные данные, т.е. коэффициент крепости по толчению и удельно-объемная энергоемкость измельчения исходного (не облученного) состояния руды. Затем такие же куски из руды подвергаются воздействию СВЧ волн в микроволновой печи.

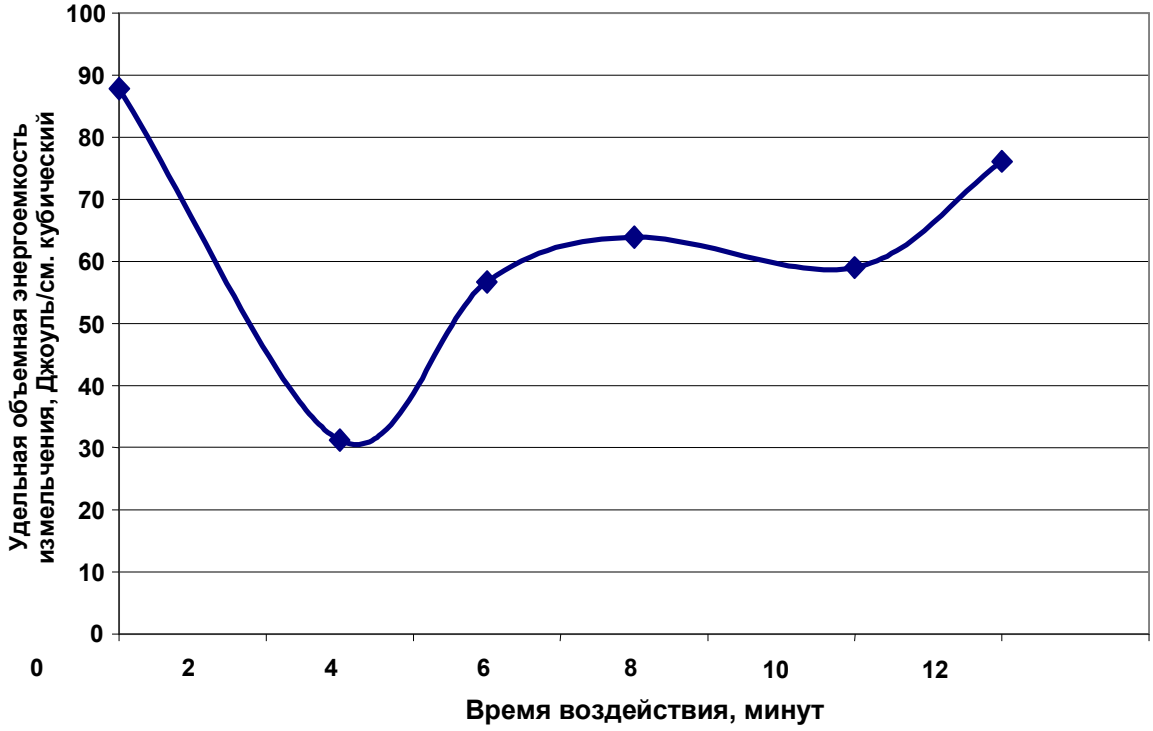


Рисунок 1 – Зависимость удельно-объемной энергоемкости измельчения от времени воздействия СВЧ электромагнитной волны (диорит, месторождение Токтозан)

Рисунок 2– Зависимость удельно-объемной энергоемкости измельчения от времени воздействия СВЧ электромагнитной волны (кварц, месторождение Восточный – Коунрад, образец 7, ПК298+50).

Как видно из рисунков 1,2, оптимальное значение времени воздействия СВЧ волн для диорита (месторождение Токтозан), составляет 3 минуты, а для кварца (рудник Восточный Коунрад) – 5 минут.

Следует отметить, что экономия энергии на помоле при предварительном воздействии СВЧ волнами должна не только компенсировать энергозатраты на нагрев при предварительном СВЧ воздействии, но и обеспечить в конечном итоге существенную экономию энергии. При этом обеспечивается также уменьшение расхода металла за счет уменьшения износа металлических частей мельниц, увеличение выхода полезного компонента (извлекаемого металла) за счет улучшения раскрываемости минеральных зерен, так как при оптимальной продолжительности воздействия на руду СВЧ волнами происходит существенное разупрочнение руды (прочность и удельная энергоемкость измельчения уменьшается до 2 - 2,5 раза).

Судя по снижению прочности можно отметить, что уменьшение износа, следовательно, расхода металла в мельницах тоже будет значительным. Структурными анализами показаны, что при воздействии СВЧ волн улучшается раскрываемость зерен извлекаемых металлов и минералов, за счет чего увеличивается выход извлекаемого компонента. Например, как показывают наши опыты и расчеты, для диорита месторождения Токтозан удельная энергоемость измельчения в исходном состоянии составляет 87 Дж/см^3 , а после 3 минуты воздействия СВЧ волн – 30 Дж/см^3 (рис. 1) . Расход энергии при мо үности печи 0,7 кВт и в течении 3 минуты составляет 0,7*0,05ч = 0,035 кВт час или 35 Вт час*3,6* 10^3 = 126000 Дж. При полезном объеме печи 30000 см^3 удельный расход энергии на 3 минутное СВЧ облучение составляет 126000 / 30000 = 4,2 Дж/см^3 . С учетом расхода энергии на СВЧ облучение об үая удельная энергоемкость измельчения составляет 30+4,2 = 34,2 Дж/см^3. Таким образом, экономия энергии при оптимальном СВЧ облучении, по сравнению с необлученным (исходным) состоянием, составляет 87-34,2 = 52,8 Дж/см^3, или экономия энергии при измельчении диорита после СВЧ облучения составляет 60,7%.

Литература:

1.Абкин Е.Б. и др. Измельчение руд с применением электромагнитной энергии СВЧ. Обогащение руд (Ленинград), 1986, № 6, -с. 2-5.

2. Ильницкая Е.И., Тедер Р.И., Ватолин Е.С., Кунтыш М.Ф. Свойства горных пород и методы их определения. -М. :Недра. -1969. –452с.

3. Тажибаев К.Т., Султаналиева Р.М., Акматалиева М.С., Тажибаев Д.К. Способ измельчения руд и минералов / Патент Кыргызской Республики: №1503, зарегистрировано в Государственном реестре изобретений Кыргызской Республики 31.10. 2012г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПРЕДЕЛЬНОГО ОТКОСА МЕТОДОМ УДЕРЖИВАЮЩИХ СИЛ

Токонбекова К.Ч., Шамшиев Т.С.

Устойчивость откосов, бортов карьеров является одним из основных вопросов при разработке месторождений полезных ископаемых открытым способом. С ней связаны безопасность работ на горных склонах и в карьерах, вопросы технологии, предельные углы наклона откосов и бортов предельная высота откосов и глубины карьеров. Большое значение имеет определение предельных параметров бортов карьеров. Завышенные предельных размеров откосов приводят к возникновению обрушений и оползней, который причиняют большой ущерб предприятиям, введут к большим потерям готового к выемке полезного ископаемого и опасны для работающих людей механизмом. Отсюда вытекает целесообразность строить более эффективных методов оценки устойчивости откосов и бортов карьеров. В данной статье предлагается новый метод определения устойчивости откосов.

Если известно направления поверхности разрушения, то с помощью формулы

(1)

можно определить коэффициент запаса устойчивости,

где , - модифицированный угол внутреннего трения, коэффициент запаса устойчивости; с- сцепление; , - угол внутреннего трения; - усилия на поверхности разрушения; - угол наклона поверхности разрушения.

По формуле (1) можно определить направлению удерживающих и сдвигающих усилий. Направление сдвигающих и удерживающих сил показано в рис. 1.

Рис.1. Направление сдвигающих и удерживающих усилий t, и – соответственно, , - проекции сдвигающих и удерживающих усилий на поверхности разрушения, - угол наклона касательной, направление сдвигающих и удерживающих усилий, R- поверхностные силы.

Если поверхность возможного разрушения плоская (рис.2.) интегрирование (1) по поверхности разрушения дает

(2)

где - силы, действующие на откос; G- вес призмы обрушения; , - разности абсцисс и ординат точек выхода потенциальной поверхности разрушения на дневную поверхность.
Вычислив , из (2) по формуле

, (3)

можно определить коэффициент запаса устойчивости откоса.
Формулу (2) можно применять для определения коэффициент устойчивости откоса в случаях, когда в его пределах существует ряд плоскостей ослабления или имеет криволинейную форму. Для это призму обрушения разобьем на n блоков (рис. 3.).

Учитывая, толь нормальные силы между блоками получим

(4)

где , , - соответственно угол наклона основания, ширина и вес -блока.

Рис. 2. Силы, действующие.на откос

Эффективным способом решения уравнения (4) является метод касательных Ньютона

(5)

Уравнения (5) $\xi_{m+1} = \xi_m - \frac{F(\xi_m)}{F'(\xi_m)}$ имеет весьма быструю сходимость. Обычно в пределах двух или трех итераций можно достичь требуемой точности.

Если на поверхностях ослабления механические характеристики разные, то в место и *c* надо ставить соответствующие величины.

В выше полученных формулах не учитываются силы трения между блоками.

Установлено, что допущение о горизонтальности сил или пренебрежение трением между блоками, всегда приводит к более низкому значению коэффициента устойчивости .

В отличие других способов, предлагаемый метод учитывает только удерживающие силы.

Рис. 3. Разбиение призму обрушения на блоки.

Теперь будем учитывать трение между блоками (рис.4). Будем полагать, что угол наклона сил взаимодействия является постоянной величиной для каждого блока. Такое допущение оказывает малое влияние на результат вычисления .

Чтобы исключить , систему координат будем вращать на угол тогда, формула (1) для *i*- блока имеет вид

где

.

.

Рис. 4. Учет силы трение между блоками. Поворот систему координат

После чего, сложив выражений составленный для каждого блока получим

(6)

Как и выше уравнению (6) будем решать методом касательных. Если определяются предельные параметры откоса вместе необходимо ставить . При определении коэффициента устойчивости откоса при заданных параметрах, вместе следует ставить .

Для сравнения результатов вычисления полученных по данной методике были определены условные высоты откосов .

В таблице 1 показано сравнение результатов вычисления зависимости от угла наклона откоса, полученных по данной методике, с другими известными методами: 1- по методу моментной точки ; 2- по методу Фисенко Г.Л. ; 3- по методу Попова И.И. ; 4- по формуле (4) без учета силы трения и трещины отрыва; 5- по формуле (6), с учетом силы трения и тещины отрыва; 6- по формуле (4) без учета силы трения между блоками и трещины отрыва.

Из таблицы 1 видно, что результаты, полученные по формуле (4), близки к результатом работы , а при без учета трещины отрыва решение близко к результатам более точных методов.

.

По соотношению (1) определяется направление удерживающей силы, а значение которой найдем в виде

В табл. 2 дана зависимость условной высоты откоса от его угла наклона, вычисленные методом удерживающих сил с учетом трещины отрыва.

Рис.5. Зависимость 1/H' от угла наклона, от коса для =15°.

Таблица2

Литература

1. Мекенбаев Б.Т., Дуйшеналиев Т.Б. Расчет устойчивости откосов и бортов карьеров методом удерживающих сил.
2. Фисенко Г.Л. Устойчивость бортов карьеров и отвалов. М., Недра 1965.-378 с.
3. Попов И.И. и др. Расчет параметров предельного откоса коэффициента запаса устойчивости // горный журнал.- 1986. - №12-с. 27-31.
4. Хуан Я.Х. устойчивость земляных откосов: пер. с англ.- М.: Стройиздат, 1988.- 240 стр.
5. Корн Г., Корн К. Справочник по математике- М.: Наука, 832 с.

УДК. 621.315.592.

КРЕМНИЙ КРИСТАЛЛЫН ОТУРУКТАШТЫРУУ ПРОЦЕССИНДЕ ИЧКИ ЭНЕРГЕТИКАЛЫК АБАЛДАРЫ КАНЫГУУГА ЭЭ БОЛГОН АРАЛАШМАЛАР

Б.Чотонов, ЖАМУ

Кремний кристаллын отурукташтыруу процессинде аралашма хлориддердин ички энергетикалык абалын термодинамикалык изилдөөлөр аркылуу аныктоо.

XXI кылымда электроника нанотехнологияга өсүп жетти. Бул 10^{-9} дагы элементардык бөлүкчөлөрдү башкаруу болуп эсептелинет. Дүйнө элдеринин электроникага болгон муктаждыктары күн санап өсүүдө. Бүгүнкү күнү сапаттуулугу жогору болгон поли жана монокристаллдык кремнийди өндүрүү дүйнөлүк проблемага айланды.

Бул проблеманын үстүндө саналуу эле өлкөлөр Япония, АКШ, Германия, Италия жана Кытай иштөөдө. Жогорудагы кремний кристаллын өндүрүү клубуна Кыргыз өлкөсү да мүчө болуп, өнд үрүүгө белсенүүдө. Кыргызстандын Таш-Көмүр шаарында курулган "Таш-Көмүр Солар" заводу Борбордук Азиядагы кремний өндүрүүчү жалгыз уникалдуу завод болуп эсептелинет.

Кремний дүйнөлүк базарда кара алтын же баалуу кристалл деген ат менен соодага киргизилет [1]. Бул кристаллдын бир килограммы 750 тонна нефти менен бааланат. 2012-жылга кремний өндүрүүнүн көлөмү 60 миң тоннадан 150 миң тоннага өсүп жетти [1]. Ал эми кремнийге болгон суроо талап жылына 30% га чейин өсүүдө. Ошондуктан бул проблеманын үстүндө илимий изилдөөлөрдү жүргүзүү жана өнүктүрүү бүгүнкү күндүн талабы.

Илимий изилдөөлөр.

Кремний кристаллын өстүрүүдө төмөндөгүдөй булактар колдонулат:

$$\mathrm{SiHCl_3} + H_2 \Leftrightarrow Si + 3HCl$$

$$\mathrm{SiHCl_4} + 2H_2 \Leftrightarrow Si + 4HCl$$

Бул химиялык заттарды H_2 менен реакцияга $1000^oC \div 1300^oC$ температуралар интервалында киргизип, газ абалында кремний атомдорун кремний өзөкчөсүнө отурукташтырууга болот [2]. Кристалдашуу негизинен төмөндөгүдөй эки багыт менен жүрөт:

1) Ажыроо реакциясынын негизинде заттардан атомдорду бөл үп чыгаруу.
2) Атомдорду кристалдык торчолорго жайгаштыруу.

Мында негиз кылып алуучу материалдар болуп төмөнкүлөр эсептелинет:

1) Техникалык кремний
2) Хлор
3) Суутек

Поликристаллдык кремнийди өндүрүү технологиясындагы заманбап ыкмаларынын бири болуп, кермнийди суутектүү калыбына келтирүү эсептелинет. Аны төмөнкү 1- сүрөттөлүштөн көрүүгө болот.

Бул ыкмаларда кремний кристалын отурукташтырууда жогорку бууланyу газ аралашмалары (БГА) пайда болот да, кремний өзөкчөсүнүн жогорку бөлүгүнөн баштап кристаллдар отурукташа башташат. Убакыттын өтүшү менен кремний өзөгүнүн диаметри өсө баштайт. Кремний өзөкчөсүнүн диаметрин 30 мм ден 100 мм ге чейин өстүрүүгө болот. Өстүрүлүүчү кремнийдин сапаттуулугун артырууда төмөндөгүдөй оптималдуу шарттар талап кылынат:

1- сүрөт. Хлорид кремнийди суутектүү калыбына келтирүү процессинин негизинде поликремнийди алуунун схемасы

1) Анык оптимум температурасы.
2) Кремний кристаллынын ылдамдыгын жогорулатуу.
3) Электр энергиясынын чыгымын азайтуу.

4) Басымды P = 1 МПа ÷ 2 МПа жогорулатуу зарыл.

Жогорудагы оптималдуу шарттарды колдонуу менен өндүрүлүүчү поликристаллдык кремнийдин сапаттуулугун жогорулатууга жетишсек болот.

Кремний өзөгүнө кристаллдарды отурукташтырууда отурукташуу температуралар интервалы $1000^o C \div 1100^o C$ деп алышкан [2].

Биз бул температураны $1200^o C \div 1300^o C$ деп алып изилдөөлөрдү жүргүздүк. Мында $SiHCl_3$ дын курамындагы айрым аралашмалардын ички энергетикалык абалдары каныгууга ээ болуусун алдык.

Мисалы: Cr, Ti, B жана Zn аралашмалары.

Жыйынтыгы төмөндөгүдөй диаграммалар аркылуу берилди.

Диаграмма 1. Cr, Ti, B жана Zn аралашмаларынын ички энергетикалык абалынын диаграммасы

Алынган жогорудагы диаграммага карата төмөндөгүдөй илимий анализ жүргүзөбүз:

Мында Cr, Ti, B жана Zn аралашмаларынын ички энергетикалык абалдарынын каныгууга ээ болуусун аныктадык. Бул аралашмалардын ички энергетикалык абалдарынын каныгуу абалына ээ болуусу, БГА дагы эритиндилери каныккан абалында болгондуктан улам келип чыккан.

БГА да каныккан эритинди өтө каныккан абалында болсо андагы эриген зат кристалл түрүндө бөлүнүп чыгат.

Демек жогорудагы ичики энергетикалык абалдары канныккан аралашмалардын ээритиндилери каныккан абалында болуп, алардын кристаллдары кремний өзөкчөсүнө отурукташууга умтулуп, натыйжада өнд үрүлүүчү поликристаллдардын өзөкчөсүнө диффузияланып, сапаттуулукка терс таасирин берет.

Жыйынтык

1) Cr, Ti, B жана Zn аралашмаларынын БГА дагы эритиндиси каныккан абалында болгондуктан алардын ички энергетикалык абалдары каныгууга ээ болуусу аныкталды.

2) Cr, Ti, B жана Zn аралашмаларынын ички энергетикалык абалдары өзгөрүүсүз калуу менен өндүрүлүүчү поликристаллдык кремнийдин курамында кездешет да сапаттулукка таасирин тийгизет.

Адабияттар:

1. Наумов А.В. //Технология и конструирование в электронной аппаратуре. Известия Вузов, №1, Россия, ООО КВАР, 2007, С. 3-8.

2. Медведов С.А. Введения в технологию полупроводниковых материалов. -М.: Высшая школа, 1970. – 449 с.

УДК 621. 315. 592

АДСОРБЦИОННАЯ СПОСОБНОСТЬ ИЗВЕСТКОВОГО МОЛОКА ПРИ ОЧИСТКЕ ХЛОРОСОДЕРЖАЩИХ ГАЗОВ ПРИ ПОЛУЧЕНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Ысманов Э. М.[1], Омурбекова Г. К.[2], Ташполотов Ы.[1,3]
1-Институт природных ресурсов им.А.С.Джаманбаева ЮО НАН КР,
2-ОшГСУ, 3-ОшГУ.

Установлено, что известковое молоко с содержанием СаО-130 г/дм^3 является очень эффективным и дешевым средством для очистки токсических хлорсодержащих газов. Показано, что начиная с величины концентрации солей 355 г/дм^3 в известковом молоке необходимо произвести замену раствора для очистки технических газов.

В настоящее время, несмотря на все более увеличивающиеся количество разнообразных материалов, использующихся в электронной промышленности, кремний является самым широко используемым полупроводниковым материалом. В этой области кремний применяют для изготовления кристаллических выпрямителей и усилителей.

Мощные кремниевые выпрямители переменного тока нашли применение не только в электронике, но и они широко применяются также в электротехнике, металлургии, транспорте и других отраслях народного хозяйства [1].

Хлорная технология нашла широкое применение в промышленности для извлечения редких и рассеянных элементов из различных руд, а также из отходов горно-обогатительных фабрик. Спомощью хлорной технологии выделены многочисленные безводные хлориды, которые являются исходным сырьем для получения особо чистых полупроводниковых элементов [2].

Наряду с развитием хлорной технологии расширяется ассортимент хлорирующих реагентов. В настоящее время в качестве хлорирующего реагента применяют не только газообразный хлор, но и его различные соединения в частности, хлориды металлов ($TiCl_4$, $AlCl_3$, $FeCl_3$, $CaCl_2$, $SiCl_4$, NaCl), хлориды серы (S_2Cl_2, SCl_2, $SOCl_2$, S_2Cl_4), хлорпроизводные углероды (CCl_4, C_2Cl_4, $CHCl_3$) газообразный хлористый водород и фосген [1-3].

С помощью четыреххлористого углерода можно извлекать железо и другие металлы из пирита [2], а также получать хлориды урана, бериллия, ниобия, молибдена, кобальта, а также оксихлориды ванадия, вольфрама и др. [4-5].

Полученные данные свидетельствуют, что хлорирование оксидов и сульфидов сурьмы начинается при 200 ^{0}С. С повышением температуры хлорируем ость соединений сурьмы резко увеличивается и почти полностью заканчивается при 500 ^{0}С. Полнота извлечения сурьмы –выше 99 % [6].

Железо начинает возгоняться в виде летучих хлоридов при температуре 200 ^{0}С и составляет 1,89 %, при этих условиях золото не возгоняется, золото в виде хлоридов возгоняется при температуре 250 ^{0}С и составляет 11,3 %, при этой же температуре возгоняется 42,4 % железа. С повышением температуры извлечения железа и золота увеличивается и при температуре 500 ^{0}С составляет соответственно 99,9 и 90,2 % [7].

Полученные результаты свидетельствуют, что хлорирование соединений металлов начинается при 200 ^{0}С с повышением температуры, хлорируем ость соединений металлов резко увеличивается и полностью заканчивается при 550 ^{0}С.

Газо-поточный способ очищения кремния является очень эффективным, дешевым, т.е. этим способом можно извлекать соединения металлов выше 99 % [8].

В процессе извлечения металлов и очистки полупроводниковых элементов выделяются определенные количество токсических хлорсодержащих газов. Поэтому нами было исследовано сорбционная способность известкового молока при отмывки хлоросодержащих газов в лабораторной установке при очистке кремния.

Аппаратурно –технологическая схема (см.рис.1) лабораторной установки включает поглатительная прибирка 6, 7- представляющий собой цилиндрический стеклянный сосуд, снабженный в нижней части пористой газопроницаемой перегородкой, которая создает условия

равномерного распределения в объеме молока хлоргазовой смеси поступаемый через потрубок в днище поглотительной пробирки.

Поступление газа снизу обеспечивает интенсивное перемешивание молока, предотвращая расслоение суспензии в течение опыта.

Хлорсодержащие газы поступают из реактора, в которой происходит очистка полупроводниковых элементов от металлов.

Рис.1. Аппаратурно-технологическая схема лабораторной установки по определению сорбционной способности поглотительной жидкости.
(1-потрубка для поступления воздуха; 2- емкость с четыреххлористым углеродом; 3- трубчатая печь; 4- реактор с пробой; 5- патрубок; 6-7-поглотители с известковым молоком; 8- аспиратор Мигунова)

Для очистки хлорсодержащих газов в качестве адсорбента применяли в одной серии опытов известковое молоко с содержанием CaO 130г/дм^3, в другой серии известковую воду (насыщенный раствор Ca $(OH)_2$ 1,4 г/дм^3). В каждом опыте одной серии, начальная химическая емкость поглотительной жидкости была постоянной. Исходное содержание CCl_2 в поглотительной жидкости изменяли от 0 до 335 г/дм^3 – в тех же пределах, в которых, как было предварительно установлено многочисленными исследованиями, изменяется концентрация $CaCl_2$ в циркулирующем известковом молоке на лабораторной газоочистке.

Образование $CaCl_2$, идет путем хемосорбции газов HCl и Cl_2:

$$Cl_2 + H_2O = HCl + HClO$$

$$2HCl + Ca(OH)_2 = CaCl_2 + 2H_2O$$

Результаты экспериментов приведены на рис. 2. в виде зависимости концентрации известкового молока (кривые 1, 2) и известковой воды (кривая -3) от начального содержания в них $CaCl_2$, которые характеризуют их сорбционную способность по хлору. Кривая 1 соответствует появлению следов проскока Cl_2, кривая -2 полному поглощению барботируемого Cl_2.

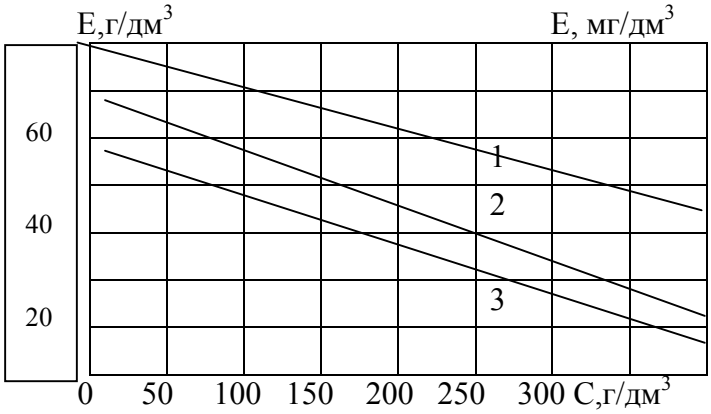


Рис. 2. Зависимости сорбционной способности известкового молока и известковой воды от начального содержания в них хлорида кальция: 1-следы проскока хлора через объем известкового молока; 2- полное (100%) улавливание хлора известковым молоком; 3- следы проскока хлора через объем известковой воды.

Выше кривой 1 расположена область, при которой не обеспечивается очистка газа до санитарных норм, ниже кривой 2- область полной очистки (100%) хлора – газовой смеси. По результатам серии опытов с известковой водой получена кривая 3, аналогичная кривой 1. Из этих данных видно, что с увеличением начального содержания $CaCl_2$ значительно снижается количество Cl_2,

которое молоко может поглотить, не теряя при этом способность очищать хлоргазовую смесь до санитарных норм (кривая 2):

с 57 г/дм^3 при отсутствии $CaCl_2$; до 22 г/дм^3 при 335 г/дм^3 $CaCl_2$; до следов проскока Cl_2 на выходе из реактора (кривая 1) с 65 г/дм^3 при отсутствии $CaCl_2$ до 28 г/дм^3 при 335 г/дм^3 $CaCl_2$. Для известковой воды соотвественно с 2,8 г/дм^3 до 0,8 г/дм^3.

Для количественного анализа на активный хлор при очистке хлорсодержащих газов, известковым молоком и насыщенным раствором $Ca(OH)_2$ были применены следующие методы:

1. Титриметирческий;
2. Экспресс анализ с применением УГ-2 (универсальный газоанализатор).

На основаии полученных экспериментальных данных можно сделать следующие выводы:

1. Известковое молоко с содержанием CaO-130 г/дм^3 является очень эффективным и дешевым средством для очистки токсических хлорсодержащих газов.
2. Начиная с величины концентрации солей 355 г/дм^3 в известковом молоке необходимо произвести замену раствора для очистки технических газов.

Литература:

1. Ношельский А. Я. Производства полупроводниковых материалов. Изд. «Металлургия»1989, 348с.
2. Справочник под ред. Ошина Л.А. «Промышленные хлорорганические продукты» -М.:Наука, 1978, 646 с.
3. Морозов И.С. «Применения хлора в металлургии редких и цветных металлов» - М.: Наука, 1966, 252 с.
4. Тимофеев С.И., Брунов В.Т., Нисельсон А.А., Третьякова К.В., Козлов Ф.Н., Райков Ю.А., Ракитин С.В. «Исследование процесса хлорирования технической пяти окиси ванадия. Научные труды ГИРЕДМЕТА.»-М.: Металлургиздат, 1972, м-н 2, с 87.
5. Авторское свидетельство №163358.
6. М. У. Усубакунов, У.Э. Чукулова Омеханизме взаимодействия соединений сурьмы (III, V) с порами четыреххлористого углерода. Журнал наука и новые технологии, 2000, №1. с 75-77.
7. М.У.Усубакунов, У.Э.Чукулова, С.В.Блешинский Комплексная переработка сурьмяного и пиритного концентратов, содержащих благородные металлы, хлорированием четыреххлористым углеродом. Журнал. Наука и новые технологии, 2000, №2, с. 102-104.
8. Э.М.Ысманов, И.Т. Ташполотов, Э.С. Садыков, Ж.К. Айдаралиев, Сайпидин уулу С. Получения технического кремния из органических сырьевых ресурсов методом хлорирования.// Материалы Республиканской научно-технической конференции «Перспективы и пути комплексного развития малых городов КР» (Кызыл-Кия, 2001), Бишкек, изд-во РИЦ Кыргызпатента, 2002, с.102-106.

МАТЕМАТИКА, МАТЕМАТИКАЛЫК ЖАНА КОЛДОНМО ФИЗИКА

УДК 621.396.67.012.12

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУИРОВАНИЯ ФРАКТАЛЬНЫХ АНТЕНН

Абдыраева Н.Р[1]., Ташполотов Ы[2,3].
1-Ошский технологический университет, 2-Ошский государственный университет,
3-Институт природных ресурсов им.А.С. Джаманбаева ЮО НАН КР

В работе рассмотрены особенности конструирования антенн на основе фрактальной геометрии с учетом свойств самоподобии и иерархичности. Изучены возможности создания фрактальных антенн, на основе кривой Коха и сальфетки Серпинского. Показано, что способ, которым создается салфетки Серпинского, можно представить как итерационный процесс с обратной связью.

The paper discusses the features of the antennas construction based on fractal geometry subject to the properties of self-similarity and hierarchy. Researched possibilities of creating fractal antennas based on the Koch curve and "Sierpinski salfetki". In this article represented the process which created with the type "Sierpinski salfetka" as an iterative closed-loop process.

Термин фрактал был введен Бенуа Мандельбротом в 1975 году, но до сих пор однозначного определения не существует. Однако, известно главное свойство, характеризующее фракталы – *самоподобие.*

Свойство частей быть подобными всей структуре в целом называют *самоподобием*. Интервал самоподобия различных природных объектов может содержать масштабы от долей микрометра при рассмотрении структуры пористых горных пород и сплавов металлов до десятков километров при рассмотрении рельефа местности и формы облаков. В качестве примеров естественных (природных) фракталов можно привести деревья, облака, реку и разветвленную сеть ее притоков, систему кровообращения человека, "морозные" узоры на стекле и т.д.

Самоподобие предполагает, что копирование и масштабирование некоторого "эталонного" образа позволяет природе легко создавать сложную многомасштабную структуру. Поэтому фрактал можно определить как геометрическую фигуру, в которой один и тот же фрагмент повторяется при каждом уменьшении масштаба.

Другим важным свойством фракталов является их *иерархичность*, т.е. способность повторяться в разных масштабах пространства и времени. Однако, существует четкий критерий принадлежности объекта к фракталам - объект нельзя считать фрактальным, если он не обладает свойством самоподобия, но можно - если он не иерархичен.

Фракталы, обладающие свойством самоподобия и получающиеся в результате простой комбинации линейных преобразований, называются *конструктивными фракталами*. Таким образом, конструктивный фрактал – это множество, получающиеся в результате линейных (аффинных) сжимающих отображений подобия. Результирующее сжимающее отображение обладает устойчивой "точкой" – фракталом.

В данной работе рассматривается особенности конструирования антенн на основе фрактальной геометрии. Поскольку, антенные системы являются неотъемлемым и су щественным элементом любой радиолинии [1-3], то с появлением новых стандартов и технологий (GSM, CDMA, UMTS, Wi-Fi и др.) и освоением новых частотных диапазонов, а также с внедрением в повседневную жизнь устройств персонального радиодоступа создаются антенны, которые отвечают их требованиям. Одной из таких антенн является *фрактальная антенна*, выполненная на основе фрактальной геометрии (рис. 1).

Как известно, уменьшение размеры антенн - важный фактор миниатюризации средств беспроводной связи. Компания Fractus разработала интересную технологию, которая поможет уменьшить размеры сотовых телефонов, цифровых камер и других устройств с беспроводными интерфейсами. Уменьшить размеры антенны можно с применением топологии фракталов, т.е. фигур, обладающих свойством самоподобия.

Использование фрактальной геометрии при проектировании антенных устройств было впервые применено американским инженером Натаном Коэном (в настоящее время он является

профессором университета в Бостоне и главным техническим инспектором компании “Fractal Antenna Systems»).

За основу он взял известную в геометрии кривую Кох, описание которой в 1904 году предложил шведский математик Нильс Хельге фон Кох(1870-1924). Натан Коэн вырезал из алюминиевой фольги фигуру в форме кривой Коха и наклеил её на лист бумаги, а затем присоединил к приемнику. Показано, что такая антенна работает не хуже обычной антенны. Физические принципы работы такой антенны хотя не изучены до сих пор, но Н.Коэн основал собственную компанию и наладил серийный выпуск фрактальных антенн.

Примечательно в этих антеннах то, что они очень компактны, например, встроенная в корпус мобильного телефона фрактальная антенна имеет размеры 24х36 мм. Кроме того, они работают в широком диапазоне частот.

Установлено, что антенны, построенные не на основе алгоритма Коха и алгоритма Минковского имеет следующую особенность: после первой итерации усиление антенны возрастает, а дальше усиление не увеличивается, а расширяется диапазон принимаемых ею частот, при этом сама антенна становится гораздо компактнее. При этом доказано, что эффективны только первые пять-шесть шагов, так как при сгибании и дальше, придется уменьшить диаметр, а это увеличивает сопротивление системы, что приводит к потере усиления.

Как выше отмечено, что теоретические основы создания фрактальных антенн пока не существует, но есть теории которые изучают просто фракталы и вообще все их свойство. Поэтому представляет большой интерес исследование возможных модификаций такой антенны.

В настоящее время в мировой практике прочно утвердился термин «фрактальная электродинамика», введенный в научный обиход в 1990году [1]. Наряду с этим теория взаимодействия электромагнитных волн с фракталами интенсивно развивается. Фрактальные антенны явились следующим шагом в построении новых сверхширокополосных и многодиапазонных антенн. Для изготовления таких антенн любой сложности как правило используют фаббер-технологии трехмерного прототипирования, позволяющие прецизионно формировать миниатюрные антенны любой сложности. Скейлинг фрактальных структур придает им свойства определенной многодиапазонности в электромагнитном смысле.

В России, в работах [2-6] описаны методы конструирования и результаты лабораторных исследований фрактальной антенны на основе салфетки Серпинского.

В [5,6] также представлены результаты разработки новых лакунарных фрактальных антенн для задач приема и передачи телевизионных, радио и телекоммуникационных сигналов. Достоинством таких антенн является малогабаритность, простота технологии изготовления, возможность изготовления на гибком материале, достаточно высокая чувствительность и частотная селективность.

Применение фрактальных структур позволяет создавать среды, которые проявляют сложные отражающие и пропускающие свойства в обширном диапазоне частот, и способны моделировать трехмерные фотонные и магнонные кристаллы, являющиеся новыми средствами передачи информации.

Видно, что «дырявая сверхволновая» фрактальная структура задерживает направленное излучение, в то время как металлическая пластина не выполняет такой функции.

Фрактальные структуры, как известно, самоподобны[1,2,7] при различных масштабах и не обладают характеристическим размером, поскольку в одном объекте наблюдается бесконечное число масштабов и размеров. Благодаря такому свойству фрактальные структуры многодиапазонные в электромагнитном смысле.

Рассмотрим следующие типы фрактальных антенн:

1.Самым распространенным типом фрактала, применяемым при изготовлении антенн, в настоящее время, является *кривая Коха*. Процесс построения кривой Коха состоит в следующем(рис.1): исходный отрезок длиной z делят на 3 равные части, и вместо центральной подставляют излом в виде угла равностороннего треугольника со стороной *z/3*. Таким образом получают трех-сегментную структуру, центральный элемент которой замещен треугольником без основания. Далее процесс повторяют над каждым сегментом в отдельности. На второй итерации на отрезках *z/3* строят треугольники со сторонами *z/9,* на них - треугольники со сторонами *z/27* (третья итерация) и так далее. Каждый шаг синтеза увеличивает длину результирующей кривой в *4/3* раза. Однако при этом габаритная высота фрактала не меняется. Установлено, что эффективными являются лишь первые пять-шесть шагов, так как при сгибании проводника и

дальше, придется уменьшить его диаметр, а это повысит сопротивление антенны и приведет к потере усиления. Для создания такой антенны необходимо использовать следующую формулу:

$$L=z(4/3)^n, \quad (1)$$

где n - число итераций, z - высота образующего шаблона, L- общая длина полотна.

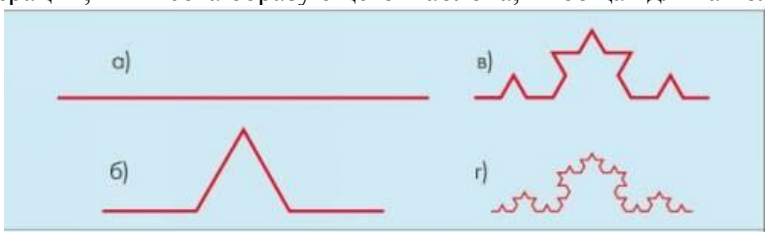


Рис.1.Фрактал Коха: а) исходный отрезок, б) первая итерация, в) вторая, г) третья итерация. Прогрессия выглядит так: первая итерация - 4 звена, вторая -16 звеньев, третья - 64, и так далее, т.е каждая последующая итерация увеличивает количество звеньев в четыре раза.

Рассчитаем для длины 1/4 волнового отрезка после третьей итерации для диапазона частоты 144 мГц: при длине волны 2 метра, соответственно 1/4 - 50 см, а длина отрезка составит 21,27 см при длине звена 7,8 мм. Таким образом, полуволновой диполь будет иметь длину 42,5 см., вместо 100 см в обычном исполнении. После четвертой итерации размер составит 31 см, после пятой - 24 см. В последнем случае длина звена составит всего порядка 0,5мм.

Поскольку, теоретические основы принципа работы фрактальной антенны нету, то, для расчета конструкции фрактальной антенны используются формулы, полученные эмпирическим путем. Например, входное сопротивление полуволнового диполя можно определить по формуле[4]:

$$R_k=R_0\left[1-(1+0.9\ln n)\frac{\ln D}{D}\right]^2, \quad (2)$$

где Ro - сопротивление обычного диполя, n - число применяемых итераций. Здесь D рассчитывается формулой:

$$D=\frac{\log 4}{\log(2(1+\cos\theta))}, \quad (3)$$

θ - угол при основании образую γего треугольника. В нашем, классическом случае, он равен 60 градусов. Для диполя третьей итерации входное сопротивление составит около 28 Ом.

2.Первые антенны на основе *салфетки Серпинского* (рис.2) появились в 1996году[8]. Салфетки Серпинского образуется с помо γью вычитания центральных треугольников на каждом шаге итерации из главной треугольной формы. В такой структуре каждая часть состоит из трех оставшихся долей, точно равных всему периметру целого объекта.

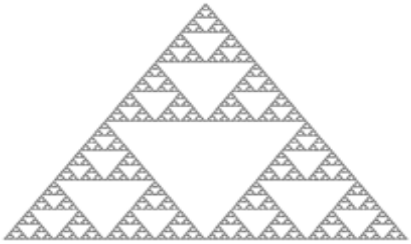


Рис. 2.Фрактальная салфетка Серпинского. Коэффициент масштаба δ=2.

Коэффициент масштаба δ=2 означает, что высоты салфетки Серпинского будут равны 109; 54,5; 27,2; 13,6; 6,8мм [8].

Для определения высоты всей структуры антенны, а также частотной зависимости такой антенны, можно использовать формулы [2]:

$$f_n \approx 0.26\frac{c}{h}\delta^n, \quad (1)$$

где c — скорость света в вакууме, h — высота максимальной салфетки Серпинского;, δ =2— логарифмический коэффициент масштаба; n — целое число, номер элемента резонирующей щели.

Следовательно, способ, которым создается салфетки Серпинского, можно представить как итерационный процесс с обратной связью, где ряд самоподобных преобразований многократно применяется к основопологаю үему элементу.

Таким образом, благодаря развитию теории фрактальных антенн в будущем возможны реализации проектов создания систем на одном чипе с интеграцией на кристалл, либо корпус процессора, компактных антенных излучателей.

Известно, что компания Fractal Antenna Systems уже анонсировала новую технологию, которая позволяет создавать с помощью метаматериалов многослойные фрактальные антенны ”metacloak”, обладающие уникальными показателями производительности, диапазона частот, направленности, в самых разных форм-факторах.

Литература:

1.Jaggord D.L. Fractal Electrodynamics: Ware Interaction with Discretely Self-Similar Structures// Symmetry in Electrodynamics/Ed. by C. Baum, H. N. Kritikos.- L.: Taylor. Francis, 1995.

2.Потапов А.А. Детерминированный хаос в радиолокационных изображениях земной поверхности и фрактальные сигнатуры распознавания // Тез.докл. ? научной сессии., посв. дню радио. - М.:Изд.РНТО РЭС им. А.С.Попова, 1997, т.1, с.169-170.

3.Potapov A.A.,German V.A. Fractals, Fractals Target Selection and Fractal Antennas//proc. Ins. Int. Workshop on Mathematical Modeling of Physical Process in Inhomogeneous Megia- Guanaguato (Mexico),2001.P.44-46.

4.Засовин Э.А., Бармотин В.Я., Потапов А.А., Соколов А.В. Фрактальыне антенны на основе салфетки Серпинского // Труды X Междунар.конф. по спиновой электронике.-М.: Изд.УНЦ-1, МЭИ (ТУ), 2001, с.208-214.

5.Засовин Э.А., Потапов А.А. Анализ и синтез лакунарных фрактальных антенн на основе классических множеств// Тез.докл. I науч.-техн.конф. «Радиооптические технологии в приборостроении».-М.:Изд.МГТУ им Н.Э.Баумана, 2003., с. 64-65.

6.Засовин Э.А., Потапов А.А.Исследования лакунарных фрактальных антенн на основе классических множеств// труды 12-й Междунар.конф. по спиновой электронике.-М.:Изд.УНЦ-1, МЭИ (ТУ), 2003,с. 523-527.

7.Jaggord D.L. On Fractal Electrodynamics/ / Recent Advanced in Electrodynamics Theory/Ed. by H. N. Kritikos, D.L. Jaggard.-3№4.; Springer-verlag.1990 /P/183-229.

8.Puente C., Romer J., Rous R .et al. Fructal Multibund Antenna Based on the Sierpinski Gasket// Electron. Lett.1996. V.32. №1, P1-2.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ СУПЕРКОМПЬЮТЕРНОГО КОМПЛЕКСА МВС-100К НА ПРИМЕРЕ РЕШЕНИЯ ПОЛНОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ

[1]Акжолов М.Ж., [2]Лебо И.Г., [3]Мадера А.Г.
[1]Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН (ИППМ РАН), Москва
[2]Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики (МИРЭА), Москва.
[3] Научно-исследовательский институт системных исследований Российской академии наук (НИИСИ РАН)

Работа посвящена анализу производительности расчетов при распараллеливании процессов на примере решения одной двумерной задачи газовой динамики. Для реализации соответствующих параллельных алгоритмов была использована MPI технология (Message Passing Interface) на суперкомпьютерном комплексе МВС-100К (г. Москва).

The paper is devoted to the analysis of parallel computer simulation performance. We have solved some 2D gas dynamic problem as the example of such calculation. We have used MPI (Message Passing Interface) technology for realization of parallel algorithms in supercomputer MBC-100K (Moscow).

Появившиеся в начале нынешнего века высокопроизводительные суперкомпьютеры и кластеры открывают большие возможности перед научным сообществом для проведения широкомасштабного моделирования различных физических явлений. Численное моделирование сложных не одномерных течений сжимаемых сред [1] является примером задачи, требующей больших вычислительных ресурсов (памяти и быстродействия ЭВМ). Использование параллельных алгоритмов и многопроцессорных супер-ЭВМ позволяет решать задачи, которые были недоступны ранее однопроцессорным компьютерам[2,3]. В приведенной ниже работе изучается эффективность использования разработанных авторами статьи параллельных алгоритмов на примере решения одной газодинамической задачи.

Постановка задачи.

Решается задача взрыва в замкнутом пространстве методом крупных частиц. Расчеты были сделаны на суперкомпьютерном комплексе МВС-100К в Межведомственном суперкомпьютерном центре Российской Академии Наук. Для численного моделирования двумерных уравнений газовой динамики использовался метод крупных частиц [4].

Полная система уравнений механики сплошной среды, записанная в безразмерном виде выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial \rho}{\partial t} + div\,(\rho W) = 0,\\
&\frac{\partial \rho u}{\partial t} + div(\rho u W) + \frac{\partial p}{\partial x} = 0,\\
&\frac{\partial \rho v}{\partial t} + div(\rho v W) + \frac{\partial p}{\partial y} = 0,\\
&\frac{\partial \rho E}{\partial t} + div\,(\rho E W) + div\,(pW) = 0,
\end{aligned} \qquad (1)$$

где $E=J+(u^2+v^2)/2$ - полная энергия, p - давление, ρ - плотность, J - внутренняя энергия единицы массы среды, W - вектор скорости, u, v - компоненты вектора скорости по осям ox и oy, соответственно, t - время.

В (1) записаны уравнения: закон сохранения массы (первое уравнение), законы сохранения импульса (второе и третье уравнения), закон сохранения энергии (четвертое уравнение). Для замыкания системы уравнений (1) используется уравнение состояния идеального газа.

$$p = (\gamma - 1)\rho J = (\gamma - 1)\rho\left(E - \frac{u^2 + v^2}{2}\right), \qquad (2)$$

где γ - показатель адиабаты газа.

Изначально имеется матрица размера MxN с количеством расчетных ячеек (M-2)x(N-2). Ячейки, не используемые в расчетах, являются фиктивными и необходимы для постановки граничных условий. В расчетном поле воздух покоится, значения плотности, давления и полной энергий постоянны.

Начальные условия, моделирующие (имитирующие) расширение плотного сгустка вещества в воздухе, формируются путем задания значения плотности в центре расчетного поля.

$\rho^n_{i0,j0} = m\rho^0_\infty$

.

Здесь $i0$ = N/2, $j0$ = M/2 –индексы, указывающие координаты центра расчетной области, m – коэффициент, показывающий кратность плотности, вызывающей (имитирующей) разлет сгустка и формирующий ударную волну в воздухе ($m > 1$, например m = 10; 100; 300; …).

5. На суперкомпьютерном комплексе были реализованы два метода распараллеливания процессов при решении полной системы уравнений газовой динамики.

6. Для каждого реализованного алгоритма были рассчитаны коэффициенты ускорения и эффективности. В результате анализа полученных коэффициентов был сделан вывод о целесообразности и эффективности использования исследуемых алгоритмов для решения реальных трудоемких научных вычислительных задач.

7.

Выбор методов реализации поставленной задачи

Суперкомпьютерный комплекс МВС-100К является кластерным суперкомпьютером MIMD (Multiple Instruction Multiple Data) архитектуры. Параллельные программы для него создаются, с использованием модели обмена сообщениями. В качестве механизма для построения таких программ на суперкомпьютерном комплексе используется программный интерфейс передачи сообщений MPI, который фактически является стандартом для суперкомпьютеров такого класса, как МВС-100К.

Реализация параллельного алгоритма «методом полос».

Изначально имеется матрица размера MxN с количеством расчетных ячеек (M-2)x(N-2). Ячейки, не используемые в расчетах, являются фиктивными и необходимы для постановки граничных условий. Для распараллеливания расчета матрица разбивается на подматрицы по блокам строк:

Так как было принято решение использовать метод крупных частиц первого порядка точности необходимо пересылать только две смежных строки каждого процессорного блока.

Для корректной работы алгоритмы необходимо пересылать на эйлеровом этапе данные о давлении и вертикальной компоненте скорости. На лагранжевом этапе – данные о давлении, внутренней энергии, плотности и вертикальной компоненте скорости. Всего шесть величин.

Таким образом при параллельной обработке матрицы NxM методом полос во время одной итерации пересылается ***6*2*M*(num-1)*64*** байт данных. Например, для расчета матрицы в 1000 столбцов на 16 процессорах на каждой итерации необходимо пересылать 11 мегабайт данных.

Ниже таблицах 1 и 2 приведены результаты тестирования параллельного алгоритма метода крупных частиц на суперкомпьютерном комплексе МВС-100К Межведомственного Суперкомпьютерного Центра.

Таблица 1.

Кол-во процессов	1 млн.	4 млн.	9 млн.
1	46,02	193,13	452,98
4	13,20	68,04	158,99
16	4,60	18,89	43,78
64	1,26	5,21	11,57
144	0,85	2,42	5,21

Таблица 2

Кол-во элементов	Коэфф. ускорения 1млн.	Коэфф. ускорения 4млн.	Коэфф. ускорения 9млн.	Коэфф. утилизации 1млн.	Коэфф. утилизации 4млн.	Коэфф. утилизации 9млн.
1	1,00	1,00	1,00	100,00%	100,00%	100,00%
4	3,49	2,84	2,85	87,16%	70,96%	71,23%
16	10,00	10,22	10,35	62,53%	63,90%	64,67%
64	36,52	37,07	39,15	57,07%	57,92%	61,17%
144	54,14	79,81	86,94	37,60%	55,42%	60,38%

Реализация параллельного алгоритма «методом секторов».

Изначально имеется матрица размера MxN с количеством расчетных ячеек (M-2)x(N-2). Ячейки, не используемые в расчетах, являются фиктивными и необходимы для постановки граничных условий. Для распараллеливания расчета матрица разбивается на подматрицы по секторам:

Так как было принято решение использовать метод крупных частиц первого порядка точности необходимо пересылать четыре смежных строки каждого процессорного блока.

Для корректной работы алгоритмы необходимо пересылать на эйлеровом этапе данные о давлении и вертикальной компоненте скорости при вертикальной передаче, или горизонтальной компоненте скорости при горизонтальной передаче. На лагранжевом этапе – данные о давлении, внутренней энергии, плотности и вертикальной компоненте скорости. Всего шесть величин.

Таким образом при параллельной обработке матрицы NxM «методом полос» во время одной итерации пересылается $6 \times 4 \times M \times (\sqrt{num} - 1) \times 64$ байт данных. Например, для расчета

матрицы в 1000 столбцов и 1000 строк на 16 процессорах на каждой итерации необходимо пересылать 4.4 мегабайт данных.

В таблицах 3 и 4 приведены результаты тестирования параллельного алгоритма метода крупных частиц на суперкомпьютерном комплексе МВС-100К Межведомственного Суперкомпьютерного Центра.

Таблица 3

Кол-во процессов	1 млн. элементов	4 млн. элементов	9 млн. элементов
1	46,94	186,78	448,29
4	17,82	80,75	231,65
16	8,82	39,83	88,46
64	2,52	10,35	22,63
144	1,34	4,88	11,20

Таблица 4

Кол-во процессов	Коэф. ускорения 1млн.	Коэф. ускорения 4млн.	Коэф. ускорения 9млн.	Коэф. утилизации 1млн.	Коэф. утилизации 4млн.	Коэф. утилизации 9млн.
1	1,00	1,00	1,00	100,00%	100,00%	100,00%
4	2,63	2,31	1,94	65,85%	57,83%	48,38%
16	5,32	4,69	5,07	33,26%	29,31%	31,67%
64	18,63	18,05	19,81	29,10%	28,20%	30,95%
144	35,03	38,27	40,03	24,33%	26,58%	27,80%

Анализ результатов.

Выше приведены сравнительные таблицы (1-4) коэффициентов утилизации для расчетов матриц с размерами 1 млн., 4 млн. и 9 млн. элементов с помощью двух методов: «секторов» и «полос». На этих сравнительных таблицах отчетливо видно, что «метод полос» значительно превосходит по производительности «метод секторов» в рассмотренных случаях. Это объясняется влиянием латентности коммуникационной системы на время работы алгоритма, а также, в целом, более сложной схемой алгоритма, что вызывает дополнительные временные расходы. Однако, при использовании «метода секторов» пересылается меньше данных, чем при использовании «метода полос», поэтому логично предположить, что при расчете больших матриц производительность «метода секторов» может оказаться более эффективной, чем «метод полос».

Литература:

1. Лебо И.Г., Тишкин В.Ф. Исследоавние гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза методами математического моделоирования. –М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. -304 с.

2. Акжолов М.Ж., Климов А.В., Лупенко А.И. Особенности программирования для вычислительной системы потоковой архитектуры на примере двумерной задачи теплопроводности // «Научный вестник МИРЭА», № 2, 2007 г., с. 12-30.

3. Акжолов М.Ж., Мадера А.Г., Кандалов П.И., Лебо И.Г. Компьютерное моделирование конвективных процессов в воздушной среде вблизи электронных устройств //Труды. Научно-исследовательский институт системных исследований Российской академии наук (НИИСИ РАН) том 1 № 2 ISSN 2225-7349 Москва 2011. С 44-46

4. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. «Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислительный эксперимент.» -М.: Наука, 1982. –392 с.

ПОСТРОЕНИЕ АСИМПТОТИКИ РЕШЕНИЯ СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННОЙ ОБОБЩЕННОЙ ЗАДАЧИ ЛАГЕРСТРОМА РАЗМЕРНОСТИ ДВА, МЕТОДОМ СТРУКТУРНОГО СРАЩИВАНИЯ

К. Алымкулов, А.Зулпукаров, М. К. Омуралиев
ОшГУ, ОшГСУ, ИСРиП, г.Бишкек

Методом структурного сращивания строится асимптотика решения обобщенной модельной задачи Лагерстрома размерности два.

It is constructed an asymptotic of the solution generalization Lagerstrom's model problem of the dimension two.

Рассматривается обобщенная задача Лагерстрома

$$y''(x)+(x^{-1}+\varepsilon)y'(x)-\varepsilon y(x)y'(x)=\beta(y'(x))^2,\ y\ (1)=1,\ y(\infty)=0 \qquad (1)$$

где $0<\varepsilon<<1-$малый параметр, $0<\beta$ - постоянная, $r\in[1,\infty)$ - независимая переменная, $u(r)$ - неизвестная функция.

Здесь методом структурного сращивания [1-2] строится равномерная асимптотика решения этой задачи.

Отметим, что асимптотика решения уравнения (1) при $\beta=0$, т.е.

$$y''(x)+(x^{-1}+\varepsilon)y'(x)-\varepsilon y(x)y'(x)=0,\quad y\ (1)=1,\ y(\infty)=0 \qquad (1^*)$$

при $k=1$ и $k=2$ построены в [3-4] методом структурного сращивания. Историю этой задачи и литературу по этой проблеме можно найти в [3].

Существование и единственность решения задачи (1^*) изложены в [6-7].

2. Структура внешнего решения

Определение 1. Переменную x назовем внешней переменной.

Определение 2. Внешним решением задачи (1), назовем решение этой задачи, которое удовлетворяет условию $y(1)=0, y'(1)=a$ где $a=const$ – пока не определена и существует на конечном, но на большом отрезке $J(\varepsilon)=[1,\varepsilon^{-1}]$.

Внешнее решение задачи (1) удовлетворяющее условию $y\ (1)=1$ ищется в виде:

$$Y(x,\varepsilon)=y_0(x)+\varepsilon y_1(x)+\varepsilon^2 y_2(x)+\ldots+\varepsilon^n y_n(x)+\ldots \qquad (2)$$

где $y_j(x)$ – пока неопределенная функция на отрезке $J(\varepsilon)$, при чем эти функции удовлетворяют следующим граничным условиям:

$y_0(1)=0,\ y_0'(1)=a,\ y_k(1)=0,\ y_k'(1)=0\ \ (k=1,2,\ldots)$

Подставляя (2) в (1) для определения $y_j(x)(j=0,1,2,...)$ имеем следующие уравнения:

$$y_0''(x)+\frac{1}{x}y_0'(x)-\beta[y_0'(x)]^2=0,\ \ y_0(1)=0,\quad y_0'(1)=a \qquad (3.0)$$

$$y''+\left(\frac{1}{x}+\varepsilon\right)y'-\beta y'^2(x)=\varepsilon yy'(x),\ y(1)=1,\ y(\infty)=0 \qquad (1)$$

Внешнее решение ищется в виде

$$Y(x,\varepsilon)=y_0(x)+\varepsilon y_1(x)+\varepsilon^2 y_2(x)+\ldots, \qquad (2)$$

Тогда имеем:

$$y_0''(x)+\frac{1}{x}y_0'(x)-\beta y_0'^2(x)=0,\quad y_0(1)=1,\quad y_0'(1)=a, \qquad (3.0)$$

$$Ly_1 := y_1''(x) + \frac{1}{x}y_1' - 2\beta y_0'(x)y_1'(x) = -y_0'(x) + y_0 y_0'(x), \tag{3.1}$$

$$Ly_2 = -y_1' + \beta y_1^2 + y_0 y_1' + y_1 y_0', \quad y_2(1) = y_2'(1) = 0, \tag{3.2}$$

$$Ly_3 = -y_2' + 2\beta y_1' y_2' + y_0 y_2' + y_1 y_1' + y_2 y_0', \quad y_3(1) = y_3'(1) = 0, \tag{3.3}$$

$$Ly_4 = -y_3' + 2\beta y_2'^2 + 2\beta y_1' y_3' + \sum_{i+j=3} y_i y_1', \quad y_4(1) = y_4'(1) = 0, \tag{3.4}$$

$$Ly_5 = -y_4' + 2\beta y_1' y_4' + 2\beta y_2' y_3' + \sum_{i+j=4} y_i y_j', \quad y_5(1) = y_5' = 0, \tag{3.5}$$

$$Ly_6 = -y_5' + \beta y_3^2 + 2y_1' y_5' + 2y_2' y_4' + \sum_{i+l=5} y_i y'_j, \quad y_6(1) = y_6'(1) = 0, \tag{3.6}$$

$$Ly_{2m} = -y_{2m-1}' + \beta y_m^2 + \sum_{\substack{i+j=6 \\ i;j\geq 1 \\ i\neq j}} y_i' y_j' + \sum_{i+j=2m-1} y_i y_j', \quad y_{2m}(1) = y_{2m}'(1) = 0$$

$$Ly_{2m+1} = -y_{2m}' + \sum_{\substack{i+j=2m+1 \\ i,j\geq 1}} y_i'(x) y_j'(x) + \sum_{i+j=2m} y_i y_j'(x), \quad y_{2m+1}(1) = y_{2m+1}(1) = 0$$

...

Уравнение (3.0) является уравнением Бернулли и его можно решить следующим образом. Если обозначить

$$y'_0 = z \Rightarrow z_0' + \frac{1}{x} z_0 = \beta z_0^2 \Rightarrow \frac{z'_0}{z_0} + \frac{1}{x}\frac{1}{z_0} = \beta .$$

Если ввести обозначение

$$v_0 = \frac{1}{z_0} = \frac{1}{y'_0(x)}, \quad v_0(1) = a^{-1} := b$$

Тогда $v'_0(x) = \frac{1}{x} v_0 - \beta \Rightarrow v_0(x) = x[b - \beta \int_1^x s^{-1} ds] = \beta x - \beta x \ln x$.

Отсюда

$$y'_0(x) = \frac{1}{x(b - \beta \ln x)} \Rightarrow y_0(x) = 1 + \int_1^x \frac{ds}{s(b - \beta \ln s)} \tag{4.0.1}$$

или $y_0(x) = 1 + \frac{1}{\beta} \ln \frac{b}{b - \beta \ln x}$.

Далее мы будем считать, что a=0(1), $\varepsilon \to 0$ или $b=a^{-1}\to\infty$, $\varepsilon\to 0$.
Поэтому из (4.0.1.) и (4.0.2) вытекает, что

$$y_0(x) \sim 1 + a x \ln x, \quad x \to \infty \tag{5.0}$$

$$y'_0(x) \sim a x^{-1}, \quad x \to \infty .$$

Используя (5) уравнение (3.2) запишется в виде

$$Ly_1 = (y_0 - 1) y'_0(x) \sim a^2 \frac{\ln x}{x}, \; x \to \infty .$$

Если обозначить $z_1 = y'_1(x)$, то это уравнение имеет вид

$$z'_1+\left(x^{-1}-2\beta y'_0(x)\right)z_1\sim\frac{a^2\ln x}{x},\ x\to\infty.$$

Отсюда, получим

$$y'_1(x)=z_1(x)\sim a^2\ln x,\quad x\to\infty.$$

Интегрируя это выражение, получим

$$y_1(x)\sim a^2x\ln x,\quad x\to\infty \qquad (5.1)$$

$$y'_1(x)\sim a^2\ln x,\quad x\to\infty$$

Учитывая (5.0)-(5.1) уравнение для определения $y_2(x)$ можно записать в виде

$$Ly_2=(y_0-1)y'_1+\beta y'^2_1+y_1y'_0\sim\lambda_2a^3\ln^2x,\quad x\to\infty$$

или

$$(y'_2)'+\left(x^{-1}-2\beta y'_0\right)y'_2\sim\lambda_2a^3\ln^2x,\quad x\to\infty$$

где λ_2 –некоторое положительное число.

Отсюда

$$y'_2(x)\sim\lambda_2a^3x\ln^2x,\quad x\to\infty$$

$$y_2(x)\sim\lambda_2a^3x^2\ln^2x,\quad x\to\infty \qquad (5.2)$$

Используя (5.0), (5.1), (5.2) уравнение для определения функций $y_3(x)$ запишется в виде

$$Ly_3\sim\frac{a^4}{2}x\ln^3x+a^4\beta x\ln^3x=\lambda_3a^4x\ln^3x,\qquad x\to\infty$$

где λ_3 –некоторое положительное число. Или

$$\left(y'_3\right)'+\left(x^{-1}-2\beta y'_0(x)\right)y'_3(x)\sim\lambda_3a^4x\ln^3x.$$

Отсюда

$$y'_3(x)\sim\lambda_3a^4x^2\ln^3x,\quad x\to\infty$$

$$y_3(x)\sim\lambda_3a^4x^3\ln^3x,\quad x\to\infty$$

Здесь и далее через λ_k (k=1,2,...) – обозначим положительные числа.

Методом математической индукции можно показать, что

$$y'_n(x)\sim\lambda_na(ax\ln x)^n,\quad x\to\infty$$

$$y_n(x)\sim\lambda_na^n(x\ln x)^n,\quad x\to\infty$$

Таким образом, внешнее решение задачи (1)-(2) запишется в виде

$$Y(x,\varepsilon)\sim1+a\ln x+a\{\varepsilon ax\ln x+\lambda_2(\varepsilon ax\ln x)^2+\lambda_3(\varepsilon ax\ln x)^3+\ldots+\lambda_n(\varepsilon ax\ln x)^n+\ldots\}\ 6)$$

Если неизвестное число a взять в виде $a=\left(\ln\frac{1}{\varepsilon}\right)^{-1}=\mu$ то ряд (6) является асимптотическим рядом по малому параметру $\mu=\left(\ln\frac{1}{\varepsilon}\right)^{-1}$ на отрезке $J(\varepsilon)=[1,\varepsilon^{-1}]$. Таким образом доказана

Теорема 1. Если взять внешнее решение с начальным условием $y(1)=1$, $y'(1)=\mu=\left(\ln\frac{1}{\varepsilon}\right)^{-1}$, то оно является асимптотическим рядом на отрезке J(ε). Теперь построим внутреннее решение удовлетворяющее условию $y(\infty)=0$.

Для этого в (1) сделаем подстановку $t=x\varepsilon$, тогда оно запишется в виде

$$y''(t)+\left(\frac{1}{t}+1\right)y'(t)=\beta(y'(t))^2+y(t)y'(t) \qquad (8)$$

где $u(t,\varepsilon)=y(x,\varepsilon)\Big|_{x=t\varepsilon^{-1}}$.

Определение 2. Переменная t называется внутренней переменной, а решение уравнения (8) внутренним решением задачи (1).

Оказывается внутреннее решение уравнение (8) существует не только в окрестности бесконечной точки x=∞, но и на всем отрезке $t\in[\varepsilon,\infty)$ или $x\in[1,\infty)$. Поэтому уравнение (8) решается с краевыми условиями:

$u(\varepsilon)=1$, $u(\infty)=0$ (9)

Теорема 2. Решение задачи (8)-(9) можно представить в виде

$$u(t,\varepsilon)=u_0(t,\mu)+u_1(t,\mu)+u_2(t,\mu)+\ldots+u_n(t,\mu)+ \qquad (10)$$

где $u_k(t,\mu)=O(\mu^k)$, $u'_k(t)=O(\mu^k)$, $(k=0,1,2,\ldots)$

т.е. $u_k(t,\mu)$ – является асимптотической последовательностью.

Подставляя (10) в (8) для определения функций $u_k(t,\mu)$ получим уравнения:

$$Mu_0(t)\equiv u''_0(t)+(1+t^{-1})u'_0(t)=0, \qquad u_0(\varepsilon)=1,\ u_0(\infty)=0 \qquad (11.0)$$

$$Mu_1(t)=\beta(u'_0(t))^2+u_0(t)u'_0(t), \qquad u_1(\varepsilon)=u_1(\infty)=0 \qquad (11.1)$$

$$Mu_2(t)=2\beta u'_0u'_1(t)+u_0u'_1(t)+u_1u'_0(t), \qquad u_2(\varepsilon)=u_2(\infty)=0 \qquad (11.2)$$

$$Mu_3(t)=2\beta u'_0u'_2(t)+(u'_1(t))^2+u_0u'_2(t)+u_1u'_1+u_2u'_0(t),\ u_3(\varepsilon)=u_3(\infty)=0 \qquad (11.3)$$

.....

Далее, суөествования и оценки решений этих задач доказывается применением функции Грина.

Литература:

[1]. Алымкулов К., Зулпукаров А.З. Равномерная асимптотика решения краевой задачи сингулярно возмущенного уравнения второго порядка со слабой особенностью, ДАН (Россия). –Москва, 2004, т. 398, №5. С.583-586.

[2] Алымкулов К., Жээнтаева Ж. К. Метод структурного сращивания для решения модельного уравнения Лайтхилла с регулярной особой точкой. ДАН (Россия). –Москва, 2004, т. 398, №6. С.1-4.

[3]. Алымкулов К., Жээнтаева Ж. К. Метод структурного сращивания для решения модельного уравнения Лайтхилла с регулярной особой точкой. Матем. заметки, 2006, т.79, вып. 5, С. 643-652.

[4]. Алымкулов К., Омуралиев М.К. Построение асимптотики решения сингулярно возмущенной задачи Лагерстрома размерности два, методом структурного сращивания. Вестник ОшГУ, №1, 2013, С.55-60.

[5]. Алымкулов К., Омуралиев М.К. Построение асимптотики решения сингулярно возмущенной задачи Лагерстрома размерности три, методом структурного сращивания. Вестник ОшГУ, №1, 2013, С.61-65. [1] Васильева А.Б.,Бутузов.В.Ф. Асимптотические разложения решений сингулярно-возмущенных уравнений, Наука, М., 1973.

[6]. Hastings S.P., Mcleod J.B. Classical methods in ordinary differential equations, with applications to boundary value problems. AMS, 2012.

[7]. Suchdev P.L. Nonlinear ordinary differential equations and their applications.Vercel Dekker, Inc.,1991.

К ВОПРОСУ ПРОХОЖДЕНИЯ ВРЕМЕННОЙ ИНФОРМАЦИИ В АКУСТООПТИЧЕСКИХ АНАЛИЗАТОРАХ СПЕКТРА

Жумалиев К.М., Шамшиев Т.С., Сагымбаева К.А.

Показано, что удлинение времени τ нахождения сигнала в ячейке, увеличивая число различимых интервалов спектра, одновременно уменьшает используемую длительность сигнала и информационную пропускную способность спектроанализатора, оценивающего периодически изменяющийся по своему составу спектр сигнала. Потери временной информации увеличиваются также в результате использования накопления зарядов при выходной регистрации спектра на фотодетекторах.

It is shown that the extension of time τ determine the signal in the cell, increasing the number of distinct intervals of the spectrum, at the same time reduces the duration of the signal is used and the information bandwidth of the spectrum analyzer that evaluates periodically changing its composition range of the signal. Loss of temporal information increase also as a result of using of charge storage in an output register on spectrum photo detectors.

Временные информационные характеристики, так же, как и пространственные, определяются разрешающей способностью. Временная разрешающая способность позволяет различить два соседних сигнала в акустооптических анализаторах спектра (АОАС), образованных на выходе, от соседних интервалов времени. Недостаточная различимость их возникает в результате смешения сигнала в данном интервале времени с сигналом, от предыдущего интервала, возникшим за счет временной задержки –инерционности сигнала. Критерии временной разрешающей способности могут быть выбраны различными, в том числе, и такими, которые используются для пространственной разрешающей способности.

Высокая пространственная разрешающая способность рассматривается как важное достоинство АОАС. Однако во многих задачах, решаемых с помощью акустооптических анализаторов спектра, приходится иметь дело с сигналом, спектр которого несколько раз подвергается изменениям в течение его длительности. Количество допустимых изменений ограничено параметрами прибора, эффективность работы которого в этом случае может определяться информационной пропускной способностью, т.е. количеством полезной информации, которая может быть передана в единицу времени. В зависимости от применения параметры АОАС следует подбирать разными. В одних случаях пространственная разрешающая способность должна быть максимальной и тогда максимальной окажется информационная емкость прибора, передающего сигнал со сложным, но неизменным во времени спектром. В других случаях необходимо не столько различать небольшие интервалы спектра, сколько регистрировать множество сменяющихся во времени спектров. При этом для прибора оказывается более важна, связанная с временным разрешением его высокая информационная пропускная способность, хотя остается предпочтительным сохранение высокой информационной емкости. В этом случае важно знать и по возможности устранять причины ухудшения временной разрешающей способности.

1. Преобразование информации в АОАС

В процессе работы отдельных звеньев АОАС происходит преобразование временной информации (переносимой сперва электрическим сигналом, затем акустическим) в пространственную (распределение показателей преломления вдоль акустооптической ячейки), затем пространственной в пространственно-частотную (в результате фурье-преобразования) и, наконец, пространственно-частотной во временную частотную информацию, иногда выражаемую через пространственное распределение. Сигнал $S(f)$, обладающий временным спектром $f(\nu)$, преобразуется в акустический сигнал. В момент времени t_0 в ячейку входит фронт сигнала со спектром $f_1(\nu)$. До этого плоский световой фронт от когерентного источника проходит акустооптическую ячейку без изменения (в отсутствии сигнала) и собирается фурье-линзой в фокусе, расположенном на линейке фотоприемников, перпендикулярной оптической оси и параллельной акустооптической ячейке. Фокальная точка будет соответствовать частоте $\nu=0$.

Через время $\tau= L/v$ (где L – длина ячейки, v – скорость акустических волн) в момент $t_0+\tau$ волновой фронт пройдет через всю ячейку. По всей ячейке будет иметь место пространственное распределение показателя преломления с набором пространственных частот, соответствующим

временному спектру вводимого сигнала. При этом в случае Брэгговской ячейки волновой фронт когерентного света, прошедший через ячейку, а затем через фурье-линзу, даст в плоскости линейки фотоприемников пространственное распределение амплитуд света, соответствующее различным частотам.

Световой сигнал с каждой пространственной частоты может сниматься параллельно сразу по большому количеству *(N)* каналов, либо последовательно по одному каналу, с коммутацией всех *N* элементов и желательно (для повышения чувствительности) с накоплением сигнала в течение времени, равного времени коммутации. Создание большого количества параллельных каналов не всегда удобно, но и в этом случае необходимо затратить некоторое время на накопление заряда с тем, чтобы было достаточным выходное отношение сигнал/шум. Рассмотрим далее взаимосвязь временного разрешения с пространственным и влияние накопления на временную разрешающую способность.

2. Информационная емкость АОАС и ее пространственные и градационные составляющие

Информационная емкость АОАС является одним из важнейших параметров устройства, кроме того, она входит одним из сомножителей в информационную пропускную способность. Информационная емкость может быть представлена величиной [1]:

$$I=N \log_2 (m+1), \qquad (1)$$

где N – число пространственных элементов, в каждом из которых может поместиться один из m возможных уровней сигнала. Величина N для АОАС может быть представлена количеством разрешимых интервалов спектра.

Для числа разрешимых интервалов спектра, если последний стационарен, известно соотношение [2]:

$$N = \tau \Delta f, \qquad (2)$$

где Δf – полоса частот, охватывающая исследуемый спектр.

Это выражение основывается на критерии Релея и справедливо в предельном случае передачи бинарных сигналов. Если, как это бывает в большинстве случаев, сигнал содержит большое количество полутонов, выражение (2) должно быть заменено, на [3]:

$$N = \beta \tau \Delta f, \qquad (3)$$

где $\beta<1$, но, как правило, не выходит за пределы ½.

Коэффициент β вводится в связи с необходимостью расширения расстояния между разрешаемыми частотами, если амплитуда сигнала соседствующих частот существенно различна и требуется ее определить с возможно большей точностью [1]. Выражение (2) без коэффициента β широко используется для определения эффективности АОАС и оно равно произведению время – полоса, с учетом того, что имеется в виду время прохождения сигналом апертуры. Типичные значения этой величины составляют 1000 – 2000. С учетом коэффициента β эта величина окажется меньше.

3. Ограничение информационной пропускной способности АОАС, обусловленное длительностью времени τ, и возможности ее компенсации

Если в момент времени t_0 в ячейку входит волновой фронт сигнала со спектром $f_2(\nu)$, то в момент времени $t_1=t_0+\Delta t$ фронт пройдет расстояние $x_1=v\Delta t$. Если $L=v\tau$, то проходящий через ячейку свет разделится: часть x/L пройдет через новый спектр $f_2(x)$ и даст соответствующую интенсивность спектра. Часть $(L-x)/L=1-x/L$ пройдет через предыдущий спектр и сосредоточится в соответствующих точках ξ (частоте ν). Интенсивность от этой части упадет до величины $I_0(1-x/L)$, но с другой стороны в эти же точки попадут составляющие от спектра $f_1(x)$ с интенсивностью x/L от исходной. Если сигнал от каждой точки ξ регистрируется мгновенно и параллельно, то при условии прохождения фронта без поглощения можно определить как начальный спектр, так и новый спектр входящего сигнала. В других случаях, если имеется $I_1(\nu)$ – начальное распределение для спектра $f_1(\nu)$, то в каждый момент времени будет иметь место наложение $I_t= I_1(\nu)\ (1-x/L)+ I_2(\nu)\ x/L$ (при условиях отсутствия поглощения и при линейной зависимости от длины отрезка прохождения нового волнового фронта). Но учитывая линейный характер изменения, можно по двум наборам I_+ при значении x_1 и x_2 определить интенсивности и $I_1(\nu)$, и $I_2(\nu)$ для каждой частоты, т.е. оба спектра, несмотря на то, что они смешаны. Более сложный расчет будет иметь место при наличии достаточно заметного звукового поглощения, т.к. при этом доля интенсивности ненулевых частот для отстоящих участков уменьшается, а нулевых, наоборот, увеличивается (за счет увеличения постоянной составляющей).

Мгновенное распределение регистрируется достаточно редко. Надо иметь столько каналов для регистрации, сколько необходимо различить частот (порядка 1000) и интервал времени регистрации должен быть существенно меньше τ – на столько, сколько разрешимых частот может быть на площадке фотоприемника, т.е. τ/N_ν . Так как $\tau \approx 20 - 80$ мксек, то время для регистрации сигнала должно быть ~ $2 \div 8 \times 10^{-8}$ сек. Такой сигнал зарегистрировать можно, но, как правило, он будет мал и отношение сигнал/шум тоже мало и обычно времени на один элемент приходится значительно больше, так как чаще используется последовательная система с накоплением (например, ПЗС или телевизионное устройство). При последовательном съеме информации временная разрешающая способность ухудшится и вместе с ней уменьшится информационная пропускная способность. Они будут зависеть от ряда величин и в том числе от τ. При отсутствии возможности разделения наложенных спектров для извлечения действительного спектрального распределения сигнала необходимо, чтобы длительность сигнала с неизменным измеряемым спектром, была по крайней мере $\Delta t + \tau$, тогда в интервале Δt может быть зафиксирован неискаженный спектр. При этом желательно, чтобы Δt была, возможно больше, чтобы время накопления было достаточно для достижения необходимого отношения сигнал/шум. Если сигнал имеет длительность T, а число перемен спектров составит ν, то время, в течение которого спектры сигнала передадутся без искажений, составит:

$$T_{пол} = T - \nu\tau. \qquad (4)$$

Как видно из полученного выражения, скорость передачи информации уменьшается с увеличением τ, тогда как информационная емкость в соответствии с выражениями (2) и (4) увеличивается. При этом информационная пропускная способность АОАС не изменяется или изменяется мало. Однако существуют другие причины, приводящие к уменьшению информационной пропускной способности.

4. Ограничение временного разрешения, вызванное временем накопления

Необходимость повышения чувствительности и отношения сигнал/шум требует использования регистрирующих приборов с накоплением. Использование последовательной системы требует времени кадра, как правило, существенно большего, чем время τ. В системе с датчиком, работающим в последовательном коммутационном режиме, заметную роль играет несогласование между моментом смены спектра (картины) и моментом начала наложения сигнала, соответствующего данной информации. Если для точки на линейке фотоприемников, соответствующей одной частоте, этот момент совпадет, то для точек других частот он окажется различным. При этом сигнал будет налагаться, и интегрироваться от двух спектров в разном соотношении для разных точек (частот). Кроме того, если коммутация данного элемента совпала с моментом изменения кадра, то сигнал от данного момента будет получен только через кадр, хотя и он не будет содержать смеси предыдущего и настоящего спектра. Во всех остальных случаях будет смесь предыдущего спектра с последующим и только через время двух кадров можно получить чистый спектр для всех элементов. Это время можно несколько сократить, используя методы расчета в случае линейной зависимости коммутации, и создать метод коррекции сигнала, вычитающий предыдущий кадр, позволяющий уменьшить время задержки до одного кадра.

Коммутация предусматривает последовательное прохождение всех N элементов, из которых состоит изображение. В рассматриваемом нами случае – это одномерное изображение, спроектированное на линейку ПЗС и характеризующее распределение по оси x. Минимальное время коммутации одного элемента f_k определяется многими параметрами системы, в том числе чувствительностью датчика, необходимым отношением сигнал/шум, параметрами сканирующих устройств и др. Время, в течение которого коммутирующим устройством опрашиваются N элементов – по принятой в телевидении терминологии – время кадра $T_k = t_k \cdot N$. Время кадра T_k с определенным коэффициентом, близким к величине $1 \div 2$ определяет временную разрешающую способность устройств, использующих коммутацию. В этом случае без учета других факторов, ограничивающих временную разрешающую способность, последняя обратно пропорциональна числу пространственных элементов, а если плотность этого числа остается постоянной, – и пространственной разрешающей способности. Таким образом, наиболее простым способом увеличения временной разрешающей способности рассматриваемых последовательных систем является сокращение пространственного разрешения так же, как и увеличение разрешающей

способности и соответственно числа разрешимых элементов, требует уменьшения временной разрешающей способности. Но для разных применений приборов коэффициенты, определяющие полезность того или иного вида информации, могут быть различны, и в этом случае информационная пропускная способность не определит однозначно полезность прибора. В зависимости от поставленной задачи можно определить максимумы полезной информации за счет использования взаимозависимости пространственной и временной разрешающих способностей.

5. Оценка полезных информационных характеристик АОАС с использованием весовых функций отдельных его компонент

Информационная емкость прибора определяется соотношением (1), записанным в виде $I = N \log_2(m+1)$, где N – число отдельных элементов (отсчетов). Эта величина может быть многомерна и включать пространственные элементы, внутри которых информация неразличима, интервалы времени с неразрешимыми внутри него данными, иногда интервалы по длинам волн спектра излучения и другие интервалы [1]. Чаще всего для АОАС приходится иметь дело с пространственными элементами, число которых определяется из пространственной разрешающей способности, и временными интервалами, число которых определяется временной разрешающей способностью. Если первых N, а вторых n, то $H=Nn$.

При решении различных задач и при различных измерениях ценность информации от пространственных элементов и временных интервалов может быть различна. Более того, ценность информации при увеличении числа пространственных элементов или временных интервалов может увеличиваться не пропорционально числам первых или вторых, а нелинейно. Так, если для решения задачи достаточно разрешить 100 интервалов спектра шириной $\delta f=\Delta f/100$, то увеличение N до 100 даст пропорциональное увеличение необходимой (представляющей ценность) информации, тогда как дальнейшее увеличение N оставляет ценность на прежнем уровне и все остальные сверх N=100 элементы будут излишни. В этом случае весовой коэффициент, определяющий ценность информации, будет составлять нелинейную функцию $f(N)$, значение которой $f(N)\,/^{N=100}_{N=1}=aN$, а $f(N)\,/^{N=\infty}_{N=101}=0$. То же самое может относиться и к числу временных интервалов.

Таким образом, количество полезной (ценной) информации $I_ц$ определится с учетом весовых коэффициентов как:

$$I_ц= N f_1(N)\cdot nf_2(n) \log_2 [(m+1) f_3(m)] , \qquad (5)$$

где $f_3(m)$ – определяет полезность градационной информации. Для систем с бинарным выходом информации:

$$f_3(m)\,/_{m=1}=1, \text{ а } f_3(m)\,/_{m>1}=0. \qquad (6)$$

Выражение (5), если установлены для данной задачи, решаемой с помощью АОАС, весовые функции для всех трех представленных в этом выражении компонент информации, позволит оптимальным образом изменить параметры АОАС, оптимизировав его для данной задачи [4]. Вместе с тем выражение (5) определяет измерительный потенциал АОАС.

Литература:

1. Гуревич С.Б. Эффективность и чувствительность телевизионных систем. – М.: Энергия, 1964. – С. 344.
2. Ли Дж., ВандерЛюгт Э. ТИИЭР. –Т.77. - №10. – С. 158 – 193 (1989).
3. Gurevich B.S., Andreyev S.V., Markov P.A. and Sokolov V.N. Proceeding of the SPIE. -V.3160. -p. 178 – 186 (1997).
4. Акаев А.А., Жумалиев К.М., Гуревич С.Б., Гуревич Б.С. Оптическое изображение: передача, обработка, хранение. Ош – Санкт-Петербург, 1998. – С. 380.

ДЕЛЕНИЕ КЛЕТОК В НЕТКАНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Захарьян А.А[1]., Ташполотов Ы[2].

1-Государственный научный центр Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я.Карпова (Москва), 2-Ошский государственный университет

На основе модели СПД (90^0-90^0) (структура параллельного деления) , выведены уравнения для определения расстояния, между центрами цилиндрическими волокон и между цилиндрическими волокнами. Получено уравнение для определения среднего размера пор и гидродинамического сопротивления нетканых материалов . На основе экспериментальных данных получено, обобуенное уравнение взаимосвязи текууей толуины и соответствуюуего среднего размера пор, для разных структур нетканых материалов { $d_{cp}=(0,77\ k_m-0,13)b_1$ } .

В настоящее время, при глобальном увеличении промышленного производства различных материалов, изделий и соответствующего увеличения количества выбросов, вопросы их очистки от различных типов аэрозолей становиться актуальной задачей. Как известно, для улавливания аэрозольных частиц, наиболее целесообразным и экономически выгодным является использование нетканых волокнистых фильтрующих материалов[1-3]. В конечном счете, от выбора фильтрующего материала зависит не только требуемая эффективность, но и сопротивление материала [3,4]. При этом, сопротивление материала, в рамках одной конкретной задачи, возможно мало, но в рамках глобального их использования сопротивление имеет экспоненциальный характер и затрагивает вопросы энергетики и экологии.

Поэтому возникает необходимость последовательного рассмотрения следующих актуальных задач теории фильтрации аэрозолей:

- способы и процессы формирования различных нетканых материалов;
- реальная структура нетканых материалов при их формировании;
- Рассмотрение теоретической модели структуры нетканого материала близкой к реальности, расчета их фильтрующих и гидродинамических свойств [3].

Способы получения нетканых материалов

Существует различные методы получения единичных, тонких и ультратонких волокон [1,3, 14] и множество приемов, способов создания из них тканых и нетканых материалов [1,3,15-16]. Практика показывает, каждый из этих материалов в определенной степени может служить в качестве фильтрующей основы, как для жидкостной [6], так и для газовой фильтрации [1-3]. Также известно, что наиболее рациональными, с точки зрения фильтрации, являются нетканые структуры, поскольку обладают более высокой эффективностью фильтрации и большей пылеемкостью (сроком службы) [1,3,11].

Нетканые материалы по способу упрочнения, разделяются на две большие группы: нетканые клееные (проклеенные) материалы и нетканые материалы, вырабатываемые по механической технологии (иглопробивные и иглопрошивные) [4,15,16]. Основой всех нетканых материалов является волокнистый холст. Известны четыре основных способа холстообразования: механический, аэродинамический, гидравлический, электростатический [4]. Все перечисленные выше способы получения нетканых холстов и нетканых материалов на их основе, как правило, имеют дело со штапельными (короткими) волокнами. В качестве основы таких материалов может быть: стекло (кварц), полимеры (полиакрилонитрил, полипропилен, полиэфир-лавсан, тетрафторэтилен, металлы (нержавеющая сталь и др.).

Поскольку значительная часть, из выпускаемых на сегодняшний день нетканых материалов используются для газовой и жидкостной фильтрации, то основными требованиями к ним являются: изотропность структуры; размеры волокон составляет 0,3-1 мкм и выше; устойчивость к изгибам; термохемостойкость; пылеемкость; удельная прочность и относительное удлинение [3,4].

Помимо сказанных выше способов одним из известных методов получения волокон и нетканого материала на его основе является электростатический способ холстообразования (ЭСХ) [4]. Метод ЭСХ позволяет получать волокна в широком диапазоне диаметров от 0,1 мкм до десятков микрон, даже в одной структуре материала и с определенной упорядоченностью волокон [1,3,15,16]. Как известно, остальные способы получения фильтрующего материала не дают такой универсальной возможности.

В настоящее время, для фильтрации газовых и жидких сред, используются нетканые материалы на основе волокон диаметром от 0,2-0,5 до 30 мкм[1,4,5,10-12,15-17]. Все эти материалы, помимо основных фильтрующих свойств, должны иметь и вполне определенные

физико-механические характеристики [1,3,4,15-17]. В некоторых случаях они выступают даже как опорные материалы, и должны иметь значительную прочность, без ущерба фильтрационным свойствам.

Существующие модели и методы расчета фильтрующих и гидродинамических свойств нетканых материалов.

На сегодняшний день существуют достаточно много методов и теорий расчета требуемых структур фильтрующих материалов для конкретных сформулированных задач [1,3,10-12]. Большинство теорий рассматривают взаимодействие аэрозольной частицы и параллельно расположенных волокон при фильтрации. При этом большинство авторов полагают, что нетканым фильтрующим материалам свойственна, исходная, случайная микроструктура или такие материалы рассматривают, как случайные, близкие к двумерным структурам [3,11].

Наиболее адекватной и практичной, для случайной двухмерной, волокнистой микроструктуры, на сегодняшний день считается «веерная» модель, предложенная в работе [11,12]. Она представляет собой конечное число плоских нормальных потоку газа параллельных слоев круглых волокон, в которых последние, также параллельны и расположены на равных расстояниях. Рассматривая взаимодействие, частица-волокно, в [3,11] получены гидродинамические уравнения фильтрации аэрозолей и уравнения для расчета эффективности их улавливания. Эти уравнения получены на основе следующих как минимум шести механизмов захвата аэрозольных частиц волокнами (отсеивание, зацепление, диффузия, инерция, электрический и гравитационный) [11,12]. При этом каждый из механизмов захвата частиц носит вероятностный характер улавливания.

С нашей точки зрения «веерная» модель[11,12] действительно является достаточно весомым шагом навстречу реальной структуре нетканого материала. Однако, авторы работ[11,12] приняв «веерную» модель не рассмотрели геометрические построения, способы образования сформировавшихся слоев и различных пор по ходу движения аэрозольного потока. И самое главное, исходя из вероятностного механизма процесса проскока (проницаемости) незаряженных систем, они исследовали взаимодействие аэрозольной незаряженной частицы и не заряженного нетканого материала, в отсутствии каких либо существенных сил.

С нашей точки зрения если только себе представить, что именно электрическая сила может притянуть и уловить аэрозольные частицы, то все остальные механизмы остаются как пренебрежимо малыми. Но авторы [11] вообще не рассматривают электрические силы для разряженных материалов.

Структура нетканых материалов

Многообразие окружающего мира, с его проявлениями и своеобразием, наталкивает на мысль о разнородности имеющихся структур, определяющих тот или иной предмет. Поэтому, возникает вопрос, а что же такое нетканые волокнистые системы? Это простое нагромождение разнородных образований (волокон) или при их формировании, в определенном силовом поле, существует последовательность и закономерность.

Этот вопрос мы задаем не случайно, так как он является *основополагающим*. Если эти структуры случайные, то возникает вопрос о том, что когда необходимо получить высокоэффективную фильтрующую систему с малым размером пор, обычно используют малые образования (волокна), а если нужно получить более грубые фильтрующие системы, берут более крупные образования.

Известно, что в теоретической и экспериментальной практике при сравнении различных нетканых материалов [1,3,4] используется энергетический показатель – коэффициент фильтрующего действия [6-8] КФД = $\alpha = -(\lg K_{пр}) \div R_1$, который для большинства *непрессованных* и разряженных материалов имеет значение близкое к 0,8-1,0 не зависимо от диаметра волокон. Здесь за коэффициент проскока принимается отношение концентрации аэрозоля, после фильтра, к концентрации аэрозоля, до фильтра. $Kпр = C_{после} / C_{до} \leq 1$, а $R_1=\Delta P_1$ – гидродинамическое сопротивление материала при линейной скорости фильтрации U=1см/с.

Также многочисленные практические исследования, показывают, что средний размер пор для большинства исследованных структур находится в эмпирической зависимости $d_{ср}$ = 3,8-:-4,2$D_в$ (где $D_в$ – диаметр волокна, или образования) [1,3, 5,6]. Вместе с этим как показывают экспериментальные результаты, у фильтрующих материалов (без деформации структуры), с

определенным диаметром волокна и заданным сопротивлением материала, общая длина волокон или приведенная поверхностная плотность приблизительно равны [3].

Все эти данные, в совокупности с результатами [1,3-6], наталкивают на мысль о том, что практическое большинство нетканых материалов, полученных из ультратонких волокон в силовом поле, в конечном счете, должны образовывать *не случайные*, а вполне *определенные структуры. Можно, с оговоркой, согласится с утверждением многих авторов [3], что в силовом поле у нас образуются, случайные (начальные) микроструктуры, но «но не случайные, конечные, макроструктуры в виде нетканого материала».*

Цель и постановка задач

В работе мы поставили цель не только исследовать фильтрующие и гидродинамические свойства нетканых структур, полученных различными способами [1,3,15-17], но и ответить на главный вопрос, о их реальной структуре. *При этом, исследовали фильтрующие и гидродинамические свойства предельно разряженных нетканых материалов по частицам аэрозоля 0,3 мкм и выше.*

По нашему мнению, частицам аэрозоля 0,2 мкм и ниже, должны быть уже присущи достаточные, электрические силы для взаимодействия. Поэтому данную проблему мы вынесли за рамки представленной работы, во-первых, потому что она слишком обширна и во-вторых слишком многогранна и должна будет охватить многочисленные сферы нашей жизни, включая электрический ток, гетерогенный катализ, трибозаряды, статический заряд, природу зарядов на нетканых материалах и т. д.

Структуры равного деления клеток

Исходя из анализа существующих теорий и многочисленных экспериментальных результатов, которые были осуществлены нами и другими авторами [1,3,4,7-9] мы предполагаем следующие модели и расчеты нетканых волокнистых структур на основе ниже сформулированных допущений:

- Все волокна (или образования) при формировании нетканого холста, в силовом поле, несут на себе определенный статический (или иной) заряд [3,7-9].
- В силу поверхностного заряда одного знака [3,7-9], волокна в слое укладываются на определенном расстоянии между собой, в соответствии с диаметром волокна (или удельной поверхностной плотностью зарядов). Волокна в единичном слое укладываются параллельно и на средне статистическом расстоянии между центрами волокон (образований) равное «b» (практика показывает на среднестатистическом расстоянии b=~9D), рис. 3.
- Структура нетканого материала состоит из единичных слоев, наложенных одна на другую. Причем каждый последующий единичный слой при укладывании должен быть развернут так, чтобы было минимальное взаимное влияние между волокнами (образованиями). В идеале этот угол должен быть равен 90^0. Но поскольку у нас есть два предыдущих единичных слоя, то этот угол у третьего по счету единичного слоя, может быть и 45^0, а при других построениях и 60^0.

С точки зрения геометрического построения, первые *два единичных слоя* образуют первичную клетку. Каждый последующий единичный слой, делит клетку. Три или более слоев при наложении образуют некий единичный фактор структуры материала или сформировавшийся слой (СС). С точки зрения функциональности каждый единичный слой должен отвечать за фильтрующие свойства при заданной скорости фильтрации (смотри ниже), а каждые три или больше слоев в совокупности за гидродинамические свойства.

Далее для удобства расчетов и общего представления образующей структуры нетканого материала, рассмотрим принцип равного деления клеток, то есть принцип, при котором волокна последующего слоя, располагаются, таким образом, при котором они делят клетку на равные по площади части. При геометрически симметричном расположении волокон два слоя параллельно расположенных волокон должны образовать клетку в форме *квадрата или ромба.*

В данной работе для удобства понимания и расчетов, рассмотрим *структуру параллельного деления* на основе цилиндрических волокон, при котором, каждый последующий слой располагается по отношению к предыдущему слою под углом 90^0, и обозначим данную структуру как СПД (90^0-90^0)-ЦВ

На основе экспериментальных результатов исследований различных структур нетканых материалов предположим следующий сценарий образования структуры сформировавшегося слоя (СС).

Волокна укладываются параллельно друг к другу и на расстоянии b (рис.3 поз. 1). Волокна второго слоя укладываются параллельно друг к другу и под углом 90^0, наименьшего взаимное влияние к волокнам первого слоя (поз. 2) – эта позиция наименьшего взаимного влияния волокон первого и второго слоя. Волокна третьего слоя должны соответственно укладываться параллельно и под углом 90^0, наименьшего взаимного влияния к волокнам первого и второго слоя. При этом в случае идеального расположения они должны делить ячейку (клетку) пополам (поз.3). Таким образом, три единичных слоя, с параллельно расположенными волокнами образуют первый сформировавшийся слой–определяющий гидродинамические и фильтрующие свойства материала (СС-3) рис.3 поз. 3. (СС- это элементарное повторяющееся образование в структуре материала и определяющее его свойства). В дальнейшем волокна следующего четвертого единичного слоя укладываются в положении с наименьшим взаимным влиянием с волокнам второго и третьего слоя. Далее, четыре слоя, параллельно расположенных волокон образуют второй сформировавшийся слой (СС-4) также отвечающий за гидродинамические и за фильтрующие свойства, рис.3 поз. 4.

Следующий (второй, третий ит.д) сформировавшийся слой (СС) волокон может располагаться с любым возможным смещением по отношению к предыдущему слою рисунок 3 позиция 4 позиция 5, и повторяет структуру предыдущих рассмотренных слоев.

Таким образом, в идеально построенной модели расстояние между волокнами «b_1» и средний размер пор (смотри ниже) должны определить фильтрующие и гидродинамические свойства материала

Модели структур нетканых материалов

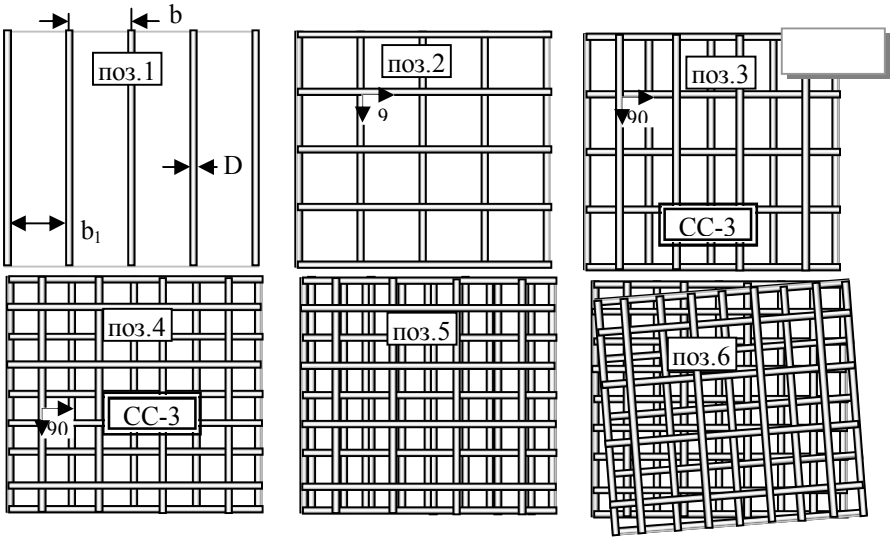
Анализируя нетканые материалы, полученные другими способами [5,15-17], нами выявлены вполне очевидные повторяющиеся закономерности и соответствующие им зависимости. Все это наталкивает на мысль об едином принципе построения нетканых структур в «силовом поле» при условии наличия на волокнах (образованиях) определенного наложенного или приобретенного заряда.

Исходя из этого, мы предполагаем, что наиболее вероятными моделями для нетканых материалов, могут быть приведенные ниже структуры, равного деления клеток:

1.Структура из параллельных волокон при неизменном расстоянии между волокнами, и при фазовом смещении каждого последующего слоя на 90^0 - СПД (90^0-90^0) (структура параллельного деления)

2. Структуры с чередующим расстоянием между волокнами и параллельно диагональным делением клетки и с фазовым смещением слоев на 90^0-45^0 - СПДД (90^0-45^0). (Будет рассмотрена в отдельной статье).

3.Структуры с синхронно фазовым, и постоянным уменьшением расстояния между волокнами и с фазовым смещением слоев 90^0-45^0. Или структура параллельно диагонального деления, «залечивающая рану» - СПДД-ЗР (90^0-45^0). (Данная структура будет рассмотрена в отдельной статье).



4.Структура параллельного деления и с фазовым смещением слоев на 60^0 СПДД (60^0-60^0) (Будет рассмотрена в отдельной статье).

Как было сказано выше, для удобства понимания и изложения в данной статье мы приводим первую структуру - СПД (90^0-90^0)ЦВ, где ЦВ – цилиндрические волокна.

Структура параллельного деления СПД (90^0-90^0)-ЦВ

Определение среднего расстояния между центрами волокон b и между волокнами b_1

В общем виде вес единичного слоя P образца размером длиной и шириной L должен быть равен:

$$P = S_в \rho_n L N_1 = \frac{\pi D_в^2}{4} \rho_n L N_1 = \frac{\pi D_в^2}{4} \rho_n L \frac{L}{b} = \frac{\pi D_в^2}{4} \rho_n \frac{L^2}{b}.$$

Откуда простым расчетом получаем

$$b = \frac{\pi D_в \rho_n T}{4 M_{пп}} =\sim \frac{0{,}785 D_в \rho_n T}{M_{пп}} . \qquad [1]$$

$$b_1 = b - D_в . \qquad [2]$$

где $M_{пп}$ - поверхностная плотность нетканого материала, L- длина и ширина образца, $\rho_п$ - плотность полимера (основы),$S_в$=L^2- площадь образца, N_1=L : b- количество волокон в единичном слое, N_2=T : $D_в$ - количество слоев в выбранном образовании, b - расстояние между центрами волокон, в единичном слое, b_1 - расстояние между волокнами в единичном слое, $D_в$ – диаметр волокна, T–толщина материала.

Определение среднего размера пор и гидродинамического сопротивления фильтрующего материала

Для определения взаимосвязи между гидродинамическим сопротивлением материала, и средним размером пор, воспользуемся уравнением гидродинамики [13]

$$V=\frac{r^2 R}{8T\mu} = \frac{d_{пор}^2 R}{32T\mu}, \qquad [3]$$

где: r – радиус поры, $d_{пор}$ - диаметр поры, $R = \Delta P$ - сопротивление течению (перепад давления), T–толщина материала (длина канала), μ - вязкость воздуха.

Если предположить, что измерения сопротивления мы проводим с помощью воздуха и при линейной скорости фильтрации 1 см/с, то уравнение 3 можно упростить

$V = \frac{d_{пор}^2 R_1}{32T\mu} = \kappa_1 \frac{d_{пор}^2 R_1}{T} = 1$ или $d_{пор} = \sqrt{\frac{\kappa_1 T}{R_1}}$ с учетом одинаковых структур, но разных используемых материалов (полимеров), или, что одно и тоже различной плотности (основы), уравнение должно иметь следующее выражение:

$$d_{пор} = d_{ср} = \sqrt{\frac{\kappa_2 T}{\rho_{пол} R_1}} , \quad \text{где } K_1 \text{ и } K_2 \text{ – коэффициенты .} \qquad [4]$$

И как показывает практика, уравнение 4 имеет следующий эмпирический вид:

$$d_{ср} =\sim 0{,}63 \sqrt{\frac{T_{тек}}{\rho_{пол} R_1}} \qquad [5]$$

или сопротивление материала должно быть:

$$* R_1 =\sim 0{,}4 \frac{T_{тек}}{\rho_{пол} d_{ср}^2} \qquad [6]$$

$$R_n =\sim 0{,}4 \frac{T_{тек}}{\rho_{пол} d_{ср}^2} V_n \qquad [7]$$

С помощью уравнения 6 и уравнения 7, при скорости фильтрации 1см/с., можно определить средний размер пор и сопротивление материала, а при любой другой скорости фильтрации определить соответствующее ему сопротивление материала с помощью уравнение 7.

Подчеркнем, что измерение толщины материала необходимо вести при минимальном давлении замера.

Геометрическое истолкование (определение) среднего размера пор

Определить точно, теоретически, средний размер пор, с нашей точки зрения достаточно сложно. На самом деле, определяя средний размер пор исходя из уравнения 6, мы как бы определяем некий усредненный показатель размера пор, характеризующий данное образование. Если в данной предлагаемой модели СПД состоящей из четырех единичных слоев принять среднее значение поры, как среднеарифметическое четырех слоев, то мы получим геометрическое значение среднего размера пор. К примеру:

Если мы имеем бездефектную структуру, то максимальный размер должен быть равен расстоянию между волокнами b_1 (рисунок 3), то есть первый по ходу потока слой имеет размер поры b_1. Если предположить, что средний размер пор определяется корнем квадратным из полученной разделенной площади рис. 3, позиция 3, то третий слой волокон должен разделить пору на площади (СС-3):

$S_0 = \frac{b_1^2 - b_1 D_в}{2}$; и соответственно $d_{ср}^0 = \sqrt{\frac{b_1^2 - b_1 D_в}{2}}$, [8]

и это есть значение поры для второго единичного слоя.

Если вести рассуждение дальше то четвертый слой должен разделить пору, рис. 3, позиция 4, на соответствующие равные размеры (СС-4), которые можно определить из уравнения 9

$S_n = \frac{b_1^2 - 2b_1 D_в}{4}$ откуда $d_{ср} = \sqrt{\frac{b_1^2 - 2b_1 D_в}{4}}$, [9]

это значение поры для третьего и четвертого единичного слоя.

Если принять, что при укладке волокон соблюдается среднестатистическое условие b=~9D, то начальный неразделенный максимальный размер пор равен b_1=8D, то мы получим для первого слоя СС-4 размер поры b_1, для второго слоя $d_{пор}$=~0,66b_1, для третьего и четвертого слоя $d_{пор}$=~0,43b_1. И тогда среднеарифметическое значение размера пор четырех слоев будет равна: $d_{ср}$=~(b_1+ 0,66b_1+ 0,43b_1+0,43 b_1):4=~0,63-0,64b_1.

Это и есть геометрическое значение среднего размера пор для непрессованного материала. Если прессовать материал, то у нас будут изменяться поры в каждом единичном слое и соответственно измениться размер средней поры. На основе экспериментальных результатов нами получено, обобщенное уравнение 10, взаимосвязи текущей толщины и соответствующего среднего размера пор, для разных структур нетканых материалов:

$d_{ср}$=(0,77 $k_т$-0,13)b_1 , [10]

где: *$k_т$ = $T_{тек}$ / $T_о$ (текущая толщина к исходной толщине), при $k_т$=1 (непрессованный материал) $d_{ср}$=~0,64b_1 .

Определение плотности упаковки

Начальная плотность упаковки цилиндрических волокон при данном построении рисунок 3, должна быть равна:

$$\beta = \frac{V_{вол}}{V_{общ}} = \frac{\pi D_в^2 L^2}{4L^2 D_в b} = \frac{\pi D_в}{4b} \quad [11]$$

Определение количества единичных и сформировавшихся слоев

Количество слоев	Уравнение для определения	№
Общее (элементарных)	$N_{об} = T \div D_в$	12
СС-3 (сформировавшихся)	$N_{сс-3} = T \div 3D_в$	13
СС-4 (сформировавшихся)	$N_{сс-4} = T \div 4D_в$	14

Здесь $N_{об}$ – общее количество единичных слоев в материале.

Выводы:

1. Все волокна (или образования) при формировании нетканого холста, в силовом поле, несут на себе определенный статический (или иной) заряд [3,7-9,15,16]. В силу поверхностного заряда одного знака, волокна в слое укладываются на определенном расстоянии между собой, в соответствии с диаметром волокна (или удельной поверхностной плотностью зарядов).
2. Все волокна (образования) обладающие конечным зарядом, и нетканые материалы на их основе, полученные в силовом поле, следует, с нашей точки зрения, отнести к явлениям не случайной, а последовательной закономерности, поскольку образующиеся структуры имеют вполне определенные и повторяющиеся характеристики и зависимости.
3. Структура нетканого материала состоит из единичных слоев, наложенных одна на другую. Причем каждый последующий единичный слой при укладывании должен быть развернут так, чтобы было оптимально-минимальное взаимное влияние между волокнами. При построении волокон первые два единичных слоя образуют первичную клетку (ромб, квадрат). Каждый последующий единичный слой, делит эту клетку. Три или более слоев должны характеризовать некий единичный фактор структуры материала или сформировавшийся слой (СС).
4. Мы считаем, что фильтрация аэрозольных частиц, подобна фильтрации жидкостей, с той лишь разницей, что в первом случае аэрозольные частицы удерживаются волокнами, а при жидкостной фильтрации частицы могут вымываться, если размер пор, больше размера фильтруемой частицы.
5.Одним из основных показателей нетканого материала является среднестатистическое расстояние между волокнами b_1 и средний размер пор d_{cp}. На основе модели СПД (90^0-90^0) , выведены уравнения для определения расстояния, между центрами цилиндрическими волокон и между цилиндрическими волокнами.
6. Получено уравнение для определения среднего размера пор и гидродинамического сопротивления нетканых материалов .
7. На основе экспериментальных данных получено, обобщенное уравнение взаимосвязи текущей толщины и соответствующего среднего размера пор, для разных структур нетканых материалов { $d_{cp}=(0,77\ k_т-0,13)b_1$ } .

Литература

1. Петрянов И.В., Козлов В.И., и др. Волокнистые фильтрующие материалы ФП. М.: Знание, 1968.
2. Ужов В.Н., Мягков Б.И. Очистка промышленных газов фильтрами. М.:Химия, 1970.-319с.
3. Басманов П.И., Кириченко В.Н., и др. Высокоэффективная очистка газов от аэрозолей фильтрами Петрянова, М., Наука, 2003.- 271с.
4. Захарьян А.А. Кандидатская диссертация, М.: ГНЦ НИФХИ им Карпова.,1983.- 160с.
5. Захарьян А.А. К вопросу о структуре и фильтрующих свойствах нетканых материалов. Шестые Петряновские чтения, Тезисы докладов М.: ГНЦ НИФХИ им Карпова.2007, С.45.
6. Садовский Б.Ф., Шепелев А.Д. Применение материалов ФП, для фильтрации жидкостей. Шестые Петряновские чтения, Тезисы докладов.. М.; ГНЦ НИФХИ им Карпова.2007, С.72-73.
7. Ушакова Е.Н., Козлов В.И., Петрянов И.В. О сохранности зарядов на материалах ФП, Архив ГНЦ НИФХИ им. Л.Я.Карпова. арх.№92а ,1972. С10.
8. Шумейко Ф.П. Кандидатская диссертация. М.; ГНЦ НИФХИ им. Л.Я.Карпова. 1980, 160с.
9. Попов С.И., Петрянов И.В. // Докл. АН СССР, 1975. Т. 225., №4, С. 868-870.
10. Глушков Ю.М. // Диссертация. М. ГНЦ НИФХИ им. Л.Я.Карпова, 1969.
11. Kirsh A.A., Stechkina I.B.The theory of aerosol filtration with fibrous filter, Fundamental of aerosol science. N.Y. Wiley. 1978.P.165.
12. Кирш А.А. Диссертация (777), М.: ГНЦ НИФХИ им Карпова.1977.- 241с.
13. Альтшуль А.Д., Животовский Л.С., Иванов Л.П. Гидравлика и Аэродинамика, М.:Стройиздат.,1987. с.165-168.
14. Пакшвер А.Б. Физико-химические основы технологии химических волокон. М.: Химия, 1972.- 431 С.
15. Крчма Р. Нетканые текстильные материалы. М.: Химия, 1964, 226 с.
16 Тихомиров В.Б. Физико-механические основы получения нетканых материалов. М.:Легкая индустрия, 1969.- 328с.

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ТАЛЬБОТА И НАУЧНАЯ ГОЛОКИНЕМАТОГРАФИЯ

Исманов Ю. Х., Марипов А.
Кыргызский государственный технический университет им. И. Раззакова, г. Бишкек

В работе рассматривается голографический эффект Тальбота, а также возможность использования его при разработке голографического научного кинематографа, который смогут смотреть одновременно до 16 и более зрителей

1. Голографический эффект Тальбота

Голографический эффект Тальбота, в его самом общем виде, был обнаружен в процессе развития метода бесщелевой радужной голографии, предложенного Мариповым А. [1]. В работах [1-3] показано, что при восстановлении отбеленной голограммы линейной решетки белым светом, как в проходящем, так и в отраженном свете на плоскости голограммы восстанавливается радужное изображение решетки. Однако при освещении этой же голограммы когерентной волной восстанавливаются мнимое и действительное изображения решетки и, кроме того, последовательности их саморепродукций, и это при том, что положение решетки, при записи ее голограммы, абсолютно произвольно по отношению к плоскости голограммы. Как будет видно из последующих расчетов, это никоим образом не влияет на возможность восстановления изображений решетки. Наоборот, более общий подход позволяет показать, что при восстановлении голограммы решетки происходит восстановление мнимого и действительного изображений решетки в ±1 порядках дифракции, причем эти изображения и, соответствующие им последовательности саморепродукций, видны одновременно, в отличие от обычных голографических изображений.

И, не менее важный момент, это то, что последовательность изображений решетки восстанавливается также и в нулевом порядке дифракции.

Рассмотрим схему записи голограммы решетки.

Функция пропускания решетки может быть представлена как Фурье – разложение вида

$$t(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m \exp(2\pi jmx / d), \qquad (1.1)$$

где d – период решетки.

Если решетка освещается плоской волной вида

$$u_0(x, y, z) = a \exp(jkz), \qquad (1.2)$$

где к =2π/λ - волновой вектор, λ - длина падающей волны, z - ось, вдоль которой распространяется волна, a – амплитуда освещающей волны, то поле вблизи плоскости голограммы имеет вид

$$u_z(x, y, z) = c \exp(jkx\sin\theta) \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m \exp[j2\pi\times (\frac{mx}{d} - \frac{m^2\lambda z}{2d^2})] \qquad (1.3)$$

В качестве обьектной волны возьмем плоскую волну, падающую перпендикулярно плоскости голограммы, т. е. направление распространения волны совпадает с направлением оси z:

$$u_R = A\exp(jkz), \qquad (1.4)$$

где A – амплитуда опорной волны.

Согласно этому методу Габора [4], функцию пропускания решетки, необходимо представить в виде суммы $t = t_0 + t_m$, где t_0 - постоянная составляющая функции пропускания решетки (с нулевой пространственной частотой), а t_m - дифрагированная, или составляющая с

нулевой частотой. В соответствии с выражением (1.3) для обеектного поля на расстоянии z от плоскости решетки

$t_0 = a_0, \quad t_m =$

$$\sum_{m=-\infty, m\neq 0}^{\infty} a_m \exp[j2\pi(\frac{mx}{d} - \frac{m^2\lambda z}{2d^2})]. \qquad (1.5)$$

Коэффициент пропускания такой голограммы, записанной при указанных выше условиях, имеет вид

$$\tau(x, y) \sim I(x, y) = A\exp(jkz)c^* \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m \exp[-j2\pi(\frac{mx}{d} - \frac{m^2\lambda z}{2d^2})]\exp(-jkx\sin\theta) +$$

$$+A\exp(-jkz)\, c \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m \exp[j2\pi(\frac{mx}{d} - \frac{m^2\lambda z}{2d^2})]\exp(jkx\sin\theta) + \frac{\lambda^4}{4\pi^2} a_0^2 + \frac{\lambda^4}{4\pi^2} a_0 \times$$

$$\times \sum_{m=-\infty, m\neq 0}^{\infty} a_m \exp[-j2\pi(\frac{mx}{d} - \frac{m^2\lambda z}{2d^2})] + \frac{\lambda^4}{4\pi^2} a_0 \sum_{m=-\infty, m\neq 0}^{\infty} a_m \exp[j2\pi(\frac{mx}{d} - \frac{m^2\lambda z}{2d^2})] \qquad (1.6)$$

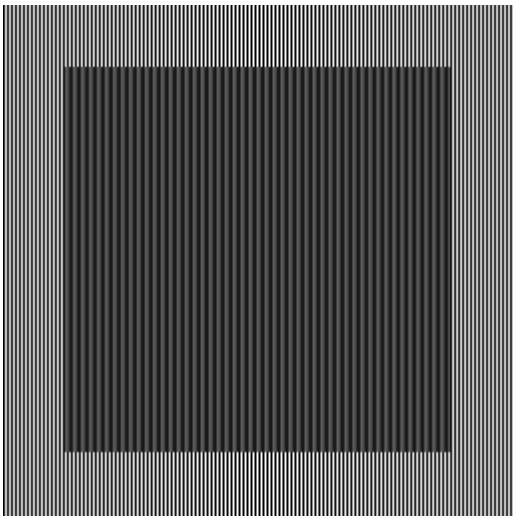
При освещении такой голограммы исходной опорной волной $u_R = A\exp(jkz)$ за ней возникают три дифракционных порядка, определяемых значением угла θ между направлениями распространения обеектной и опорной волн (рис.1).

В направлении + 1 – го порядка дифракции, под углом + θ по отношению к нормали к плоскости голограммы можно наблюдать мнимое изображение исходной решетки. И здесь также восстанавливается последовательность саморепродукций, захватывающая обе области пространства. То же самое мы наблюдаем и в -1-ом порядке дифракции. В нулевом порядке дифракции, представляющем собой, по сути, результат восстановления голограммы Габора, мы также наблюдаем восстановление всей последовательности саморепродукций.

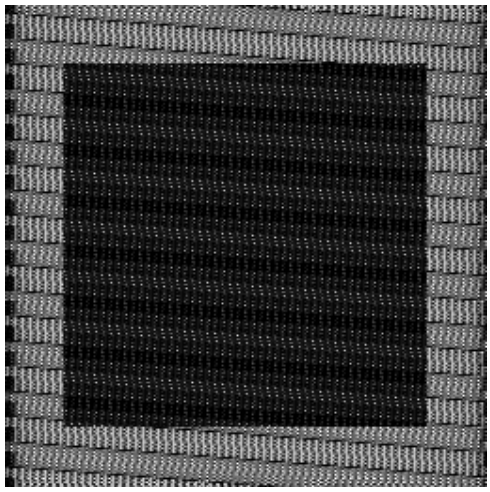
Примером использования эффекта Тальбота в голографии является многоканальный широкодиапазонный голографический интерферометр [5] (рис. 2).

Данный интерферометр представляет собой, по сути, процесс восстановления голограммы решетки и фазового обьекта исходной опорной волной и исходной обьектной волной, которая проходит сквозь искаженный фазовый обьект. Результатом восстановления такой голограммы является возникновение 4-х дифракционных порядка, которые можно рассматривать как 4 выходных канала интерферометра. Уникальной особенностью такого интерферометра является то, что эти каналы несут информацию об одном и том же обьекте, причем эти каналы имеют различную чувствительность. Важной свойством этого интерферометра является то, что чувствительности каналов мы можем изменять в зависимости от потребностей. Интерферометр может работать в реальном масштабе времени, так как вид интерференционных картин в в выходных каналах меняется в зависимости от состояния исследуемого обьекта.

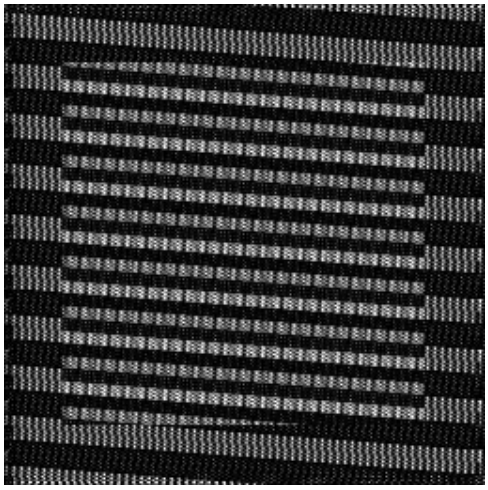
Ниже приведен пример интерференционных картин, получаемых в выходных каналах интерферометра (рис. 3).



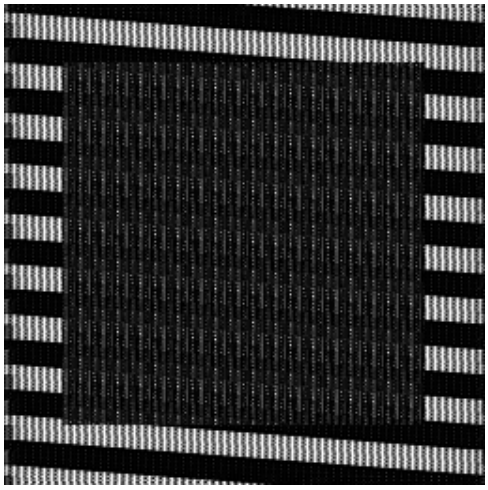
Канал 1



Канал 2



Канал 3



Канал 4

Рис. 3. Обьект – оптический клин.

Как видно из рис. 3 в каналах 2 и 3 формируются высокочастотные интерференционные картины, т. е. это каналы высокой чувствительности. Каналы 1 и 4 обладают меньшей чувствительностью.

2.Эффект Тальбота в научной голокинематографии

Основной вопрос, который возникает при создании голографического кино – это вопрос возможности разработки такой схемы записи голограммы обьекта, которая, при освещении этой голограммы, восстанавливала бы изображения обьекта для нескольких наблюдателей.

Из сказанного в первой части статьи видно, что при освещении голограммы опорной волной А изображения обьекта могут одновременно увидеть 5 зрителей $З_1$-$З_5$ (рис. 4).

Если записать голограммы обьекта с помощью двух опорных волн $\boldsymbol{A_1}$ и $\boldsymbol{A_2}$ под углами α_1 и α_2 (в направлении оси **У:** $\alpha_2 = 2\alpha_1$), то освещая такую голограммы опорной волной, совпадающей с исходной предметной волной, мы можем увидеть изображения для 9 зрителей (рис.5, плоскость голограммы Н, вид спереди).

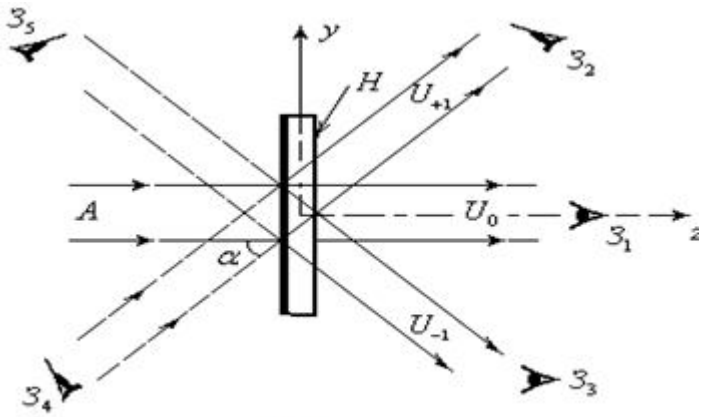


Рис. 4

При освещении голограммы белым светом наблюдатели увидят действительные и мнимые изображения обьекта в цветах радуги во всех порядках дифракции

Если мы, при записи голограммы добавим еще две опорные волны ***A*** под углами α_1 и $2\alpha_2$ по направлению ***X*** по отношению к предметной волне $\vec{a}$, то, при освещении голограммы опорной волной *A,* (рис.5) появится еще 4 луча, U^x_{+1}, U^x_{-1} и U^x_{+2}, U^x_{-2} пронизывающие плоскость голограммы по направлению *x* (кружочки заштрихованы).

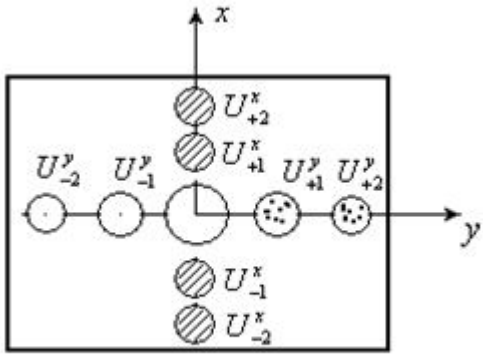


Рис. 5

Таким образом, при освещении такой голограммы,

записанной с помощью четырех одинаковых опорных волн *A*, падающие под углами α_1 и $\alpha_2 = 2\alpha_1$ по отношению к предметной волне $\vec{a}$, по направлениям оси *x* и *y*, восстановятся 17 изображений.

Если при записи голограмм число опорных волн увеличить еще на два – по одному по направлениях *x* и *y* ($\alpha_3 = 3\alpha_1$), то при восстановлении, число изображений увеличится еще на 8 и составит 25 изображений. Далее, в принципе уплотняя число опорных волн при записи голограммы обьекта, можно увеличить еще на 8, 16 и т.д.

Литература

1. Марипов А. Радужная голография.- Бишкек: Илим, 1988.- с. 146
2. Maripov A., Ismanov Y. The Talbot effect (a self – imaging phenomenon) in holography. // J. Appl. Phys.- v. 74.- No. 8.- 1993.- p.p. 7039 –7044
3. Maripov A., Ismanov Y. The Talbot effect (a self – imaging phenomenon) in holography. // J. Optics (Paris).- 1994.- v. 25.- No. 1.- p.p. 3 – 8
4. Gabor D. Proc. Roy. Soc. (London). 1949.A/197,p 454
5. Maripov A., Ismanov Y. Interferometer based on the Talbot effect in holograhy. // J. Optics (Paris).- 1995.- v. 26.- No. 1.- p.p.25 – 28

ПОСТРОЕНИЕ АСИМПТОТИКИ РЕШЕНИЯ СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННОЙ ЗАДАЧИ ЛАГЕРСТРОМА РАЗМЕРНОСТИ ЧЕТЫРЕ, МЕТОДОМ СТРУКТУРНОГО СРАЩИВАНИЯ

М. К. Омуралиев
ИСРиП, Бишкек

Методом структурного сращивания строится асимптотика решения модельной задачи Лагерстрома размерности четыре.

It is constructed an asymptotic of the solution Lagerstrom's model problem of the dimension four.

1. Введение.

1950 г. А. А. Лагерстром [1] для изучения уравнения Навье – Стокса при малых числах Рейнольдса, предложил следующую модельную задачу

$$\frac{d^2v(r)}{dr^2} + \frac{n-1}{r}v(r) + v(r)\frac{dv(r)}{dr} = 0,\ v(\varepsilon) = 0,\ v(\infty) = 1,$$

где ε – малый положительный параметр, *n*– размерность пространства(лапласиана), $r \in [1,\infty)$ - независимая переменная, $v(r)$ - неизвестная функция.

Существование и единственность решения задачи (1) изложены в [2-3]. Главные члены асимптотики решения получены в [3-6] методом сращивания, в [7] методом фиктивного параметра.

2. Постановка задачи. Здесь рассмотриается случай *n*=4, т.е. рассмотрим задачу

$$\frac{d^2v(r)}{dr^2} + \frac{3}{r}v(r) + v(r)\frac{dv}{dr} = 0,\ v(\varepsilon)=0, v(\infty) = 1,$$

В этой задаче удобно сделать подстановку $r = \varepsilon x, v = 1 - y(x)$, тогда имеем следующую задачу

$$\frac{d^2y(x)}{dx^2} + (\frac{3}{x} + \varepsilon)\frac{dy}{dx} = \varepsilon y(x)\frac{dy}{dx}, y(1) = 1,\ y(\infty) = 0. \qquad (1)$$

Надо построить асимптотику решения задачи (1) на отрезке $I(\varepsilon) = [1,\infty)$.

3. Структура внешнего решения

Определение 1. Переменную x назовем внешней переменной.

Определение 2. Внешним решением задачи (1), назовем решение этой задачи, которое удовлетворяет условию $y(1)=0, y'(1)=a$ (где $a=const$ – пока не определена) и существует на конечном, но на большом отрезке $J(\varepsilon)=[1,\varepsilon^{-1}]$.

Внешнее решение ищется в виде:

$$Y(x,\varepsilon)=y_0(x)+\varepsilon y_1(x)+\varepsilon^2 y_2(x)+\ldots+\varepsilon^n y_n(x)+\ldots \qquad (2)$$

где $y_j(x)$ – пока неопределенная функция на отрезке $J(\varepsilon)$, при чем эти функции удовлетворяют следующим граничным условиям:

$y_0(1)=0,\ y_0'(1)=a$, $y_k(1)=0,\ y_k'(1)=0\ \ (k=1,2,\ldots)$.

Подставляя (2) в (1) для определения $y_j(x)(j=0,1,2,...)$ имеем следующие уравнения:

$$Ly_0(x)=y_0''(x)+\frac{3}{x}y_0'(x)=0,\ \ y_0(1)=0,\qquad y_0'(1)=a \qquad (3.0)$$

$$Ly_1(x)=-y_0'(x)+y_0(x)y_0'(x),\ \ y_1(1)=0, y_1'(1)=0 \qquad (3.1)$$

$$Ly_2(x)=-y_1'(x)+y_0(x)y_1'(x)+y_1(x)y_0'(x), y_2(1)=0, y_2'(1)=0 \qquad (3.2)$$

……..

$$Ly_m(x)=-y_{m-1}'(x)+\sum_{i+j=m-1} y_i(x)y_j'(x),\ y_m(1)=0,\ \ y_m'(1)=0 \qquad (3.n)$$

.....

Решение задачи (3.0) представляется в виде:

$$y_0(x)=1+\frac{a}{2}-\frac{a}{2}x^{-2},\ \ \frac{dy_0}{dx}=a\,x^{-3}. \qquad (4.0)$$

Используя (3.0), для определения $y_1(x)$ имеем уравнение

$$Ly_1(x)=\frac{a^2}{2}x^{-3}-\frac{a^2\,2}{2}x^{-5},\ \ y_1(1)=0,\ \ \ y_1'(1)=0,$$

Решая это уравнение получим

$$y_1(x)=\frac{a^2}{6}-\frac{a^2}{2}x^{-1}+\frac{a^2}{2}x^{-2}-\frac{a^2}{6}x^{-3}, \qquad (4.1)$$

Отсюда,

$$y_1'(x)=\frac{a^2}{2}x^{-2}-a^2x^{-3}+\frac{a^2}{2}x^{-4}\ , \quad (4.1.1)$$

Используя (4.1)и (4.1.1) ,уравнение для определения $y_2(x)$ запишется в виде

$$Ly_2(x)=\frac{a^3}{4}x^{-1}+\frac{2}{3}a^3x^{-3}+O(x^{-4}),\ \ x\to\infty$$

Решая это уравнение получим

$$y_2'(x)=\frac{a^3}{8}x^{-1}-\frac{2}{3}a^3x^{-2}+O(x^{-3}),\ \ \ x\to\infty$$

Значит

$$y_2(x)=\frac{a^3}{8}\ln x-\frac{2a^3}{3}+\frac{2a^3}{3}x^{-1}+O(x^{-2}),\ x\to\infty. \qquad (4.2)$$

Теперь уравнения для определения $y_3(x)$ запишется в виде

$$Ly_3(x)=\frac{a^4}{6}x^{-1}-\frac{a^4}{4}x^{-2}+O(x^{-3}\ln x),\ x\to\infty.$$

Отсюда

$$y_3'(x)=\frac{a^4}{18}x-\frac{a^4}{8}x^{-1}+O(x^{-2}\ln x),\ x\to\infty.$$

Значит

$$y_3(x)=\frac{a^4}{18}x-\frac{a^4}{8}\ln x-\frac{a^4}{18}+O(x^{-1}\ln x),\ x\to\infty$$

Далее, уравнения для определения $y_4(x)$ запишется в виде

$$Ly_4(x)=\frac{a^5}{8}-\frac{a^5}{16}x^{-1}+o(x^{-1}),\ x\to\infty.$$

Отсюда

$$y_4'(x)=\frac{a^5}{32}x+O(1),\ \ x\to\infty.$$

Интегрируя это выражение имеем

$$y_4(x)=\frac{a^5}{64}x^2+O(x),\quad x\to\infty.$$

Аналогично , мы можем определить функцию

$$y_n(x)=\frac{a^{n+1}x^{n-2}}{\lambda_n}+O(x^{n-3}),\ x\to\infty. \qquad (4.n)$$

где λ_n - натуральное число, которое стремится к бесконечности при $n\to\infty$.

Докажем формулу (4.n) методом полной математической индукции. Предположим, что формула (4.n) верна и докажем, что справедлива:

$$y_{n+1}(x)\sim\ \frac{a^{n+2}}{\lambda_{n+1}}x^{n-1}+O(x^{n-2}),\ x\to\infty. \qquad (4.n+1)$$

Уравнение для определения функции $y_{m+1}(x)$ имеет вид:

$$Ly_{n+1}(x)=\frac{a}{2}(1-x^{-2})y_n'(x)+\sum_{i+j=n,i\geq1,j\geq0}y_i(x)y_j'(x)\ .$$

С учетом (4.0), (4.1),...,(4.n), это уравнение запишется в виде

$$Ly_{n+1}(x)=\frac{a^{n+1}}{\lambda_n}x^{n-2}+O(x^{n-3}),\quad x\to\infty.$$

Отсюда интегрируя это выражение получим (4.n+1).

Таким образом, внешнее решение (2) имеет следующую структуру

$$y(x,\varepsilon)=1+\frac{\alpha}{2}(1-x^{-2})+\varepsilon a^2\{\frac{1}{6}-\frac{1}{2}x^{-1}+O(x^{-2})\}+\varepsilon^2a^3\{\frac{1}{8}\ln x+O(x^{-1})\}+$$

$$\varepsilon^3a^4\{\frac{1}{18}x-\frac{1}{8}\ln x+O(1)\}+\varepsilon^4a^5x^2\{\mu_0+\mu_1(a\varepsilon x)+ \qquad (5)$$

$$\mu_2(a\varepsilon x)^2+...\mu_n(a\varepsilon x)^n+...\},\ x\to\infty$$

где μ_k - постоянные.

Если в (5) положить $x=\varepsilon^{-1}$, то имеем

$$y(x,\varepsilon)\Big|\ x=\varepsilon^{-1}\Big|=1+\frac{a^{-2}}{2}+\varepsilon a^2\frac{1}{6}+\varepsilon^2a^3\frac{1}{8}\ln(\varepsilon^{-1})+\varepsilon^3a^4\{\frac{1}{18\varepsilon}-\frac{1}{8}\ln(\varepsilon^{-1})\}+\varepsilon^2a^5\{\mu_0+\mu_1a+$$

$$\mu_2a^2+...+\mu_na^n+...\}. \qquad (6)$$

Если, постоянную a выберем равную, $a=\varepsilon$ то выражение (6), $y_0'(x)$ является асимптотическим рядом. (7)

Справедлива

Теорема 1. Внешнее решение (2) является асимптотическим рядом на отрезке $I(\varepsilon)=\left[1,\varepsilon^{-1}\right)$ другими словами, если его представить в виде

$$y(x,\varepsilon)=y_0(x)+\mu y_1(x)+\ldots+\mu^n y_n(x)+\mu^{n+1}R_{n+1}(x,\varepsilon) \qquad (8)$$

тогда для остаточного члена справедлива следующая оценка:

$$\left|R_{n+1}(x,\varepsilon)\right|\le l\mu^{n+1}\ , \qquad (9)$$

где l – некоторая не зависящая от ε положительная постоянная.

Строгое доказательство можно провести методом мажорант.

3. Внутреннее и полное решение.

Теперь построим внутреннее решение, которое удовлетворяет условию на бесконечности. Для этого введем внутреннюю переменную t

$$t=x\varepsilon \qquad (10)$$

Тогда уравнение (1) запишется в виде:

$$u''(t)+\left(3+\frac{1}{t}\right)u'(t)=u(t)u'(t) \qquad (11)$$

где $u(t)=y(x)/_{x=t\varepsilon^{-1}}$

Определение 3. Переменную t назовем внутренней, а функцию $u(t)$ внутренним решением, причем внутреннее решение удовлетворяет краевому условию на бесконечности $u(\infty)=0$..

Оказывается, что внутреннее решение (13) существует не только в некоторой окрестности точки $t=\infty$, но и на всем отрезке $I(\varepsilon)=[\varepsilon,\infty)$, т.е. мы решаем уравнение (11) со следующими граничными условиями

$$u_0(\varepsilon)=1,\ u_n(\varepsilon)=0\ (n=1,2,...). \qquad (12)$$

Решение задачи (11)- (12) ищем в виде:

$$U(t,\mu)=u_0(t)+u_1(t)+u_2(t)+\ldots, \qquad (13)$$

где $u_k(t,\mu)=O(\mu^k),\ k=0,1,2,....$ Тогда для определения $u_j(t)$ получим следующие уравнения:

$$Mu_0(t)=u_0''(t)+\frac{3}{t}u_0'(t)+u_0'(t)=0, u_0(\varepsilon)=1,\ u_1(\infty)=0, \qquad (14.0)$$

$$Mu_1(t)=u_0(t)u_0'(t),\ u_1(\varepsilon)=u_1(\infty)=0,\ , \qquad (14.1)$$

$$Mu_2(t)=u_0(t)u_1'(t)+u_1'(t)u_0(t),\ u_2(\varepsilon)=u_2(\infty)=0,\ u_3(\infty)=0,\ , \qquad (14.2)$$

$$Mu_n(t)=\sum_{i+j=n-1}u_i(t)u_j'(t),\ u_n(\varepsilon)=u_n(\infty)=0, \qquad (14.n)$$

.....

Краевые задачи (14.n) лучше решать методом функции Грина. Однородное уравнение (15.1) имеет двух линейно независимых решений

$$U_1(t)=1,\ U_3(t,\varepsilon)=\alpha_3\int_\varepsilon^t s^{-3}e^{-s}ds,\ \alpha_3=\alpha_3(\varepsilon)=[\int_\varepsilon^\infty s^{-3}e^{-s}ds]^{-1}=O(\varepsilon^2)\,. \qquad (16)$$

Краевая задача (14.1)и (15.1) имеет единственное решение

$$u_1(t)=u_1(t,\varepsilon):=K(t,\varepsilon)=1-U_3(t,\varepsilon)\le 1$$

Нулевая краевая задача $u_2(\infty)=0, u_2(\varepsilon)=0$ для однородного уравнения в силу (16) имеет только нулевое решение.

Лемма 1. Однородная задача $Mz(t)=0,\ \ z(\varepsilon)=z(\infty)=0$

имеет функцию Грина

$$G(t,s,\varepsilon)=\alpha_3^{-1}U_3(t,\varepsilon)K(s,\varepsilon),\ \ \varepsilon\le t\le s,$$

$$G(t,s,\varepsilon)=\alpha_3^{-1}U_3(s,\varepsilon)K(t,\varepsilon),\ \ s\le t<\infty.$$

Лемма 2. Неоднородное уравнение $Mz(t)=f(t),\ z(\varepsilon)=0,\ \ z(\infty)=0$

где $f(t) \in C[0,\infty)$, имеет единственное решение представимое в виде

$$z(t) = \int_{\varepsilon}^{\infty} s^3 e^s G(t,s,\varepsilon) f(s) ds \quad . \qquad (17)$$

Решение нулевой краевай задачи (14.1) в силу (17) запишется в виде

$$u_1(t) = -\alpha_3 \int_{\varepsilon}^{\infty} G(t,s,\varepsilon) u_0(s) ds \, .$$

Используя выражение для функции Грина, отсюда получим

$$u_1(t) = \int_{\varepsilon}^{t} K(t,\varepsilon) U_3(s,\varepsilon) u_0(s) ds + \int_{t}^{\infty} U_3(t,\varepsilon) K(s,\varepsilon) u_0(s) ds \le$$

$$\le \int_{\varepsilon}^{t} U_3(s,\varepsilon) u_0(s) ds + \int_{t}^{\infty} u_0{}^2(s) ds \le \int_{\varepsilon}^{t} K(s,\varepsilon) ds + \int_{t}^{\infty} K(s,\varepsilon) ds \le$$

$$\le \int_{\varepsilon}^{\infty} K(s,\varepsilon) ds \le \alpha_3 \cdot \alpha_2, \quad \alpha_2 = [\int_{\varepsilon}^{\infty} s^{-2} e^{-s} ds].$$

Из этого выражения получим $u_1(t,\mu) \le l\mu, \; |u_1'(t,\mu)| \le l\mu t^{-2} e^{-t}$.

Далее методом математической индукции получим

$$|u_k(t,\mu)| \le l\mu^k, \; |u_k'(t,\mu)| \le l\mu^k t^{-3} e^{-t}, \; k \ge 1, \qquad (18)$$

Отсюда, получаем следующую теорему.

Теорема 2. Решение задачи (1) представляется в виде асимптотического ряда (15), которое разлагается в асимптотический ряд по асимптотической последовательности $\mu = \varepsilon$ и $|u_n(t)| \le l\mu^n$.

Замечание 1. Из теоремы 2 вытекает асимптотический характер внешнего ряда (2).Однако, можно показать, что этот ряд равномерно сходится на отрезке I(ε)

Замечание 2. Теорема 2 является другим представлением результата полученного в [8-9].

Литература:

[1] Lagerstrom P.A. Matched asymptotic expansions. Ideas and techniques. Springer-Verlag, 1988.
[2] Hinch E.J. Perturbation methods. Cambridge university press, 1981
[3] Kevorkian J., Cole J.D. Perturbation methods in applied mathematics, Springer-Verlag, 1981.
[4] Hastings S.P., Mcleod J.B. Classical methods in ordinary differential equations, with applications to boundary value problems. AMS, 2012.
[5] Suchdev P.L. Nonlinear ordinary differential equations and their applications.Vercel Dekker, Inc.,1991.
[6] Skinner L.A. Note on Lagerstrom singular perturbation models. SIAM J.Appl. Math.,1981, v. 41,N.2, 362-364 p.
[7] Алымкулов К., Толубаев Ж. Решение модельной задачи Lагерстрома. Матем.заметки,т.56, вып.4,1994, 3-8 с.
[8] Rosenblat S.,Sheferd J. On the asymptotic solution of the Lagerstrom model equation. SIAM J. on Applied Mathematics .Vol.29,No.1, 1975, pp.110-120.
[9] Алымкулов К., Омуралиев М.К. Построение асимптотики решения сингулярно возмущенной задачи Лагерстрома методом структурного сращивания. Тезисы докл. межд. конф. Функц. анализ и его приложения. Астана, 2012, 2-5 октября,с.106-107.

РАЗВИТИЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ СВЯЗИ

Оморова С.Т., Мусаева Р., Сулайманкулова Ж.
ОшТУ

В статье подчеркнуто о стремительном развитии и всестороннем применении во всех сферах деятельности волоконно-оптических систем связи. Из-за преимуществ оптических сетей передачи данных перед электрической передачей сигнала, оптические волокна в значительной степени заменили медные проводные коммуникации в основных сетях.

Одним из основных направлений современного научно-технического прогресса является всестороннее развитие волоконно-оптических систем связи, обеспечивающих возможность доставки на значительные расстояния чрезвычайно большого объёма информации с наивысшей скоростью. Уже сейчас имеются волоконно-оптические линии связи (ВОЛС) большой информационной емкости с длиной регенерационных участков более 200 км. Область применения волоконно-оптических систем передачи (ВОСП) не ограничивается передачей данных на большие расстояния для непосредственной связи, а имеет более широкий спектр, от бортовых систем до локальных (LAN) и глобальных (WAN) волоконно-оптических телекоммуникационных сетей. Особо перспективно использование волоконно-оптической техники в кабельном телевидении, так как она позволяет с одной стороны обеспечить высокое качество передачи изображения, а с другой — существенно расширить возможности информационного обслуживания абонентов. Развитие телекоммуникационных технологий по пути многоцелевого назначения для телефонной и телеграфной связи, телевидения, передачи данных, мультимедиа приложений и т. д. как единой цифровой сети интегрированного обслуживания (ISDN), а затем появившейся технологии асинхронного режима переноса (ATM) как связующей с транспортными сетями синхронной цифровой иерархии (SDH) вообще немыслимо без использования ВОЛС.

Основной характеристикой волоконно-оптической связи является полное внутреннее отражение электромагнитных волн на границе раздела сред - с различными показателями преломления. Оптическое волокно состоит из двух главных элементов - сердцевины, являющейся непосредственно проводником света - световодом и оболочки. Показатель преломления сердцевины больше показателя преломления оболочки, благодаря чему луч света многократно переотражаясь на границе двух сред сердцевина-оболочка, распространяется в сердцевине, не выходя за её границы.

В 1970-х годах развитие оптических волоконных систем коммуникации коренным образом преобразовали телекоммуникационную промышленность и стали играть главную роль в понятии «Век Информации». Из-за преимуществ оптических сетей передачи данных перед электрической передачей сигнала, оптические волокна в значительной степени заменили медные проводные коммуникации в основных сетях.

Оптическое волокно используется телекоммуникационными компаниями для передачи телефонных сигналов, интернет-коммуникаций и сигналов кабельного телевидения. Из-за очень низкого ослабления и искажения сигнала, оптическое волокно имеет большие преимущества перед существующим медным проводом особенно на длинных расстояниях сохраняя высокие требования к передающей информации. Развитие инфраструктуры в пределах городов было относительно трудным и отнимали много времени. Оптические волоконные системы были сложны и дороги при установке и в эксплуатации. Из-за этих трудностей, оптические волоконные системы в коммуникациях связи были прежде всего внедрены в районах с большими протяжённостями, где они используются обеспечивая передачу полного объёма нужной информации, компенсируя высокую стоимость. С 1990 года, рост систем волоконно-оптической связи стал коммерчески более доступным, телекоммуникационная промышленность провела обширную сеть междугородних и океанских линий связи на основе оптического волокна. К 2002 межконтинентальная сеть связи достигла 250 000 км подводного кабеля с суммарной пропускной способностью более 2.56 Tb/s

Современные оптико-волоконнные системы связи включают в себя оптические приёмо-передающие устройства, преобразовывающие электрический сигнал в оптический и наоборот. Этот сигнал передаётся в оптический волоконный кабель, содержащий множество паралельных оптических волокон, который проложен по подземным/воздушным коммуникационным путям и

по зданиями. Оптические системы включают в себя многочисленные виды различных усилителей, преобразователей, оптических приемников, передатчиков, соединительных муфт, ответвителей, мультиплексоров, коммутаторов приспособленных для передачи оптического сигнала как электрического или цифрового. Передаваемая информация — как правило цифровая информация, синтезированная компьютерами, телефонными системами и устройствами кабельного телевидения.

Рис. 1. Концептуальная схема формирования пропускной способности оптического кабеля

Механизм формирования пропускной способности оптического кабеля иллюстрирует рис. 1.

Пропускная способность Сов оптических волокон (ОВ) создается как максимально возможная скорость передачи цифровых сигналов согласно , величинами параметров F, Рс и Рпом, относящихся к волоконно-оптическим системам передачи (ВОСП), работающим по рассматриваемым ОВ. В свою очередь, пропускная способность кабеля в целом Сок – максимальная величина суммарной скорости передаваемых по нему потоков информации – формируется величинами Сов и числом *m* ВОСП, работающих по ОК:

(1)

где $m = n_{ов/ок}/n_{ов/восп}$, (2)

$n_{ов/ок}$ – число ОВ в ОК, входящих в состав работающих по кабелю ВОСП; $n_{ов/восп}$ – число ОВ, задействованных в одну систему передачи; обычно^

$C_{ОВ}i = C_{ОВ/}i=1,m$; *n*ов/восп = 2, то есть волокна и системы одинаковые, а системы работают по парам волокон.

Например, в восьмиволоконном ОК с однотипными ОВ, по два ОВ для одной ВОСП, без резервирования, согласно (1), (2) имеем Сок = 4 · Сов.

Потребности в дальнейшем наращивании пропускной способности систем передачи информации стимулирует исследования в направлении поиска новых методов решения этой задачи. Одной из перспективных технологий систем передачи с использованием ВОЛС является технология WDM. Эта технология становится актуальной, когда оператор заинтересован в увеличении скорости передачи своих сетей. На междугородной сети с появлением новых услуг и технологий (мультисервисных сетей, АТМ технологий, мультимедиасвязи, и.т.д.) Потребность в увеличении пропускной способности сетей связи удваивается каждый год, и этот темп вряд ли замедлится в ближайшие десять лет

На сегодняшний день технология DWDM обеспечивает самый быстрый и экономичный рост полосы пропускания, на практике показывая свою надежность. Во многих случаях благодаря применению технологии DWDM пропускная способность оптической линии связи может быть увеличена в сотни раз.

Эта технология еще не скоро достигнет своего предела по пропускной способности. В опытных системах уже достигнута передача нескольких сотен каналов по одному оптическому волокну. Дальнейший рост числа каналов возможен за счет уменьшения спектрального расстояния между ними, использования усилителей EDFA с большей шириной спектра, или за счет применения специализированных волокон, позволяющих осуществлять передачу в диапазоне шириной до 1200 км без дополнительного усиления.

Впечатляющий рост пропускной способности достигается при увеличении скорости передачи данных в каждом канале. В современных цифровых системах передачи эта скорость составляет 2.5

Гбит/с или 10 Гбит/с. Были продемонстрированы опытные образцы систем со скоростью передачи 40 Гбит/с на канал, причем уже возможна одновременная передача данных по 192 каналам со скоростью 40 Гбит/с в каждом. Это соответствует суммарной скорости передачи более 5 Тбит/с по одному волокну.

Чтобы получить дополнительные цифровые каналы с наименьшими капитальными затратами, предлагается использовать спектральное уплотнение. При этом получаемые длины волн эквивалентны по пропускной способности оптическим волокнам при технологии SDH. Внедрение систем DWDM определяется несколькими факторами:

- увеличение пропускной способности волоконно-оптического кабеля с помощью мультиплексирования на основе DWDM может оказаться более экономичным, чем строительство новых кабельных линий;
- появляются новые службы – "пожиратели полосы пропускания";
- сигнал, мультиплексированный в системе DWDM, переносится в оптической форме без промежуточных преобразований.

В качестве магистральной системы передачи наиболее перспективно использование технологии DWDM.

На данный момент протяженность проложенных во всем мире стандартных одномодовых волокон достаточно велика, поэтому перед многими владельцами систем на их основе встает вопрос о том, как можно модернизировать систему, чтобы ее пропускная способность соответствовала современным требованиям. Один из путей - привлечение оптических технологий и построение магистралей на основе технологии полностью оптических сетей (PON), что делает возможным значительно повысить экономичность, гибкость и надежность сетей и, самое главное, значительно увеличить пропускную способность, не переоборудуя существующие кабельные системы.

Повысить пропускную способность волоконно-оптической линии связи можно с помощью увеличения битовой скорости или путем добавления каналов с несколькими длинами волн, т.е. построения систем, обеспечивающих спектральное мультиплексирование WDM (Wave Division Multiplexing) или, иначе, мультиплексирование по длине волны. Ввод в действие систем WDM продиктован экономическими соображениями, поскольку гораздо дешевле заменить терминальное оборудование, чем прокладывать новые кабели и устанавливать дополнительные регенераторы.

Суть WDM заключается в том, что независимые оптические информационные потоки объединяются и передаются по одному волокну на разных длинах волн (рис. 2). Это значит, что операторы связи могут увеличить пропускную способность своих волокон без серьезных капиталовложений, связанных со строительством или арендой новых волокон. Передавая сигналы на n длинах волн (т.е. по n каналам), можно увеличить пропускную способность сети в n раз.

Рис.2. Принцип WDM

Мультиплексор/Демультиплексор являются активными компонентами ВОЛП и представляют собой широкий класс устройств, предназначенных для объединения и разделения информационных каналов. Мультиплексоры и демультиплексоры могут работать как во

временной, так и в частотной областях, могут быть электрическими и оптическими (для систем со спектральным уплотнением).
Оценка пропускной способности оптического диапазона 1280-1620 нм. Полоса частот во 2, 3, 4-м окнах прозрачности ΔF=49,2 ТГц. При межканальном интервале 100 ГГц можно организовать 492 канала. Если использовать аппаратуру со скоростью передачи 2,5 Гбит/с в каждом канале, то суммарная пропускная способность составит B=1230 Гбит/с, а при использовании скорости 10 Гбит/с получится почти 5 Тбит/с.

Для строительства волоконно-оптических систем следующего поколения, использующих технологию WDM, как нельзя лучше подходят новые оптические волокна с малой дисперсией, предоставляя массу возможностей по дальнейшей модернизации и эффективному использованию полосы пропускания.

Литература:

1. Голубицкая Е.А. Экономика связи. М.: ИРИАС, 2006. 488 с.
2. Коршунов В.Н. Пропускная способность оптического кабеля. МФИ-2008.
3. Техническая документация магистральная оптическая система передачи DWDM OptiX BWS 1600G
4. Убайдулаев Р.Р. Волоконно-оптические сети. – М.: Эко-Трендз. 1998

ПОСТРОЕНИЕ РЕШЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО ОПЕРАТОРНОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРВОГО РОДА С ПРИБЛИЖЕННЫМ НЕЛИНЕЙНЫМ ОПЕРАТОРОМ

А. Саадабаев, Я.А. Сабиров
КНУ им. Ж.Баласагына, Бишкек.

Рассмотрим нелинейное операторное уравнение в Гильбертовом пространства

(1)

где K-нелинейный оператор действующий из H в H, u-заданный элемент, z-искомый элемент.

Допустим, что оператор K представимо в виде

(2)

где -нелинейный оператор удовлетворяющий условию Липшица, A-линейный вполне непрерывный линейный оператор

(3)

Предположим, что при уравнение (1) имеет точное решение .
Наряду с уравнением (1) рассмотрим уравнение второго рода

(4)

Пусть вместо оператора K задан оператор, удовлетворяющий условия

(5)

Где -удовлетворяет условию Липшица, т.е.

(6)

Рассмотрим уравнение, когда вместо K задана оператор представимое в виде (5)

(7)

В силу некорректности решения уравнения (7), рассмотрим уравнение второго рода с малым параметром .

(8)

Покажем, что уравнение (8) при любом и некоторой зависимости параметра регуляризации от h уравнение (8) имеет единственное решение.

Уравнение (8) учитывая (5) запишем в виде

(9)

В силу (2) из (9), получаем

(10)

Оператор имеет обратный оператор , причем норма этого оператора при ограничено

(11)

Тогда нелинейное уравнение (10) эквивалентно следующему уравнению

(12)

Нелинейный оператор удовлетворяет условию Липшица с постоянной N в неравенстве (3). Допустим, что постоянная N удовлетворяет условию

(13)

Тогда в силу принципа сжимающих отображений оператор

обратимо.

Уравнение (12) эквивалентно уравнению

(14)

Нелинейный оператор удовлетворяет условию Липшица т.е. имеет место неравенство

(15)

Покажем, что нелинейный оператор

Удовлетворяет условию Липшица, действительно

(16)

Здесь мы использовали неравенства (15), (11) и условию (6).

Постоянная Липшица для данного оператора равно

(17)

Регуляризующий оператор зависить от h так чтобы

при (18)

При этих условиях существует такое , что для любого

(19)

Тогда в силу теоремы Банаха оператор имеет обратного оператора .Этот нелинейный оператор удовлетворяет условию Липшица

(20)

Решение нелинейного уравнения (14) представимо в виде

. (21)

Доказана

Теорема1. Пусть выполнены условии:1) нелинейный оператор в пространстве H представимо в виде (2) где A- нелинейный положительный вполне непрерывный оператор;2) оператор - удовлетворяет условию Липшица с постоянной N причем ; 3)вместо оператора K задан оператор представимое в виде (5), где -нелинейный оператор определенный в пространстве H и удовлетворяющий условию Липшица с постоянной .

Тогда при и , нелинейное уравнение (8) имеет единственное решение при любого заданного элемента ,это решение представимо в виде (21).

Покажем, что решение уравнение (8) является близким по норме к точному решению уравнение (1), т.е. при по норме пространства H.

Рассмотрим разность

(22)

где -решение уравнение (8) при , -решение уравнение (4) при

Полагая вычитая из (21) решение уравнение (4) при ,получаем

Отсюда

Переходя к норме из предыдущего равенства, преобразуя выражение в скобке, приходим следующему выражению

.

Используя тождества предидущего равенства, получаем

В предыдущего равенстве внутри нормы стоят суперпозиция нелинейных операторов, каждая которых удовлетворяет условию Липшица. Тогда это суперпозиция удовлетворяет условию Липшица, причем постоянная Липшица является произведением постоянных Липшица каждого.

Предыдущее равенства преобразуем следующим образом

. (23)

где постоянная в силу (18) стремиться к нулю при .

Далее оценим разность по норме. Используя неравенства треугольника, получаем

(24)

Элемент решение уравнения (4) при и представимо виде

Тогда для разности имеем

Разность в норме преобразуется следующим образом

Используя это из предыдущего равенства, получаем

Оператор удовлетворяет условию Липшица с постоянной .
Тогда используя из предыдущего, получаем

(25)

Предположим, что точное решение уравнения (1) представимо в виде

(26)

Тогда справедливо оценка

(27)

Где -некоторая постоянная
Учитывая это из неравенства (25), получаем оценку

(28)

В силу неравенств (23), (28) из неравенства (24), приходим к следующему неравенству

(29)

Где ;

Правая часть неравенства (29) достигается минимуму при
Тогда подставляя это значение в правую часть (29) получаем оценку

Где -некоторая постоянная
Доказана

Теорема2. Пусть выполнены все условии теоремы1.

Тогда при , решение уравнения (8) сходиться по норме пространства H к точному решению уравнения (1), при .

УДК 577.4: 628.58

ТЕРЕК-САЙ ШААРЧАСЫНДАГЫ КЕН КАЗУУДАН КАЛГАН КАЛДЫКТАРДЫН АБАЛЫ

Токторалиев Б.А[1]., Жакыпбекова А.Т[2]., Осконбаев М.Ч[2]
[1]Түштүк илимдер акдамиясы
[2]Ош мамлекеттик университети

Макалада Терексай шаарчасындагы алтынды казып алууда, аны иштетүүдө шаарчанын калкына жана айлана – чөйрөсүнө химиялык кошулмалардын таасири экологиялык зыяндуулуктар жөнүндө бир канча жолу билдирүүлөр болгондугу жөнүндө сөз болот.

The present article draws the readers' a attention to the ecological problem of Terecsai town. If touches upon the problems of gold mining, and the mfluence of the chemicals.

Энергиянын бардык булактары адам баласына жана курчап турган чөйрөгө коркунуч келтирүүдө. «Ал эми бул коркунуч эч нерсе эмес»-деп эсептегендер реалдуу дүйнөдө жашабайт.

Жогорку технологиянын өнүгүшү менен нурдануунун ыктымалдуулугу күндөн-күнгө жогорулоодо.

1896-жылы француз окумуштуусу Анри Беккерель тарабынан табигый радиоактивдүүлүк ачылган. Азыркы мезгилде илимде, техникада, медицинада жана өндүрүштө кеңири колдонууда.

Табигый радиоактивдүү элементтер адам жашаган чөйрөдө ар дайым болуп келген. Ал эми анын концентрациясынын кайсы бир жерде көп топтолуп калышынан коргонуу өндүрүш менен атомдук энергетикадан чыккан калдыктар себептер болот. Алар таштанды катары баалангану менен тирүү организмге чоң коркунуч туудурат. Ошондуктан айлана-чөйрөдөгү радиациялык калдыктардын коркунучун баалоо, анын көлөмүн аныктоодон, кайсы радионуклидге тиешелүү экендигин билүүдөн жана андан коргонуунун жолун тандоодон көз каранды.

Көпчүлүк эл катмарын ядролук реактордон чыккан же реактор үчүн казылып алынган радиоактивдүү элементтердин калдыгы көбүрөөк тынчсыздандырат. Себеби обьективдүү фактор катары АЭС теги авариялар болсо, субьективдүү фактор катары ишке компоненттүү эместиги, ошондой эле массалык маалымат катаржаттарында чыныгы радиациялык коркунучту чагылдырбагандыгында болуп эсептелет.

Терек-Сай рудниги Кыргыз Республикасынын Жалал-Абад облусунун Чаткал районундагы Терек-Сай шаарчасында жайгашкан. Аталган райондо геологияны жана пайдалуу кендерди системалуу изилдөө 1934-жылы башталган жана ошол жылдан бери улантылып келүүдө. Негизинен алтын кени жер алдынан 2 жол менен кездешет. 1- кум түрүндө, 2- таш түрүндө.

Бул жердеги алтын кени дал ошол таш түрүндө кездешет. Бирок алтынды казуудан калган калдык ошол жердеги калкка, айлана-чөйрөгө тийгизген таасири олуттуу. Бул таблицада көрүнүп тургандай радиоактивдүү калдыктардан чыккан зыяндуу уулуу аба айыл чарба өсүмдүктөрүнө, өсүмдүктүн тамырына , сууга, сууда жашоочу жаныбарларга, жер кыртышына , тамак-аш менен тамактандагандан кийин адамдарга тийгизген таасири көрсөтүлгөн.

1- таблица

Бул таблицада көрсөтүлгөн схема чынжыр сыяктуу болуп калдыктан чыккан радиоактивдүү уулуу зат айланып тамак-аш менен адамдардын ден-соолугуна тийгизген таасир өтө чоң. Кен казуу бир канча жылдан бери улантылып келе жатат, жердин кунардуулугу, топурактын составынын өзгөрүшү, ичүүгө керектүү суунун составындагы чөккөн калдыктар, кээ бир өсүмдүктөрдүн, суудагы балыктардын жок болуп кетиши албетте радиоактивдүүлүктүн таасири чоң экендиги айдан ачык эле көрүнүп турат.

Радиоактивдүү сырьену казып алуу жана кайрадан иштеп чыгаруу боюнча комбинаттардын жана кендердин аймактарында өндүрүлгөн, чыгарылган анча активдүү эмес катуу калдыктар топтолуп жана анын жалпы массасы 34 миллион тоннадан ашат, суммалык активдүүлүгү 88

миңден ашуун кюрини тузөт. Алар тоо калдыктарын сактоочу жайларда турат. Калдыктарды сактоочу жайлар негизинен калк жашаган пунктта Терек-Сай аймагында жайгашкан жана өзгөчө кырдаалдар учурунда жер титирөөлөр, селдин жүрүшү, суунун ташкындашы, жер көчкү ж.б. калдык сактагычтардын ачылып же жылып кетүү коркунучун пайда кылат деген ойду көптөгөн илим изилдөөчүлөр, окумуштуулар, айтып келүүдө. Бул калдык сактагычтар шаарчанын аралап өтүүчү дарыянын башында жайгашкан жана алардын жаан-чачын көп жааганда жуулуп кетүү коркунучун пайда кылат. Бул жагдайлар боюнча көптөгөн ойлор, докладдар, илимпоздодун изилдөөлөрү айтылса да жогор жактагылардан эч кандай жооп болбогондугу өкүндүрөт.

Терек-Сай шаарчасындагы ыргытылган тоо-тектеринин үстүнкү бети рекультивирленбеген, башкача айтканда кыртыштын коргоочу катмары менен жабылбаган, бул тоо-тектеринин үстүндөгү гамма-нурлануунун талаалык эквиваленттик өлчөмү орто эсеп менен 80-200 мкр/саатты жана айрым кусоктордо 220-300мкр/саатка чейин болуп турат. Азыркы кезде 3 тоо тектеринде тоо-кен өндүрүшүнүн 1 миллион/метр/куб калдыктары бар.

Айрым жерлеринде, суунун жээктеринде радиацялык фондун чоңдугу 60 мкР/саатка чейин жетет жана жылдын төрт мезгилинде түрдүү көрсөткүчтө болуп турат.[11]. Ошол себептен азыркы учурда радиациялык калдыктарды сактап турган жайдагы гамма фон 300 мкР/саатка чейинки өлчөмгө жеткен учурлар кездешүүдө [9]. Бул көрсөткүчтөрдү Бишкек шаарынан көз карандысыз лабораториялардан текшерилип такталган жыйынтыктар.

Азыркы кезде ушундай кырдаалдарга байланыштуу физик-радиолог окумуштуулардын бир тобу бир катар маанилүү илимий-изилдөө иштерин жүргүзүүдө. Калдык сактагычтардын абалы бир гана Кыргызстан эмес бүткүл дүйнө жүзүн тынчсыздандырып келүүдө жана дүйнөлүк масштабда кароо керектигин турмуш өзү талап кылууда.

Ошентип Терек-Сай шаарчасындагы радиоактивдүү калдыктарды сактоочу жайлардын жана ыргытылган тоо-тектеринин абалы бул регионалдык маселени комплекстүү үйрөнүп чыгуу үчүн окумуштуу геологдордун, биохимиктердин, экологдордун, медиктердин жана башка адистердин олуттуу көңүл бурууларын талап кылат. Радиоактивдүү калдыктар сакталуучу жайлар жана ыргытылган тоо-тектери жайгашкан бул райондо жүргүзүлгөн биздин изилдөөлөр экология жана физикалык изилдөөлөр боюнча бир нече жылдардагы ишибиздин жыйынтыктары болуп эсептелет.

Адабияттар:

1. Айдаралиев А.А. и соавт. Проблемы освоения природных ресурсов Кыргызстана. Бишкек, 2001,160 с.
2. Кариус А., Фейл М., Тенцлер Д. Устранение экологических угроз в Центральной Азии. ООН, ПРООН, ЮНЕП и ОБСЕ, 2003, стр. 11-16.
3. Крыжановский М.В. Нарушение земель геологическими работами. Иркутск, 2004.
4. Махновский В.П. Общие сведения о стихийных бедствиях и экологических катастрофах на территории Кыргызстана за последнее десятилетие. Вестник Международного университета Кыргызстана, №3 (7), 1999, с.57-68.
5. Устойчивое развитие горных территорий. Избранные материалы VII Международной конференции. №3 (5), Владикавказ, 2010.
6. Центральная Азия: окружающая среда и безопасность. ООН, ПРООН, ЮНЕП и ОБСЕ, 2003.

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СУЛЬФАТА НАТРИЯ

Д.Б.Тологонов, У. К. Мамытбеков, М.М. Кидибаев, К. Шаршеев
Институт физико-технических проблем и материаловедения
НАН КР, г.Бишкек, Кыргызстан

Рассмотрены физико-химические свойства и растворимости сульфатов натрия в воде при разных температурах.

The physicochemical properties and solubility of sodium sulfate in water at different temperatures.

Сульфат натрия существует в форме безводной соли (Na_2SO_4), устойчивой десятиводной соли ($Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$) и неустойчивой семиводной соли ($Na_2SO_4 \cdot 7H_2O$). Безводный сульфат натрия имеет удельную теплоемкость. C_p = 0,2141 кал/г град, при t=25°C и диэлектрическую проницаемость ε = 7,9 при t = 20°C, а его десятиводный устойчивый гидрат–, соответственно, C_p=0,439 кал/г град и ε=5,0 при тех же температурах [1]. Имеются указания, что су ществуют также гидраты $Na_2SO_4 \cdot 2H_2O$ и $Na_2SO_4 \cdot 4H_2O$ [2]. По данным Г. Вырубова [3] и Ф. Крачека[4], безводный сульфат натрия образует пять полиморфных модификаций, су ществую щих в интервале температур от 190 до 250°C.

Кристаллы $Na_2SO_4 \cdot 7H_2O$ были выращены из насыщенного водного раствора при постоянной температуре 38°C, поскольку на кривой растворимости имеется максимум в интервале температур 32 – 38°C. Для стимулирования роста кристаллов в раствор добавлялось несколько капель серной кислоты (для получения pH = 4-6). Беспримесные кристаллы Na_2SO_4, были бесцветны.

При температурах ниже 197°C устойчивой формой является собственно тенардит (α- форма или Na_2SO_4-V). Он образует кристаллы ромбической сингонии, спайность совершенная по (001), менее совершенная по (110). Оптические константы: N_g=1,471, N_p=1,477 и N_m=1,484. Плотность 2,673г/см^3, твердость 2,7. При нагревании тенардита до 197°C он превращается в β - форму (Na_2SO_4-IV). Кристаллы этой формы относятся к моноклинной системе и обладают наибольшей плотностью (2,697 г/см^3). В интервале температур от 210°C до 235°C существует γ - форма сульфата натрия или Na_2SO_4-III. Она образуется в виде ромбических кристаллов с коэффициентом преломления 1,480÷1,485, при охлаждении расплавленного тенардита. Плотность кристаллов 2,631г/см^3; γ - форма на воздухе может перейти в β - форму.

В узком интервале между 228-238°C существует малоустойчивая форма сульфата натрия (Na_2SO_4-II) с сильным двойным лучепреломление м (N_g=1,465 и N_m=1,480). При температуре вше 240°C устойчива моноклинная форма Na_2SO_4-I с коэффициентом преломления меньше 1,475.

При температуре выше 500°C, по данным [5], [6] существует δ - форма сульфата натрия. Однако, рентгенографически подтверждено [7] существование только трех модификаций: Na_2SO_4-I, устойчивый выше 240°C**;** Na_2SO_4-II, тенардит, устойчивый при комнатной температуре; Na_2SO_4-III метастабильный ниже 185°C.

Наиболее значительный тепловой эффект полиморфного превра щения сульфата натрия наблюдается при 240°C и равняется 2068 кал/моль [8]. На кривых нагревания сульфата натрия при 240°C обнаруживается эндотермический эффект, обусловленный полиморфным превращением [6].

Сульфат натрия плавится при 884,7°C и кипит при 1429°C. Но при 1000°C начинается разложение, которое, однако, может произойти в сильной степени только при 2178°C [9].

Сульфата натрия растворяется в воде с положительным тепловым эффектом. При этом теплота растворения α - формы равняется 56,9 кал/моль, а более высокотемпературные формы при растворении выделяют до 750 кал/моль.

На рисунке изображена полиметрическая диаграмма системы $Na_2SO_4 \cdot H_2O$, характеризующая растворимость сульфата натрия в воде при разных температурах [9]. Из диаграммы следует, что ниже 32,34°C устойчивой твердой фазой является десятиводный гидрат (мирабилит или глауберова соль). В пределах от 32,38°C до 233°C в данной фазе существуют ромбические кристаллы Na_2SO_4 , которые при 233°C превращаются в кристаллы моноклинной системы. В интервалах температур от -3,550 до 24,250 существует межестабильный семиводный гидрат $Na_2SO_4 \cdot 7H_2O$.

Полиметрическая диаграмма системы Na_2SO_4-H_2O

Мирабилит ($Na_2SO_4 \cdot 7H_2O$) образует прозрачные моноклинно-призматические кристаллы. Отношение осей a:b:c=1,10964:1:1,23882. Спайность полная по (100); по (001) и (011) спайность выражена слабо, по остальным направлениям – раковистый излом. Твердость 1,5. Наиболее частные формы (001) и (100); кристаллы обычно игольчатые. Коэффициент преломления – 1,396. Общая формула для удельного веса [10]:

,

где a = 14; b = -15.

Упругость пара десятиводной соли при 25°С равна 19,0 мм. Зависимость упругости пара от температуры выражается следующей эмпирической формулой [11]:

Мирабилит плавится инконгруэнтно при 32,340С в своей кристаллизационной воде, выделяя безводную соль и насы щенный ею раствор. Теплота плавления мирабилита 56,9 кал/г или 1659,0 кал/моль. Теплота гидротации равна 24400 кал/моль [*12*]. Гидратация идет медленно.На воздухе мирабилит легко теряет кристаллизационную воду и рассыпается в порошок. Обратное поглощение воды в атмосфере, насыщенный парами воды, идет медленнее. Отдача кристаллизационной воды идет равномерно, без излома на кривой в области семиводной соли [13,14].

Семиводный гидрат имеет молекулярный вес 268,16 г/моль. Содержит 53,02% Na_2SO_4 и 46,98% H_2O. При медленном охлаждении насыщенного при 32,4°С раствора, в отсутствии зародышей мирабилита или изоморфной с ним соли, при температуре около 5°С выделяется $Na_2SO_4 \cdot 7H_2O$. Раствор, насыщенный семиводной солью, является пересы щенным по отношению к мирабилиту и при внесении зародышей последнего моментально кристаллизуется.

Химический состав тенардита: 32,38% Na**;** 22,57% S и 45,05% O. Молекулярный вес мирабилита равен 322,21 г/моль. Содержит 47,09% Na_2SO_4 и 55,91% H_2O.

Проанализируем диаграмму растворимости сернокислого натрия, приведенную на рисунке.

Кривая растворимости имеет довольно сложный вид. Лёд выделяется на небольшом участке (до 4,08% Na_2SO_4); эвтектическая температура равна -1,25°С; здесь кристаллизуется лёд и $Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$. Однако кривая льда имеет метастабильное продолжение до 12% Na_2SO_4 и

температуре +24,25°С семиводная соль переходит в безводную; температура перехода определена чрезвычайно точно и является термотермической реперой: +32,38°С ±0,001°С.
Далее расположена ветвь ромбической модификации безводного сернокислого натрия. По мере повышения температуры растворимость этой соли сначала понижается на 4% при 125°С, а затем снова увеличивается на 2,5%. При 233°С происходит переход ромбической модификации в моноклинную. Растворимость её резко падает с повышением температуры и при 350°С составляет всего 2,34%.

Литература

1. ”Справочник химика”. Второе издание,т.1,Госхимиздат,1962г.
2. Richards, Meldrum. J. Am. Chem. Soc., 43, №7, 1543, 1921.
3. Вырубов Г. Об аллотропных модификациях сульфата натрия. Buul. Soc. min., 13,311, 1890
4. Kracek,Gibson., J. Phys. Chem.., 34, 188, 1930.
5. Ормонт Б.Ф. стуруктуры неорганических ве ществ.
6. Брицке Э.В., Веселовский Б.К. и др. Термические константы неорганических ве ществ, Изд. АН СССР, 1949.
7. Берг А.Г., Николаев А.В., Роде Е.Я. Термография, Изд. АН СССР,1944.
8. Спицын В.Н. и Шосток В.Н. Журнал об щей химии,№10,1801,1949.
9. Бергман А.Г., Лужная Л.И. Физико-химические основы изучения и исследования соляных месторождений сульфатно-хлоридного типа. Изд. АН СССР,1951.
10. Andreae, Z. Phys/ chem.., 76, 491, 1911; 82, 109, 1913.
11. Baxter, Lancing. J. Am. Chem. Soc., 42, №3, 419, 1920.
12. Schroeder, Gabriel, Partidge., J.Am.Chem.Soc.,57,№9,1539,1935
13. Роде Е.Я. Известия Института физико-химического анализа, 6,97,1933.
14. Роде Т. Известия Сектора физико-химического анализа,14,395,1941.

ПОСТРОЕНИЕ ОДНОШАГОВОГО БЛОЧНОГО МЕТОДА ДЛЯ РЕШЕНИЯ ОБЫКНОВЕННЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

Д.А. Турсунов[1], М.Е. Семенов[2]
[1] Ошский государственный университет, г. Ош, Кыргыстан
[2] Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Исследование посвящено развитию теории численных методов в плане построения линейных неявных n-шаговых k-точечных блочных методов для решения жестких систем обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ). Приводится пример линейного неявного одношагового шеститочечного блочного метода, записанного в форме формул дифференцирования назад. Для данного метода определены коэффициенты, проведена проверка условия на согласованность коэффициентов, определена область устойчивости и порядок точности.

Research is devoted to the development of the theory of numerical methods in terms of building a linear implicit n-step k-point block methods for solving stiff systems of ordinary differential equations (ODE). The example of the one-step linear implicit six-point block method in the form of backward differentiation formulas was written. Coefficients, conditions for consistency coefficients, region of stability and order accuracy of presented method were defined.

Многие научно-технические задачи описываются с использованием аппарата обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ), где аналитическое решение задачи неизвестно или не удается выразить в элементарных функциях. Научным сообществом проведено множество исследований, посвященных разработке методов, с помощью которых можно получить приближенное решение уравнений и систем ОДУ. Особого внимания заслуживают исследования, направленные на разработку численных методов интегрирования жестких систем ОДУ [1]. Жесткие задачи очень распространены во многих областях прикладных исследований: управление, биология, химико-технологические процессы, электротехника, динамика жидкостей, пластическая деформация и т.д. При этом использование классических численных методов решения задачи Коши для жестких систем ОДУ требуют значительного времени вычислений за

счет ограничения на величину шага интегрирования. Данное ограничение продиктовано необходимостью получения решения с определенной точностью.

Для численного решения жестких систем ОДУ можно использовать многошаговые методы в виде формул дифференцирования назад (ФДН или методы Гира), методы Розенброка, неявные или диагонально неявные методы Рунге-Кутты [1, 2]. Данные методы устойчивы при любой величине шаге интегрирования, и поэтому шаг интегрирования можно выбирать произвольно, руководствуясь лишь соображениями точности, а не устойчивости. Заметим, что неявные многошаговые методы не являются самоначинающимися и для их использования требуется предварительно найти точки разгона.

В исследовании предлагается разработка линейного неявного одношагового шеститочечного блочного метода в форме ФДН. Данный метод является самоначинающимися и может быть применен для численного решения задачи Коши для уравнений и систем ОДУ первого порядка, в том числе и жестких систем.

Теоретический обзор. Блочным будем называть метод, при котором для блока из k точек новые к значений функции вычисляются одновременно [3, 4]. Будем называть блочный метод одношаговым, если для расчета значений в новом блоке используется только последняя точка предшествующего блока. Если используются все точки предшествующего блока, то будем говорить о многошаговых блочных методах.

Впервые идеи создания блочных методы решения уравнений и систем ОДУ были предложены в 1953 году Милном [5]. Дальнейшее развитие этих идей принадлежат Россеру [6], который предложил оригинальные идеи использования методов Рунге-Кутта. Развитие линейных многошаговых методов для нахождения приближенного решения уравнений и систем ОДУ могут быть получены с использованием различных методов, среди которых метод коллокаций, метод интерполяции степенных рядов, метод разложения в ряд Тейлора [2, 7-9]. Результаты исследований, посвященные разработке многошаговых блочных методов, приведены в публикациях [3, 4, 7-11].

Для создания численных методов обладающих устойчивостью и эффективностью при решении уравнений и жестких систем ОДУ необходимо решить ряд задач: 1) определить коэффициенты уравнений для блоков, включающих k точек; 2) провести проверку на согласованность коэффициентов метода; 3) определить порядок точности блочных методов (порядок аппроксимации); 4) определить область устойчивости блочных методов; 5) разработать алгоритм для численного решения уравнений и систем обыкновенных дифференциальных уравнений блочным методом; 6) программно реализовать блочные методы; 7) провести численные эксперименты с использованием предлагаемых блочных методов на задачах различной степени жесткости.

ФДН является одним из наиболее популярных классов неявных методов решения уравнений и жестких систем ОДУ. Запишем задачу Коши для ОДУ первого порядка в виде

$$y'=f(x, y), \qquad (1)$$

где $a \le x \le b$ и задано начальное условие $y(a) = y_0$.

Перечень вышеприведенных задач определяет общий план проведения исследований, в данной работе мы остановимся на результатах, полученных при решении первых четырех задач на примере линейного неявного одношагового шеститочечного блочного метода, записанного в форме ФДН.

Коэффициенты блочного метода. Цель данного этапа исследований состоит в том, чтобы определить коэффициенты метода и записать систему неявных формул в форме ФДН. Для определения коэффициентов линейного неявного одношагового блочного метода, включающего k точек, будем использовать *метод коллокаций*, *методы дифференциального исчисления.*

Одношаговый k-точечный блочный метод в ФДН использует ранее вычисленные значения решения и их производные для одновременного получения новых значений приближенного решения y_{n+1}, ..., y_{n+i},…, y_{n+k} в блоке временных шагов x_{n+1}, ..., x_{n+i} ,…, x_{n+k}, здесь i=1, 2,… k это номер точки внутри текущего блока, а n это номер текущего блока.

Обозначим через h размер шага интегрирования, тогда размер блока равен $k{\cdot}h$. Пусть m=0, 1, 2, … это номер блока и $N=m{\cdot}k$, тогда n-шаговый k-точечный блочный метод можно записать в общем виде [3, 8, 10]:

$$A^{(0)}Y_m = \sum_{i=1}^{n} A^{(i)}Y_{m-i} + h\sum_{i=0}^{n} B^{(i)}F_{m-i}\ . \qquad (2)$$

Здесь $Y_m=(y_{n+1}, \ldots, y_{n+i},\ldots, y_{n+k})^{\mathrm{T}}$, $F_m=(f_{n+1}, \ldots, f_{n+i},\ldots, f_{n+k})^{\mathrm{T}}$, $A^{(i)}$ и $B^{(i)}$ матрицы коэффициентов, размерности k на k, которые необходимо определить, i=0, 1, …, n. Применение формулы (2) генерирует новый блок, включающий k новых значений $y_{n+1}, \ldots, y_{n+i},\ldots, y_{n+k}$ в блоке из k равноотстоящих точек. Вычисление приближенного значения искомой функции в каждой k-ой точке внутри блока независимо друг от друга и может рассматриваться как отдельная задача.

Развивая подходы, предложенные в работе [8], мы предлагаем использовать метод коллокации для построения одношагового шеститочечного блочного ФДН метода. Предположим, что точное решение $y(x)$ локально представлено на интервале $[x_0, x_0+6h]$ непрерывным решением $Y(x)$ вида

$$Y(x) = \sum_{j=0}^{6} b_j \varphi_j(x), \qquad (3)$$

где b_j неизвестные коэффициенты, которые необходимо определить и некоторые полиномы $\varphi_j(x)$ степени j=0, 1, ... , 6. Мы предлагаем конструировать одногошаговый шеститочечный блочный метод в виде ФДН выбирая $\varphi_j(x) = x^j$ и используя следующие коллокационные соотношения

$$Y(x_{n+j}) = y_{n+j},\ j = 0,1, \ldots, 5 \text{ и } Y'(x_{n+6}) = f_{n+6}, \qquad (4)$$

где y_{n+j} является приближением для точного решения $y(x_{n+j})$, $f_{n+6}=f(x_{n+6}, y_{n+6})$. Использование соотношений (4) приводит к системе линейных алгебраических уравнений, которую необходимо решить для получения коэффициентов b_j, j=0, 1, ... , 6. Далее полученные коэффициенты b_j, j=0, 1, ... , 6 подставляются в выражение (3) и после некоторых алгебраических вычислений получаем следующее выражение для $Y(x)$:

$$Y(x) = \sum_{j=0}^{6} \alpha_j(x) y_{n+j} + h\beta_6(x) f_{n+6}\ , \qquad (5)$$

где $\alpha_j(x)$ и $\beta_6(x)$ коэффициенты метода. Далее формула (5) используется для записи первого уравнения одногошагового шеститочечного метода в форме ФДН:

$$y_{n+6} = -\frac{10}{147}y_n + \frac{24}{49}y_{n+1} - \frac{75}{49}y_{n+2} + \frac{400}{147}y_{n+3} - \frac{150}{49}y_{n+4} + \frac{120}{49}y_{n+5} + h\frac{20}{49}f_{n+6} \qquad (6)$$

в точке $x=x_{n+6}$. Для записи остальных выражений конструируемого метода воспользуемся опять выражением (5), применив к нему операцию дифференцирования в точках $x=x_{n+j}$, j=1, 2, …, 6 соответственно. При этом будем использовать выражение

$$Y'(x) = \frac{1}{h}\left(\sum_{j=0}^{5} \alpha'_j(x) y_{n+j} + h\beta'_6(x) f_{n+6}\right) = f\left(x_{n+j}, y_{n+j}\right).$$

Окончательно можно записать:

$$\begin{aligned}
hf_{n+1} + \frac{24}{1764}f_{n+6} &= -\frac{298}{1764}y_n - \frac{2235}{1764}y_{n+1} + \frac{4320}{1764}y_{n+2} - \frac{2780}{1764}y_{n+3} + \frac{1290}{1764}y_{n+4} - \frac{297}{1764}y_{n+5},\\
hf_{n+2} + \frac{15}{2205}f_{n+6} &= \frac{76}{2205}y_n - \frac{900}{2205}y_{n+1} - \frac{1230}{2205}y_{n+2} + \frac{2840}{2205}y_{n+3} - \frac{990}{2205}y_{n+4} + \frac{204}{2205}y_{n+5},\\
hf_{n+3} + \frac{60}{8820}f_{n+6} &= -\frac{157}{8820}y_n + \frac{1395}{8820}y_{n+1} - \frac{6840}{8820}y_{n+2} + \frac{400}{8820}y_{n+3} + \frac{6165}{8820}y_{n+4} - \frac{963}{8820}y_{n+5}, \qquad (7)\\
hf_{n+4} + \frac{120}{8820}f_{n+6} &= \frac{167}{8820}y_n - \frac{1320}{8820}y_{n+1} + \frac{4860}{8820}y_{n+2} - \frac{12560}{8820}y_{n+3} + \frac{6045}{8820}y_{n+4} + \frac{2808}{8820}y_{n+5},\\
hf_{n+5} + \frac{600}{8820}f_{n+6} &= \frac{-394}{8820}y_n + \frac{2925}{8820}y_{n+1} - \frac{9600}{8820}y_{n+2} + \frac{18700}{8820}y_{n+3} - \frac{26550}{8820}y_{n+4} + \frac{14919}{8820}y_{n+5}.
\end{aligned}$$

Система (6)-(7) определяет коэффициенты одногошагового шеститочечного метода в форме ФДН.

Условие согласованности коэффициентов блочного метода и порядок точности.

Для проведения проверки на согласованность коэффициентов метода (6)-(7) можно использовать различные подходы. Например, можно использовать подход предложенный в монографии [12]: коэффициенты метода согласованные тогда и только тогда, когда выполняется условия

$$\sum_{i=0}^{s-1} a_i = -1 \text{ и } q\sum_{i=0}^{s} i^{q-1} b_i = s^q + \sum_{i=0}^{s-1} i^q a_i\,, \qquad (8)$$

в нашем случае q=1, 2, …, 6, s=6. Подставив из выражения (6) коэффициенты b_0=20/49, a_0=10/147, a_1= –24/49, a_2=75/49, a_3= –400/147, a_4=150/49, a_5= –120/49 в выражение (8) легко увидеть, что коэффициенты метода (6) согласованны. Аналогичным образом можно показать, что для коэффициентов из системы (7) условия согласованности (8) также выполняются.

Кроме подхода (8) можно использовать проверку выполнения условия:

$$C_{p+1} = \frac{1}{(p+1)!}\sum_{i=0}^{6}\left(a_{i+1} i^{p+1} - (p+1) b_i i^p\right) = 0\,,$$

$$\text{для } p=0, 1, 2, \ldots, 5 \text{ и } C_7 \neq 0 \qquad (9)$$

Заметим, что проверка выполнения условий (9) является более предпочтительной, потому что при выполнении условий (9) можно проверить не только условие согласованности коэффициентов метода, но и установить порядок аппроксимации. Последовательно подставив в выражение (9) коэффициенты b_0 и a_i, i=1, 2, …, 6 из выражения (6) и варьирую p можно показать, что C_1=C_2=C_3=C_4=C_5=C_6=0, а C_7= –20/343. В этом случае можно заметить, что выражение (6) определяется метод шестого порядка. Аналогичные вычисления можно провести для системы (7). При этом C_i=0, i=1, 2, …, 6 для всех уравнений из (7) и C_7=(−53/2058, 18/1715, −167/20580, 59/5145, −23/686) соответственно.

Рис. 1. Область устойчивости блочного метода (6)-(7)

На основании полученных результатов вычислений можно сделать вывод, что предлагаемый метод (6)-(7) имеет шестой порядок точности (порядок аппроксимации), для коэффициентов метода условие согласованности коэффициентов выполняется.

Область устойчивости блочных методов. В качестве основы определения области устойчивости блочных методов будем использовать метод характеристического полинома [12, 13]. Для этого рассмотрим тестовую задачу

$$y' = \lambda y\,,\ \lambda < 0\,. \qquad (10)$$

Запишем выражение (2) для одношагового блочного метода в виде:

$$A^{(0)} Y_m = A^{(1)} Y_{m+1} + hB^{(1)} F_m\,, \qquad (11)$$

где $Y_{m+1} = (y_{n+1}, y_{n+2}, y_{n+3}, \ldots, y_{n+k-1}, y_{n+k})^{\mathrm{T}}$, $Y_m = (y_{n-k+1}, y_{n-k+2}, y_{n-k+3}, \ldots, y_{n-1}, y_n)^{\mathrm{T}}$, $F_m = (f_{n+1}, f_{n+2}, f_{n+3}, \ldots, f_{n+k})^{\mathrm{T}}$, m = 0,1, 2 ... и n = 0, k, ... , $N-k$. Матрицы коэффициентов $A^{(0)}$, $A^{(1)}$ и $B^{(1)}$ размера k на k определены в системе (6)-(7). Применим выражение (11) к тестовой задаче (10), будем иметь

$$Y_{m+1} = (A^{(1)} - z\,B^{(1)})^{-1} A^{(0)} Y_m, \qquad (12)$$

$z = \lambda h$ в общем случае комплексное переменное. Максимальное собственное значение матрицы $D(z)=(A^{(1)}-zB^{(1)})^{-1}A^{(0)}$ будет определять рациональную функцию $R(z)$, определяющую область устойчивости метода (6)-(7), на комплексной плоскости в виде

$$R(z) = \frac{360 + 900z + 1020z^2 + 675z^3 + 274z^4 + 60z^5}{360 - 1260z + 2100z^2 - 2205z^3 + 1624z^4 - 882z^5 + 360z^6}\,. \qquad (13)$$

На рис. 1 приведен график функции стабильности $R(z)\leq 1$ для метода (6)-(7), область стабильности лежит вне границ кривой, определяемой $R(z)$.

Из рис. 1 видно, что метод (6)-(7) является A(α)-стабильным, так как часть области устойчивости лежит в левой части комплексной плоскости плоскости.

Заключение. В работе приведены подходы для получения формул линейных неявных n-шаговых k-точечных блочных методов. Данные методы можно использовать для решения жестких систем обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ). На примере одношагового шеститочечного

метода в форме формул дифференцирования назад определены коэффициенты блочного метода, проведена проверка на согласованность коэффициентов метода, определен порядок порядок аппроксимации и область устойчивости предложеного метода. В дальнейшем планируется разработать алгоритм для численного решения уравнений и систем обыкновенных дифференциальных уравнений предложенным блочным методом, а также программно реализовать блочные методы и провести численные эксперименты с использованием предлагаемых блочных методов на задачах различной степени жесткости.

Преимущества предлагаемых блочных методов является, то, что для каждого *k*-точечного блока новые значения искомой функции вычисляются одновременно. Благодаря этой особенности блочных методов вычисления для каждого узла блока можно реализовать параллельно.

Благодарности.

Работа выполнена в рамках государственного задания РФ “Наука“ № 1.604.2011 (Россия).

Литература:

1. J. Ibáñez, V. Hernández, E. Arias, P.A. Ruiz, Solving Initial Value Problems for Ordinary Differential Equations by two approaches: BDF and piecewise-linearized methods. Computer Physics Communications 180 (2009) 712-723.
2. X. Jiaxiang, I.T. Cameron, Numerical solution of DAE systems using block BDF methods. Journal of Computation and Applied Mathematics 62 (1995) 255-266.
3. Системы параллельной обработки: Пер. с англ. / Под. ред. Ивенса Д. – М.: Мир, 1985, 416с.
4. Фельдман Л.П., Дмитриева О.А. Эффективные методы распараллеливания численного решения задачи Коши для обыкновенных дифференциальных уравнений // Математическое моделирование. – т. 13. – №7. – 2001. – с. 66-72.
5. W.E. Milne, Numerical Solution of Differential Equations, John Wiley & Sons, New York, NY, USA, 1953.
6. J.B. Rosser, A Runge-Kutta for all seasons. Siam Rev., 9 (3) (1967), pp. 417–452.
7. J.O. Ehigie, S.A. Okunuga, A.B. Sofoluwe, 3-Point Block Methods for Direct Integration of General Second-OrderOrdinary Differential Equations. Advances in Numerical Analysis. Hindawi Publishing Corporation. Volume 2011, Article ID 513148, doi:10.1155/2011/513148.
8. S.O. Fatunla, Block Method for Second Order Differential Equation. International Journal Computer Mathematics, Vol. 41 (1991) 55-63.
9. P.J. van der Houwen, B.P. Sommeijer, Nguyen huu Cong, Stability of collocation-based Runge-Kutta-Nyström methods. BIT, 31 (1991) 469-481.
10. Z.B. Ibrahim, K.I. Othman, M. Suleiman, Implicit r-point block backward differentiation formula for solving first-order stiff ODEs. Applied Mathematics and Computation 186 (2007) 558–565.
11. Muhammad R., Yahaya. Y. A. A Sixth Order Implicit Hybrid Backward Differentiation Formulae (HBDF) for Block Solution of Ordinary Differential Equations. American Journal of Mathematics and Statistics. 2012. 2(4): 89-94.
12. E. Hairer, S. Nørsett, G. Wanner *Solving ordinary differential equations I: Nonstiff problems* (2nd ed.), Berlin: Springer Verlag (1993).
13. J.C. Butcher, Numerical Methods for Ordinary Differential Equations, John Wiley & Sons, Ltd, Chichester, England (2008).

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ДЕФЛЕКТОР ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА

Шамшиев Т.С. , Токонбекова К.Ч.

Для расчета систему оптической памяти (СОП) важно иметь комплекс критериев применимости устройств, входящих в их состав, в частности, акустооптических дефлекторов (АОД). В работе формулируется критерий разрешения двух координатного АОД, предназначенного для адресации данных в СОП исходя из допустимой вероятности ложной адресации и уровня шумов.

For calculation system to optical memory (SOP) it is important to have a complex of the criterion to applicability device, falling into their composition, in particular, акустооптических baffle (AOD). In work is formulated criterion of the permit two coordinate AOD, intended for addressing given in SOP coming from possible probability of the false addressing and level noise.

Акустооптические дефлекторы (АОД) являются важнейшим элементом системы оптической памяти (СОП), обеспечивающим выборку информации по заданным адресам [1]. Поскольку хранение данных в СОП осуществляется обычно не менее, чем в двух координатах, для выборки требуется использование двух координатного АОД.

Применимость того или иного АОД для выборки голограмм в СОП может быть оценена в соответствии с критериями разрешения. Как было показано для различных акустооптических устройств [2], оптимальным критерием является информационный критерий, исходящий не только из величины провала между разрешаемыми точками, но также принимающий во внимание уровень шума и допустимую вероятность не различения единицы информации. Применительно к адресующим АОД в этой роли может выступать допустимая вероятность адресации неверного данного либо не адресации нужного данного. Для однокоординатных АОД такой критерий известен [3]. Ниже мы распространим этот критерий на работе двух координатных АОД.

Рассмотрим двух координатное адресующее устройство. Предположим, что адресующий пучок света имеет гауссово сечение. Тогда сечение пучка в плоскости записи информации тоже имеет гауссову форму. Подобные же рассуждения могут быть проведены и для случая адресующего пучка прямоугольного сечения, тогда в плоскости записи информации интенсивность света для такого пучка распределена в соответствии с функцией **sinc**(x). Распределение интенсивности света для случая пучка гауссово сечения в плоскости, где расположены адресуемые пиксели, может быть выражено как:

$$I = I_0 \exp[- (x^2/2\sigma_x^2) - (y^2/2\sigma_y^2), \qquad (1)$$

где σ – полуширина гауссовой функции. Предположим также, что ширина пикселя равна D, начало координат помещено в его центр, а расстояние между соседними пикселями равно d (см. рис. 1).

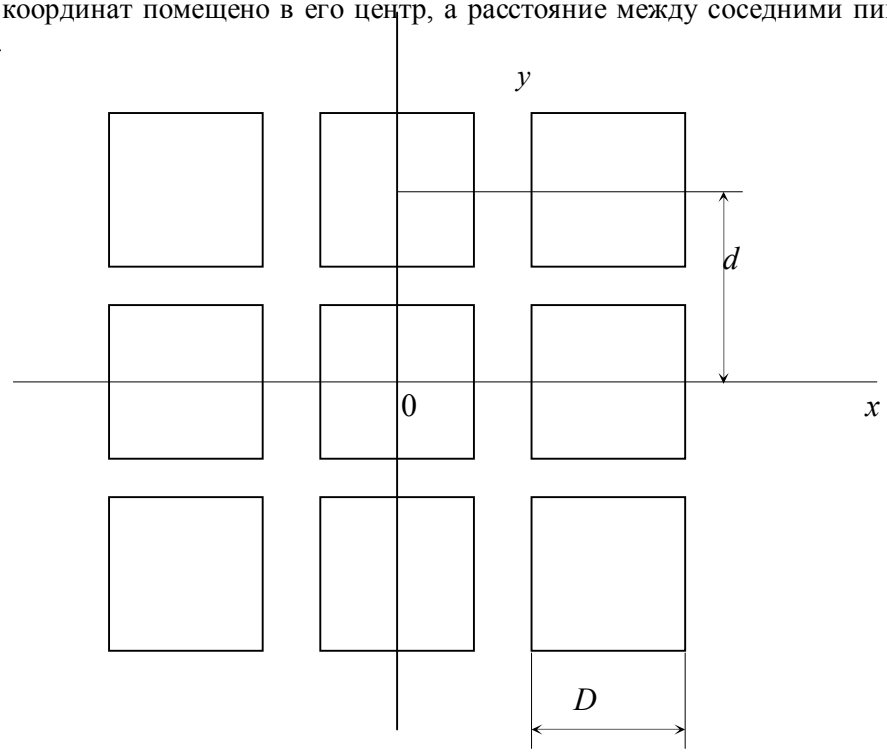


Рис.1. Расположение пикселей в выходной плоскости двух координатного АОД.

Предположим, что мы имеем наихудший случай – центральный пиксель не адресуется, а все 8 соседних являются адресуемыми. В этом случае полная интенсивность света, попадающая на угловые адресуемые элементы равна (с учетом «добавки» от соседних пикселей)

$$I_1 = I_0 A_1 A_2 \{[\Phi(D/2\sigma_x) - \Phi(-D/2\sigma_x)]\,[\Phi(D/2\sigma_y) - \Phi(D/2\sigma_y)] +$$

$$+ [\Phi(D/2\sigma_x) - \Phi(D/2\sigma_x)]\,[\Phi(d + (D/2)/2\sigma_y) - \Phi(d - (D/2)/2\sigma_y)] +$$

$$+ [\Phi(d + (D/2)/2\sigma_x) - \Phi(d - (D/2)/2\sigma_x)]\,[\Phi(D/2\sigma_y) - \Phi(D/2\sigma_y)]\}, \qquad (2)$$

где $\Phi(\xi)$ представляет собой функцию ошибок, или интеграл вероятности

$$\Phi(\xi) = \int_{-\infty}^{\xi} \exp(-x^2)dx,$$

A_1 и A_2 – коэффициенты нормировки, равные $\sigma_x (\pi/2)^{1/2}$ и $\sigma_y (\pi/2)^{1/2}$ соответственно. Аналогично можно рассчитать и полную интенсивность для верхних и боковых элементов. На не адресуемый центральный элемент приходится следующая интегральная интенсивность

$$I_2 = I_0A_1A_2\{[\Phi(d + (D/2)/2\sigma_x) - \Phi(d - (D/2)/2\sigma_x)]\,[\Phi(D/2\sigma_y) - \Phi(D/2\sigma_y)] +$$

$$+ 2[\Phi(D/2\sigma_x) - \Phi(D/2\sigma_x)]\,[\Phi(d+ (D/2)/2\sigma_y) - \Phi(d - (D/2)/2\sigma_y)] +$$

$$+ 4[\Phi(d + (D/2)/2\sigma_x) - \Phi(d - (D/2)/2\sigma_x)]\,[\Phi(d + (D/2)/2\sigma_x) -$$

$$- \Phi(d - (D/2)/2\sigma_x)] \qquad (3)$$

Таким образом, по аналогии с критерием разрешения для однокоординатных АОД, сформулированным в работе [3], можно считать, что двух координатный АОД обеспечивает необходимую интегральную разрешающую способность, если одновременно выполняются два следующих условия:

$$I_1 \geq I_{th} + Q \qquad (4)$$

и

$$I_2 \leq I_{th} - Q, \qquad (5)$$

где I_{th} – пороговая величина интенсивности света, при которой и выше которой пиксель адресуется, а Q–величина, зависящая от заранее заданной вероятности ложной адресации, а также от имеющегося в системе уровня шума. Расчет этой величины уже был проведен для случая акустооптического устройства, реализующего обработку спектра сигнала [2]. Таким образом, сам информационный критерий адресации остался неизменным. Отличие двух координатного случая заключается лишь в более сложной формуле, описывающей интегральную интенсивность на адресованном и не адресованном элементах, а также в количестве соседних элементов для каждого из пикселей. Таким образом, при большом количестве измерений измеренная величина распределяется, как и ранее, по нормальному закону, при этом сигналом является среднее значение, а дисперсия распределения есть среднеквадратичное значение шума. Если задана величина вероятности отказа (ложной адресации) $P_{failure}$, то величина превышения сигналом порогового значения Q может быть рассчитана исходя из графика нормального закона по измеренной дисперсии шума σ_n^2:

$$P_{failure} = (1/2)[1 - \Phi(Q/\sigma_n)]. \qquad (6)$$

Отсюда следует, что чем больше превышение порога срабатывания или меньше шумы, тем меньше вероятность ложного срабатывания. Таким образом, рассмотрение расширения информационного подхода к анализу характеристик двух координатных акустооптических устройств класса «дефлектор» показало, что существенных изменений введение второй координаты в данном случае не несет. Сама формулировка критерия и основные соотношения остаются теми же, что и в однокоординатном случае, а различия проявляются лишь на стадии предварительных расчетов.

Было проведено сравнение полученных расчетных данных с результатами экспериментального исследования разрешения двух координатных АОД. В этих экспериментах использовалась схема АОД на двух раздельных ячейках Брэгга (рис. 2).

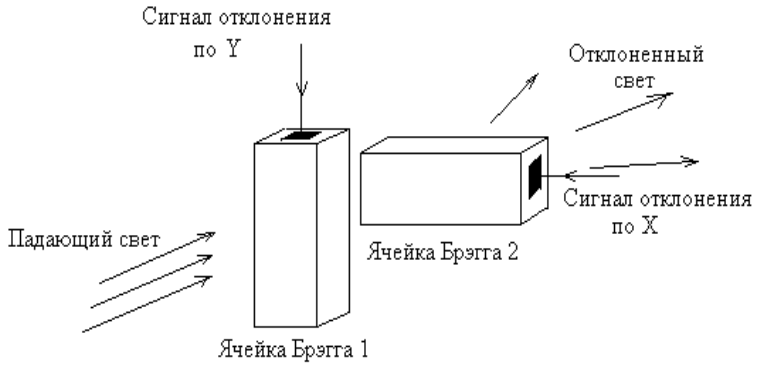


Рис. 2. Схема организации двух координатного АОД с отклонением в отдельных ячейках Брэгга по каждой координате.

Недостатком такой схемы является необходимость взаимной юстировки ячеек Брэгга и наличие дополнительных поверхностей раздела, где могут возникать нежелательные блики и потери света. Однако, с одной стороны, на современном уровне развитии технологии нанесения просветляющих покрытий эта проблема не столь существенна, а, с другой стороны, данная схема открывает возможность использовать оптимальным образом кристаллографические характеристики для отклонения в каждом из направлений.

В эксперименте основой каждой из ячеек служил монокристалл парателлурита TeO_2 с присоединенным к нему пьезопреобразователем из ниобата лития. Он обеспечивал возбуждение в парателлурите медленной сдвиговой волны. При этом пьезопреобразователи были согласованы на центральную частоту рабочего диапазона, составлявшую 100 МГц.

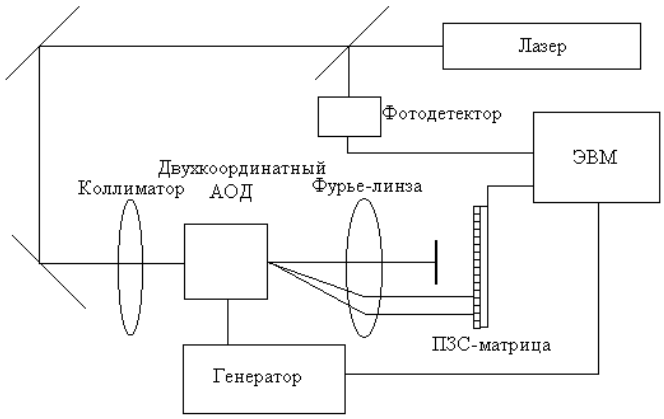


Рис.3. Блок-схема измерительного стенда, предназначенного для исследования параметров двух координатных АОД

С помощью специализированного экспериментального стенда, показанного на рис. 3, были измерены значения интенсивности света на выходе – 5 выборок по 50 реализаций в каждой. Далее вычислялись средние значения в выборках, далее рассматриваемые как значения сигнала, а также среднеквадратичные отклонения от среднего значения, принимаемые в дальнейшем за значения шума.

Сравнение экспериментальных результатов измерений с расчетными данными, получаемыми по формулам (2) и (3), приводит к выводу о том, что предложенная модель хорошо описывает реальную ситуацию, имевшую место в экспериментах. Приводимые в экспериментах значения вероятности разрешения для различных уровней шума также хорошо согласуются с вероятностью ложной адресации, определяемой по формуле (6).

Таким образом, можно считать, что критерий разрешения двух координатного акустооптического дефлектора, определяемый формулами (4) и (5), может успешно использоваться при применении таких акустооптических дефлекторов в системах голографической памяти.

Литература

1. B.S.Gurevich, S.B.Gurevich, K.M.Zhumaliev, I.A.Akkoziev, and S.A.Alymkulov, «Application of acousto-optics in holographic memories», Proceedings of the SPIE, 1999, vol. 3801, pp. 75-82.
2. B.S.Gurevich, S.V.Andreyev, P.A.Burov, V.A.Markov, and V.N.Sokolov, "Gray scale levels transmission by acousto-optical devices", Proceedings of the SPIE, 1997, vol. 3160, pp. 178-186.
3. К.М.Жумалиев, С.Б.Гуревич, Б.С.Гуревич, С.А.Алымкулов, З.Бекбоев. Взаимосвязь акустооптики и голографической памяти. – Наука и новые технологии, 2000, № 2, с. 10-14.

ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИЙ ФУРЬЕ-ГОЛОГРАММ С ПОМОЩЬЮ СПЕКЛ-ВОЛН

Шамшиев Т.С., К.А. Сагымбаева

The basic research of the way record Furie-holograms is Described when use space-modulated light waves.

Описывается теоретическое исследование способа записи Фурье-голограмм при использовании пространственно-модулированных световых волн.

Развитие ПВМС насчитывает уже около 30 лет, и за это время разработано большое количество их типов [2-4]. Можно назвать несколько десятков физических принципов, на которых основана работа ПВМС. Общим для всех этих принципов является то, что свет, проходящий через тот или иной ПВМС, претерпевает модуляцию по какому-либо параметру (амплитуде, фазе, положению плоскости поляризации) как в пространстве в пределах апертуры прибора, так и во времени в каждой точке этой апертуры.

Входная страница ПВМС, как правило, записывается по схеме Фурье-голографии, т.е. записывается голограмма Фурье - образа страницы. Запись входной страницы в виде фурье-голограммы обладает рядом важных достоинств, которые обусловлены двумя основными свойствами преобразования Фурье: Фурье - образ точечного света представляет собой равномерное распределение амплитуд света по всей частотной плоскости; смещение точечного источника в координатной области вызывает только линейный фазовый сдвиг в частотной плоскости. Первое свойство означает, что фурье-голограмма обладает большой избыточностью хранения, так как информация о каждой точке входной страницы и, следовательно, о каждой двоичной единице распределяется по всей площади записи голограммы. Большая избыточность хранения является одним из важнейших достоинств Фурье - голограмм, обеспечивающим высокую надежность хранения и помехозащищенность против локальных дефектов регистрирующей среды. Фурье - голограмму страницы можно записать на участке малых размеров, благодаря чему достигается высокая плотность записи [5].

Схема записи Фурье - голограмм входных страниц приведена на рис.1. Запись голограммы осуществляется следующим образом. Пространственно – временный модулятор света освещается монохроматической плоской волной, которая называется объектной. Дифрагированный свет, пространственно-модулированный по амплитуде, падает на фурье-линзу $\mathbf{L_1}$, которая формирует в своей задней фокальной плоскости фурье-образ входной страницы, умноженный на фазовый множитель сферической волны. Линза $\mathbf{L_2}$, идентичная линзе $\mathbf{L_1}$, устраняет фазовый множитель. В результате в плоскости регистрации голограммы, распределение комплексных амплитуд информационной световой волны будет пропорционально точному Фурье - образу входной страницы. Приэтомбольшая

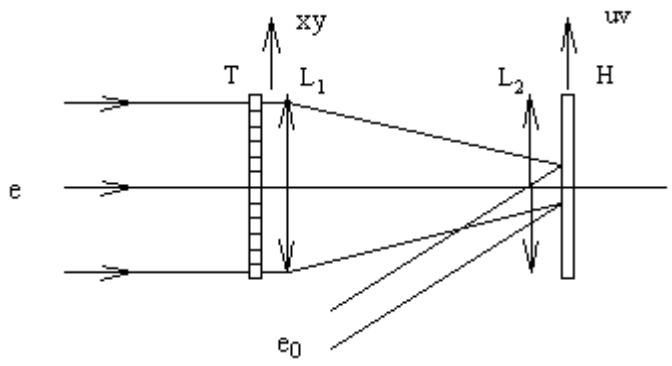


Рис. 1. Оптическая схема записи Фурье - голограммы.
T - ПВМС;
L_1, L_2 - линзы,;
H - регистрирующая среда;
e - объектный пучок;
e_0 - опорный пучок.

часть информационной световой волны концентрируется линзой на небольшой площади регистрирующей среды. На этот же участок под определенным углом падает плоская опорная волна, когерентной объектной волне. Картина интерференции информационной и опорной световых волн регистрируется накопительной средой Н, образуя голограмму.

2. Требования к регистрирующим средам при записи Фурье - голограмм

Важной характеристикой отклика регистрирующей среды, удобной для анализа процессов записи и восстановления голограмм является график зависимости комплексного амплитудного пропускания τ от экспозиции E, называемая также τ-E- кривой. Экспозиция определяется следующим образом:

$$E=I\tau_э \qquad (9)$$

где I- интенсивность света, падающего на регистрирующую среду;
$\tau_э$- длительность экспонирования.

У большинства широко используемых материалов при регистрации голограмм существенно изменяется лишь одна из величин, составляющих комплексную амплитуду пропускания - амплитуда и фаза. Соответственно различают амплитудные и фазовые голограммы. Ограничимся рассмотрением амплитудных голограмм. Типичная для фотографических материалов τ-E- кривая изображена нарис.2. Заметим, что фотографические материалы широко используется в качестве накопителей информации для голографических постоянных запоминающих устройств (ГПЗУ).

Если теперь обратить внимание на выражение, описывающее распределение интенсивности света в плоскости регистрации фурье-голограммы входной страницы, станет ясно, что точное восстановление изображения возможно только в том случае, когда амплитудное пропускание готовой голограммы линейно зависит от интенсивности интерференционной картины. Следовательно, регистрация голограммы должна производиться на линейном участке τ-E- кривой. Это достигается следующим образом. Рабочая точка на линейном участке τ-E- кривой устанавливается выбором интенсивности опорной волны и длительности экспозиции. Экспозиции, соответствующая рабочей точке, называется экспозицией смещения и обозначается $E_{см}$. Если при этом диапазон

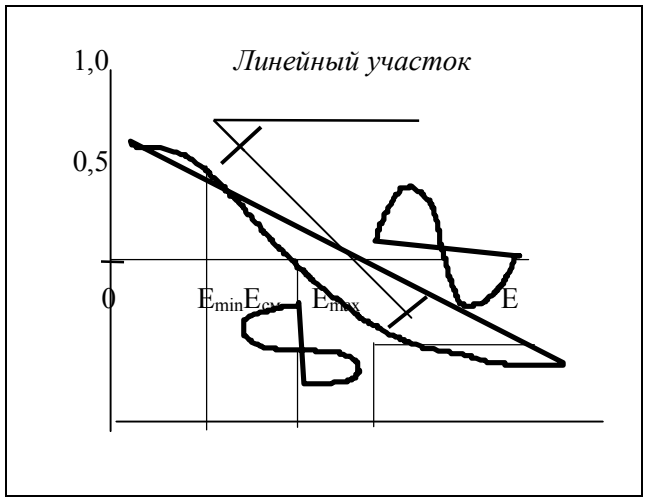


Рис.2 *Кривая зависимости амплитудного пропускания от экспозиции для негатива*

экспозиций $E_{min} \le E \le E_{max}$ соответствует линейному участку τ-E- кривой, запись голограммы будет линейной амплитудное пропускание можно записать в виде

$$\tau=\tau_{см}+k_1(E-E_{см})=\tau_o+\tau_1 I_H, \qquad (10)$$

гдеk_1-тангес угла наклона τ-E- кривой в рабочей точке; $\tau_1=k_1\tau_э$, $\tau_1<0$- для негатива.

Линейный участок ***τ-E***- кривой у реальных регистрирующих материалов обычно ограничен, поэтому интенсивность опорного пучка должна быть достаточно большой по сравнению с его модуляцией, для того чтобы весь динамический диапазон экспозиций не выходил за пределы линейного участка. Если же диапазон экспозиций при записи голограммы частично выходит за пределы линейного участка, то в восстановленном изображении возникнут искажения. Влияние нелинейной регистрации, как известно выражается в появлении ложных изображений, которые окружают истинные и частично, вызванные нелинейной регистрацией, также являются матрицами точек накладываются на них. Когда объект представляет собой матрицу точек, ложные изображения, которые, накладываясь на истинные изображения, приводят к появлению ложных единиц.

Теперь легко понять трудность получения качественных Фурье-голограмм высокой эффективности. Если интенсивность опорной волны достаточно высока, чтобы обеспечить линейность записи в ярких участках, она оказывается слишком высокой для адекватной записи слабых компонент. Поэтому голограмма представляет собой совокупность небольшого числа пятен, занимающих незначительную часть площади голограммы, на почти равномерном сером фоне. Следствием этого являются низкая дифракционная эффективность голограммы и совершенно неудовлетворительное качество восстановленного ею изображения.

Плохое качество изображения объясняется тем, что прозрачность такой голограммы колеблется вблизи уровня *0,5*, где наиболее сильно проявляются шумы, обусловленные рассеянием света на зернистой структуре регистрирующего материала. Если же допустить нелинейную регистрацию ярких пиков и эффективно записать компоненты слабой интенсивности, которые составляют подавляющее большинство, то получится голограмма со сравнительно высокой дифракционной эффективностью. Однако в результате появятся искажения и значительно понизится отношение сигнал/шум, что вызвано наложением на истинное изображение ложных. Поэтому при записи фурье-голограммы всегда приходится идти на компромисс между достижением высокой дифракционной эффективности голограммы, с одной стороны, и удовлетворительным качеством восстановленного изображения, с другой. Однако добиться удовлетворительных показателей одновременно по обеим этим характеристикам, как правило, не удается.

3. Спекловой метод сужения диапазона изменения интенсивности информационной световой волны в плоскости регистрации голограмм

В разработке ГЗУ важнейшую роль играет осуществление качественной записи Фурье - голограммы входной страницы, которая должна четко восстановить изображение страницы цифровой информации при считывании. Но точное восстановление изображения входной страницы возможно только в том случае, когда амплитудное пропускание готовой голограммы линейно зависит от интенсивности интерференционной картины [7].

В Фурье - голограммах, полученных обычными методами, интенсивность интерференционной картины изменяется в широких пределах, принимая максимальные значения в центральной ее части. Это препятствует получению голограммы с амплитудным пропусканием, линейно зависящим от интенсивности картины, в связи с отсутствием регистрирующих сред с таким большим динамическим диапазоном.

Одним из основных методов относительного выравнивания интенсивности во всех участках голограммы является известный метод - метод случайной фазы [8], сущность которого заключается в дополнительной модуляции фазы световых волн, проходящих через ПВМС входных данных по случайному закону. Однако они технологически крайне сложны (изготовление фазовой маски и ее согласование с ПВМС). Нужно отметить, что известные схемы обладают крупными недостатками при записи большого числа голограмм на носителе. Исходя из этих недостатков, исследование метода записи Фурье - голограмм с использованием пространственно - модулированных волн является актуальной.

Проведем теоретическое исследование записи Фурье - голограмм при использовании пространственно-модулированных световых волн. Рассмотрим схему представленную на рис.3, где для формирования спекл волны используется система диффузор - линза. Пусть на диффузор **D**, ограниченный диафрагмой **D1**, слева падает плоская волна с длиной волны **λ**. На расстоянии $\mathbf{h_1}$от

диффузора располагается линза **L** с фокусным расстоянием $\mathbf{f_1}$ и ПВМС **T** с записываемой информацией. За линзой и ПВМС на расстоянии $\mathbf{h_2}$ находится регистрирующая среда **H**.
Поле в плоскости $\mathbf{x_1y_1}$ с учетом действия диффузора **D** и диафрагмы **D1** будет:

$$e(x_1, y_1, t) = e(x_1, y_1)\exp(-iwt) \qquad (1)$$

где $\mathbf{e(x_1,y_1)}$ - случайно – амплитудно-фазовое распределение поля.

Комплексная амплитуда волны в плоскости $\mathbf{x_2y_2}$, после оптической линзы и ПВМС, при использовании приближения Френеля будет:

$$e(x_2, y_2) = \frac{-i}{\lambda h_1}\exp\left[i\frac{\omega}{c}\left(h_1 + \frac{x_2^2 + y_2^2}{2h_1}\right)\right]\cdot\exp\left[-i\frac{\omega}{c}\frac{x_2^2 + y_2^2}{2f_1}\right]\cdot t(x_2, y_2)$$
$$\cdot\int_{x_1}\int_{y_1} e(x_1, y_1)\exp\left[i\frac{\omega}{c}\left(-\frac{x_1x_2 + y_1y_2}{h_1} + \frac{x_2^2 + y_2^2}{2h_1}\right)\right]dx_1dy_1 \qquad (2)$$

Комплексная амплитуда волны в плоскости регистрации будет:

$$e(u, v) = -\frac{i}{\lambda h_2}\exp\left[i\frac{\omega}{c}\left(h_2 + \frac{u^2 + v^2}{2h_2}\right)\right]\cdot\int_{x_2}\int_{y_2} e(x_2, y_2)\exp\left[i\frac{\omega}{c}\left(-\frac{x_2u + y_2v}{h_2} + \frac{x_2^2 + y_2^2}{2h_2}\right)\right]dx_2dy_2 \qquad (3)$$

Подставляя выражение (2) в выражению (3), с учетом формулы оптической линзы $\mathbf{1/h_1 + 1/h_2 = 1/f_1}$, получим выражение описывающее распределение комплексных амплитуд волны в пространственно-частотной плоскости **uv**:

$$e(u, v) = -\frac{i}{\lambda^2 h_1 h_2}\exp\left[i\frac{\omega}{c}\left(h_1 + h_2 + \frac{u^2 + v^2}{2h_2}\right)\right]\cdot\int_{x_1}\int_{y_1} e(x_1, y_1)T\left[\frac{\omega}{c}\left(\frac{x_1}{h_1} + \frac{u}{h_2}\right), \frac{\omega}{c}\left(\frac{y_1}{h_1} + \frac{v}{h_2}\right)\right]\cdot$$
$$\cdot\exp\left[i\frac{\omega}{c}\left(\frac{x_1^2 + y_1^2}{2h_1}\right)\right]dx_1dy_1, \qquad (4)$$

где

$$T\left[\frac{\omega}{c}\left(\frac{x_1}{h_1} + \frac{u}{h_2}\right), \frac{\omega}{c}\left(\frac{y_1}{h_1} + \frac{v}{h_2}\right)\right] = \int_{x_2}\int_{y_2} t(x_2, y_2)\exp\left[-i\frac{\omega}{c}\left(\left(\frac{x_1}{h_1} + \frac{u}{h_2}\right)x_2 + \left(\frac{y_1}{h_1} + \frac{v}{h_2}\right)y_2\right)\right]dx_2dy_2. \qquad (5)$$

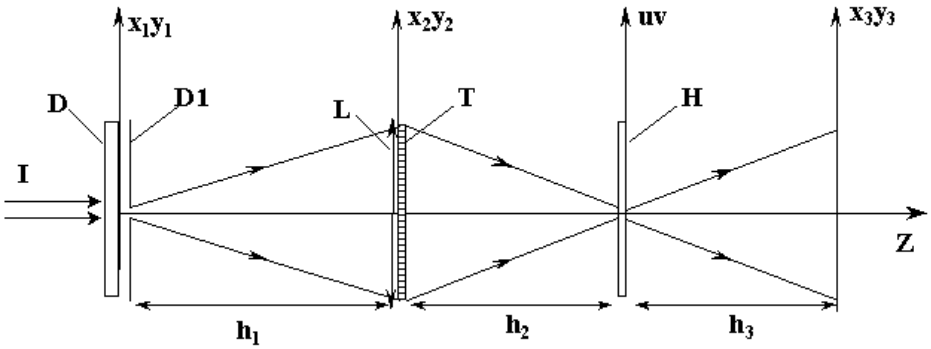


Рис. 3. *Спекл-волновая схема записи Фурье - голограмм.*

D – диффузор; **D1** – диафрагма; **L** – линза; **T** – пространственно-временной модулятор света; **H** – регистрирующая среда.

Из выражения (4) следует, что комплексная амплитуда волны в пространственно - частотной плоскости голограмм **uv** представляет собой свөртку распределения поля на выходе диффузора $\mathbf{e(x_1,y_1)}$ с функцией Фурье-образа амплитудного пропускания ПВМС $\mathbf{T(x_1,y_1)}$. Отсюда следует, что в формировании изображения на этапе восстановления площадь голограммы используется эффективно, что приводит к получению максимально возможной дифракционной эффективности голограмм для данного материала.

Рассмотрен случай, когда опорная волна представляет собой плоскую волну, волновой вектор который лежит в плоскости **uz** составляя угол **θ** с осью **z**. При этом для комплексной амплитуды опорной волны в плоскости **uv** имеем

$$r(u,v)=r_m exp(iu\frac{\omega}{c}cos\theta) \qquad (6)$$

При этом интенсивность интерференционной картины имеет следующий вид

$$I(u,v)=|r(u,v)|^2+|e(u,v)|^2-\frac{r(u,v)}{\lambda^2 h_1 h_2}\exp\left[i\frac{\omega}{c}\left(-h_1-h_2-\frac{u^2+v^2}{2h_2}\right)\right]\int_{x_1}\int_{y_1}e^*(x_1,y_1)\cdot$$

$$\cdot\exp\left[i\frac{\omega}{c}\left(-\frac{x_1^2+y_1^2}{2h_1}\right)\right]\cdot T^*\left[\frac{\omega}{c}\left(\frac{x_1}{h_1}+\frac{u}{h_2}\right),\frac{\omega}{c}\left(\frac{y_1}{h_1}+\frac{v}{h_2}\right)\right]dx_1dy_1-\frac{r(u,v)}{\lambda^2 h_1 h_2}\cdot \qquad (7)$$

$$\exp\left[i\frac{\omega}{c}\left(h_1+h_2+\frac{u^2+v^2}{2h_2}\right)\right]\cdot\int_{x_1}\int_{y_1}e(x_1,y_1)\exp\left[i\frac{\omega}{c}\frac{x_1^2+y_1^2}{2h_1}\right]\cdot T\left[\frac{\omega}{c}\left(\frac{x_1}{h_1}+\frac{u}{h_2}\right),\frac{\omega}{c}\left(\frac{y_1}{h_1}+\frac{v}{h_2}\right)\right]dx_1dy_1\cdot$$

Первое слагаемое в этом выражении представляет собой постоянную составляющую, обусловленную опорной волной. Второе слагаемое является шумовой составляющей, дающий при последующей восстановлении интермодуляционное изображение входной страницы. Желательно, чтобы вклад этой составляющей был значительно меньше вклада двух последних слагаемых, описывающих распределение комплексных амплитуд света, дифрагируемых в нужные сопряженные изображения входной страницы.

Заключение

Теоретически исследован спекл волновой метод сужения диапазона изменения интенсивности информационной световой волны в плоскости регистрации голограммы. При этом получается достаточно однородное распределение интенсивности информационной световой волны в плоскости регистрации голограммы, что способствует качественной регистрации Фурье - голограммы.

При определении комплексной амплитуды информационной световой спекл-волны использовано приближение Френеля. Из полученной выражении описывающее распределение комплексных амплитуд информационной световой спекл-волны в плоскости регистрации голограмм следует, что комплексная амплитуда спекл-волны в пространственно-частотной плоскости голограммы представляет собой свертку распределения поля на выходе диффузора $e(x_1,y_1)$ с функцией Фурье - образа амплитудного пропускания транспаранта $T(x_1,y_1)$. Отсюда следует, что в формировании изображения на этапе восстановления площадь голограммы используется эффективно, что приводит к получению максимально возможной дифракционной эффективности голограмм для данного материала.

Литература:

1. Akaev A.A., Gurevich S.B., Zhumaliev K.M. Holographic memory. - Allerton Press, New York, 1998.
2. Пространственные модуляторы света // под ред. С.Б. Гуревича. - Л. - Наука. - 1977.
3. Васильев А.А., Касасент Д., Компанец И.Н., Парфенов А.В. // Пространственные модуляторы света. - М. - Радио и Связь. - 1987.
4. Yu F.T.S. and Jutamulia S. Optical signal processing, computing, and neural networks. - John Wiley & Sons. - New York. - 1992.
5. Burckhardt C.B. Use of a random phase mask for the recording of Fouler transform holograms of data mask. – “App.opt.”, 1970, V.9, №3, P.695-699.
6. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. – М.: Мир, 1973.
7. Лещев А.А., Сидорович В.Г. //Оптическая голография / Под ред. Ю.Н. Денисюка. – Л.: Наука, 1979. – С.42.

М А З М У Н У

ФИЗИКАНЫН АКТУАЛДУУ МАСЕЛЕЛЕРИ

1. **Арапов Б., Арапов Т.Б., Өскөнбаев М.** Радиационно ионные процессы распада наноструктурных радиационных дефектов в ЩГК…… 7
2. **Арапов Т. Б., Арапов Б., Ташкулов К.Д.** Ионно-диффузионные процессы тушения свечения радиационно-наведенных дефектов в ЩГК……. 11
3. **Баймаханулы А., Джусанбаев М., Жумабаева З.** Радиационное повреждение кристаллов NaCl в процессе длительного облучения……. 16
4. **Баймуратова Г., Омурбекова Г.К., Ташполотов Ы.** Способы извлечения «физико-химической» энергии кремниевого силиката…… 20
5. **Баймуханов З.К., Калитка В.А., Омаркулов К.А.** Расчет параметров релаксирующих протонов в материалах с водородными связями при низких температурах в квазиклассическом приближении…… 24
6. **Гынгазов С.А., Лысенко Е.Н., Франгульян Т.С.** Термические превращения в ультрадисперсных плазмохимических порошках диоксида циркония……. 28
7. **Жайнаков А., Усенканов Дж. О.** О влиянии собственного магнитного поля на поток электродуговой плазмы……... 33
8. **Каденова Б.А., Арапов Б.** Моделирование процессов радиационного дефектообразования в ионных кристаллах…….. 38
9. **Кидибаев М.М., Эгембердиев Ж.Э.** Кыргызстанда катуу заттардын физикасынын өнүгүүсү…….. 41
10. **Кидибаев М.М., Денисов Г.С., Шаршеев К.** Термостимулированные процессы в кристаллах, активированных анионной примесью……. 46
11. **Кидибаев М.М., Шаршеев К., Клименко О.И., Рысмендеева А**. Радиационно-стимулированные эффекты в монокристаллах LiKSO4 легированных ионами шестивалентного хрома……. 50
12. **Курбаналиев А. Ы., Жайнаков А. Ж.** Моделирование гидродинамических процессов на поверхности раздела вода-воздух…….. 53
13. **Курбаналиев А. Ы., Жайнаков А. Ж.** Моделирование водослива методом контрольного объема…….. 58
14. **Мукашев К.М., Шадинова К.С.** Локальные электронные состояния в системе титан-водород, содержащей различные структурные дефекты…… 62
15. **Омаркулов К.А., Камбарова Ж.Т., Баймуханов З.К., Омаркулов Е.К., Акимбеков Е.Т.** К модельной нестационарной задаче четырех неподвижных центров…… 66
16. **Ордобаева Ч.Т.** Радиационно-оптические свойства монокристаллов LiKSO4, легированных ионами Cu2+…….. 70
17. **Тайиров М.М., Кошуев А.Ж.** Распад собственных и околопримесных электронные возбуждений в кристаллах NaF и NaF-Li…….. 76
18. **Ташполотов Ы., Акматов Б. Ж., Жунусалиев А.С., Кулуев Ж.О.** Заттарды күйгүзүп энергия алуу – бул заттардан энергия алуудагы аргасыздыктын акыркы мүмкүнчүлүгү……. 80
19. **Усаров А.С.** Поляризованная люминесценция $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров в щелочно-галоидных кристаллах. I. KC1-Ge……. 83
20. **Усаров А.С.** Поляризованная люминесценция $Ge^{2+}\upsilon_c^-$ -центров в щелочно-галоидных кристаллах. II. KBг-Ge…… 93

21. **Шарибаев М.Б., Исмайлов К.А., Өтениязов Е., Бекбергенов С.Е.** Излучение, связанное с протяженными дефектами в эпитаксиальных слоях ZnTe/GaAs и многослойных структурах……. 100
22. **Шаршекеев О.Ш., Сагынбаева М., Юсупов Р.Х., Фоломеев В.Н.** Новые результаты в космологии и их использование при моделировании астрофизических объектов……... 103

ТЕХНИКАЛЫК ИЛИМДЕР

1. **Акматов Б.Ж., Ташполотов Ы., Тешебаев А.Т., Карыбекова Б.** Курамдуу суюктуктарды электрофизикалык иондоштуруу- электр энергиясынын жаңы булагы..... 107
2. **Айдаралиев Ж.К., Сопубеков Н.А.** Получение активного наполнителя из базальтовых супертонких волокон..... 111
3. **Айдаралиев Ж.К., Атырова Р.С.** Оптимизация состава и свойств технической керамики на основе местного сырья..... 115
4. **Виноградов В.В., Виноградов Н.В., Джураев А.М., Тузов Л.В., Тузова О.Л.** Углерод в лидитах Кыргызстана..... 119
5. **Жакыпбекова А.Т., Өскөнбаев М.Ч.** Шекафтар шаарчасындагы кен казуудан калган уулуу тоо таштандылар жана алардын техногендик абалы..... 123
6. **Захарьян А.А., Ташполотов Ы.** Определение коэффициент проскока..... 126
7. **Исмайлов К.А, З.Т. Кенжаев** Состояние и перспективы развития солнечной энергетики..... 128
8. **Конушбаева А.Т.** Исследование эффективной поверхностной энергии горных пород 132
9. **Мойдунов Т.Т.** Оптоэлектронное устройство для контроля освещенности в солнечной энергетических установки..... 135
10. **Мукажанов Е.Б., Такенова Г.Д., Сарсембаев Г.Б., Телебаев Е.Е., Тыналиев Б.Т.** Влияние высокотемпературного старения на структурно-фазовые превращения дисперсионно-твердеющего сплава 47хнм..... 137
11. **Омурбекова Г. К., Ысманов Э. М., Баймуратова Г. А., Ташполотов Ы.** Глубокая очистка и восстановления кремния газопоточным методом..... 141
12. **Садыков Э., Ташполотов Ы., Матисаков Т.К.** Создание материалов для защиты от электромагнитных излучений..... 143
13. **Сатыбалдыев А.Б., Матисаков Т.К.** Оптимизация гидродинамических характеристик систем солнечных коллекторов..... 145
14. **Султаналиева Р.М.** Электротермическое разрушение горных пород..... 151
15. **Тажибаев К. Т., Султаналиева Р.М.** Метод разупрочнения руд и минералов..... 153
16. **Токонбекова К.Ч., Шамшиев Т.С.** Определение параметров предельного откоса методом удерживающих сил..... 157
17. **Чотонов Б.Б** Кремний кристаллын отурукташтыруу процессинде ички энергетикалык абалдары каныгууга ээ болгон аралашмалар..... 160
18. **Ысманов Э. М., Омурбекова Г. К., Ташполотов Ы.** Адсорбционная способность известкового молока при очистке хлоросодержащих газов при получении полупроводниковых элементов..... 163

МАТЕМАТИКА, МАТЕМАТИКАЛЫК ЖАНА КОЛДОНМО ФИЗИКА

166

1. **Абдыраева Н.Р., Ташполотов Ы.** Особенности конструирования фрактальных антенн.....
2. **Акжолов М.Ж., Лебо И.Г., Мадера А.Г.** Исследование эффективности параллельных вычислений с помощью суперкомпьютерного комплекса мвс-100к на примере решения полной системы уравнений газовой динамики..... 169
3. **Алымкулов К., Зулпукаров А., М. К. Омуралиев** Построение асимптотики решения сингулярно возмущенной обобщенной задачи лагерстрома размерности два, методом структурного сращивания..... 173
4. **Жумалиев К.М., Шамшиев Т.С., Сагымбаева К.А.** К вопросу прохождения временной информации в акустооптических анализаторах спектра..... 177
5. **Захарьян А.А., Ташполотов Ы.** Деление клеток в нетканых материалах..... 180
6. **Исманов Ю. Х., Марипов А.** Голографический эффект Тальбота и научная голокинематография..... 188
7. **Омуралиев М.К** Построение асимптотики решения сингулярно возмущенной задачи лагерстрома размерности четыре, методом структурного сращивания..... 192
8. **Оморова С.Т., Мусаева Р., Сулайманкулова Ж.** Развитие волоконно-оптических систем связи..... 197
9. **Саадабаев А., Сабиров Я.А.** Построение решение нелинейного операторного уравнения первого рода с приближенным нелинейным оператором..... 200
10. **Токторалиев Б.А., Жакыпбекова А.Т., Осконбаев М.Ч** Терек-Сай шаарчасындагы кен казуудан калган калдыктардын абалы..... 203
11. **Тологонов Д.Б., Мамытбеков У. К., Кидибаев М.М., Шаршеев К**. Физико-химическая характеристика сульфата натрия..... 205
12. **Турсунов Д.А., Семенов М.Е.** Построение одношагового блочного метода для решения обыкновенных дифференциальных уравнений..... 208
13. **Шамшиев Т.С. , Токонбекова К.Ч.** Акустооптический дефлектор лазерного луча……..... 212
14. **Шамшиев Т.С., К.А. Сагымбаева** Особенности регистраций фурье-голограмм с помощью спекл-волн..... 216