

С 3(04)
Н-345

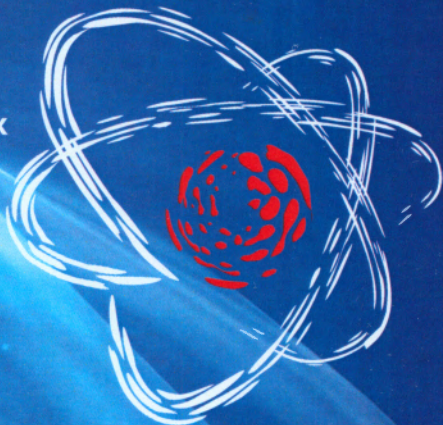


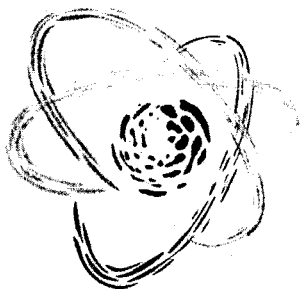
**XVII НАУЧНАЯ
КОНФЕРЕНЦИЯ
МОЛОДЫХ
УЧЕНЫХ И
СПЕЦИАЛИСТОВ
К 100-ЛЕТИЮ
В. П. ДЖЕЛЕПОВА
(ОМУС-2013)**

Дубна, 8–12 апреля 2013 г.

Труды конференции

Объединение молодых ученых
и специалистов ОИЯИ
при поддержке
Объединенного института
ядерных исследований и
Российского фонда
фундаментальных
исследований





Объединение молодых
ученых и специалистов ОИЯИ
при поддержке
Объединенного института
ядерных исследований и
Российского фонда
фундаментальных исследований

СЗ(04)
И-345

**XVII Научная конференция
молодых ученых и специалистов
к 100-летию В. П. Дзелепова
(ОМУС-2013)**

Дубна, 8–12 апреля 2013 г.

Труды конференции

Дубна 2013

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

УДК 51+53+57+621.039+004(092)

ББК 22я434

28

32

В рамках конференции была прочитана серия лекций о жизни и творчестве Венедикта Петровича Джелепова и научных направлениях, связанных с его деятельностью. Для чтения лекций были приглашены: акад РАН, докт. физ.-мат. наук С. С. Герштейн, член-корр. РАН, докт. биол. наук Е. А. Красавин, член-корр. РАН, докт. физ.-мат. наук Л. И. Пономарев, проф., докт. физ.-мат. наук А. Г. Ольшевский, проф., докт. физ.-мат. наук Е. М. Сыресин, проф., докт. физ.-мат. наук В. Б. Флягин, докт. физ.-мат. наук В. В. Фильченков.

XVII Научная конференция молодых ученых и специалистов к С30 100-летию В. П. Джелепова (ОМУС-2013, Дубна, 8–12 апреля 2013 г.). — Труды конференции. — Дубна: ОИЯИ, 2013. — 308 с.
ISBN 978-5-9530-0363-6

Организация конференции осуществлена Объединением молодых ученых и специалистов ОИЯИ при поддержке Объединенного института ядерных исследований, Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Джелепова и Российского фонда фундаментальных исследований.

В труды конференции включены исследования молодых ученых и специалистов, студентов и аспирантов ОИЯИ и дружественных учебных и научных организаций. Статьи представляют интерес для специалистов, работающих в области теоретической физики, физики элементарных частиц, экспериментальной ядерной физики, физики конденсированных сред, релятивистской физики, математического моделирования и вычислительной физики, информационных технологий, современных методов ускорения заряженных частиц и ускорительной техники, радиационных и радиобиологических исследований.

УДК 51+53+57+621.039+004(092)

ББК 22я434

28

32

ISBN 978-5-9530-0363-6

© Объединенный институт ядерных исследований, 2013

Программный комитет:

- Ольшевский А.Г. (ЛЯП) – председатель
- Ширков Г.Д. (дирекция) – сопредседатель
- Анфимов Н.В. (ЛЯП) – секретарь
- Айриян А.С. (ЛИТ)
- Пакуляк С.З. (УНЦ)
- Сыресин Е.М. (ЛЯП)
- Трубников Г.В. (ЛФВЭ)
- Шелков Г.А. (ЛЯП)

Организационный комитет:

- Анфимов Николай (ЛЯП) – председатель
- Ноздрин Михаил (ЛФВЭ) – зам. председателя
- Коваль Оксана (ЛТФ) – секретарь
- Батозская Варвара (ЛФВЭ)
- Безбах Анна (ЛТФ)
- Дряблов Дмитрий (ЛФВЭ)
- Лошак Наталия (ЛНФ)
- Матюхина Ольга (ОМС)
- Мележик Антон (ЛИТ)
- Самойлов Олег (ЛЯП)
- Углов Евгений (ЛЯП)

Подготовка сборника трудов:

В.С. Батозская, О.А. Коваль

WWW: <http://omus.jinr.ru/>

E-mail: ayssconf2013@jinr.ru

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	5
Список научных секций	9
Список зарегистрированных участников	11
Секционные заседания	19
Теоретическая физика	21
Математическое моделирование и вычислительная физика	47
Физика элементарных частиц	83
Современные методы ускорения заряженных частиц и ускорительная техника	105
Релятивистская ядерная физика	121
Экспериментальная ядерная физика	137
Прикладные исследования	157
Информационные технологии	175
Физика конденсированных сред	215
Радиационные и радиобиологические исследования	267
Авторский указатель	299
Приложение	303

ВВЕДЕНИЕ

XVII научная конференция молодых ученых и специалистов проходила в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований с 08 по 12 апреля и была посвящена 100-летию юбилею Венедикта Петровича Желепова. На участие в конференции было подано около ста шестидесяти заявок от молодых учёных и специалистов ОИЯИ, студентов и аспирантов УНЦ и других высших учебных заведений. В десяти секциях конференции более ста тридцати участников представили доклады о проводимых ими исследованиях. В этом году 44% от общего количества участников – иностранные граждане, поэтому в будущем предполагается расширить статус конференции до международной.

В рамках конференции был организован цикл лекций от ведущих учёных: акад. РАН, д.ф.-м.н. С.С. Герштейна, член-корр. РАН, д.б.н. Е.А. Красавина, член-корр. РАН, д.ф.-м.н. Л.И. Пономарева, проф. д.ф.-м.н. А.Г. Ольшевского и др., посвященный передовым научным исследованиям. Также была представлена насыщенная культурно-спортивная программа: баскетбол, футбол, танцы, между участниками конференции состоялись соревнования по настольному теннису, бильярду, боулингу.

Оргкомитет конференции выражает благодарность за большую проделанную работу программному комитету: А.Г. Ольшевскому (ЛЯП ОИЯИ), Г.Д. Ширкову (ОИЯИ), Н.В. Анфимову (ЛЯП ОИЯИ), А.С. Айрияну (ЛИТ ОИЯИ), С.З. Пакуляку (УНЦ ОИЯИ), Е.М. Сыресину (ЛЯП ОИЯИ), Г.В. Трубникову (ЛФВЭ ОИЯИ), Г.А. Шелкову (ЛЯП ОИЯИ), а также кураторам секций: А.А. Владимирову (ЛТФ ОИЯИ), В.С. Мележик (ЛТФ ОИЯИ), Д.А. Артёменкову (ЛФВЭ ОИЯИ), В.А. Беднякову (ЛЯП ОИЯИ), А.О. Сидорину (ЛФВЭ ОИЯИ), Е.М. Сыресину (ЛЯП ОИЯИ), М.В. Авдесву (ЛНФ ОИЯИ), В.Г. Егорову (ЛЯП ОИЯИ), Т.В. Тропину (ЛНФ ОИЯИ), О.В. Белову (ЛРБ ОИЯИ), Т.А. Стриж (ЛИТ ОИЯИ). Кроме того, оргкомитет выражает благодарность руководству ОИЯИ и

подразделений за финансовую поддержку и участие в работе конференции, дирекции ЛЯП ОИЯИ и дирекции УНЦ ОИЯИ — за помощь в её проведении.

По итогам проведения конкурса на соискание премий ОИЯИ для молодых учёных и специалистов за лучшие работы за 2012 г. были присуждены премии.

В номинации «Научно-исследовательские теоретические работы»:

- первая премия: Егорова Ирина Анатольевна (ЛТФ ОИЯИ);
- вторая премия: Пикельнер Андрей Федорович (ЛТФ ОИЯИ);
- поощрительная премия: Рахмонов Ильхом Рауфович (ЛТФ ОИЯИ).

В номинации «Научно-исследовательские экспериментальные работы»:

- первая премия: Кудашкин Иван Васильевич (ЛФВЭ ОИЯИ);
- вторая премия: Худоба Вратислав (ЛЯР ОИЯИ);
- поощрительная премия: Степаненко Юрий Юрьевич (ЛЯП ОИЯИ).

В номинации «Научно-методические и научно-технические работы»:

- первая премия: Загер Валерий Борисович (ЛЯР ОИЯИ);
- вторая премия: Александров Евгений Игоревич (ЛИТ ОИЯИ);
- поощрительная премия: Мерц Сергей Павлович (ЛФВЭ ОИЯИ).

В номинации «Научно-технические прикладные работы»:

- первая премия: Бобриков Иван Анатольевич (ЛНФ ОИЯИ);
- вторая премия: Анфимов Николай Владимирович (ЛЯП ОИЯИ);
- поощрительная премия: Тузиков Алексей Васильевич (ЛФВЭ ОИЯИ).

На заседаниях каждой из секций среди участников проводился конкурс на лучший научный доклад:

- «Теоретическая физика» - Семенов Андрей Георгиевич (ФИАН им. П.Н. Лебедева);

- «Математическое моделирование и вычислительная физика» - Плёткин Андрей Валерьевич (ИПМ им. М.В. Келдыша РАН);
- «Физика элементарных частиц» - Сокольников Александр Константиновна (ЛЯП ОИЯИ);
- «Современные методы ускорения заряженных частиц и ускорительная техника» - Юревич Сергей Владимирович (ФТИ НАН Беларуси);
- «Релятивистская ядерная физика» - Терехин Аркадий Аркадьевич (ЛФВЭ ОИЯИ);
- «Экспериментальная ядерная физика» - Хушвактов Журабек Хатамович (ЛЯП ОИЯИ);
- «Прикладные исследования» - Зелинская Катерина (ЛЯР ОИЯИ);
- «Информационные технологии» - Ракитянская Анна Сергеевна (ЛИТ ОИЯИ);
- "Физика конденсированных сред" - Смирнова Дарья Евгеньевна (ОИВТ РАН) и Шулежко Вадим Владимирович (УлГУ);
- "Радиационные и радиобиологические исследования" - Тимофеева Ирина Леонидовна (МУПОЧ «Дубна»);

Поощрительными призами и дипломами в этом году были отмечены следующие участники:

- Овчарек Магдалена (ЛНФ ОИЯИ);
- Нагорный Анатолий Васильевич (ЛНФ ОИЯИ);
- Гасникова Ксения Юрьевна (ЛЯП ОИЯИ);
- Буланова Татьяна Сергеевна (ЛРБ ОИЯИ);
- Айриян Александр Сержикович (ЛИТ ОИЯИ).

В честь 100-летнего юбилея В.П.Джелепова была учреждена премия, которая присуждена Житникову Игорю Викторовичу (ЛЯП ОИЯИ).

Более подробно с информацией о конференции ОМУС-2013 можно ознакомиться на сайте ОМУС ОИЯИ: <http://omus.jinr.ru/conference2013/index.php>.

Оргкомитет научной конференции ОМУС-2013.

СПИСОК НАУЧНЫХ СЕКЦИЙ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Председатель секции: к.ф.-м.н. А.А. Владимиров

Секретарь секции: А.Н. Безбах

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ФИЗИКА

Председатель секции: д.ф.-м.н. В.С. Мележик

Секретарь секции: О.А. Коваль

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Председатель секции: д.ф.-м.н. В.А. Бедняков

Секретарь секции: О.Б. Самойлов

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ УСКОРЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И УСКОРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Председатель секции: к.ф.-м.н. А.О. Сидорин

Секретарь секции: М.А. Ноздрин

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Председатель секции: к.ф.-м.н. Д.А. Артёменков

Секретарь секции: О.Б. Самойлов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Председатель секции: д.ф.-м.н. В.Г. Егоров

Секретарь секции: Е.Д. Углов

ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Председатель секции: д.ф.-м.н. Е.М. Сыресин

Секретарь секции: Н.В. Анфимов

ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Председатель секции: к.ф.-м.н. Т.А. Стриж

Секретарь секции: А.В. Мележик

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

Председатели секции: к.ф.-м.н. М.В. Авдеев и к.ф.-м.н. Т.В. Тропин

Секретарь секции: Д.К. Дряблов

РАДИАЦИОННЫЕ И РАДИОБИОЛОГИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Председатель секции: к.б.н. О.В. Белов

Секретарь секции: Н.В. Анфимов

СПИСОК ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ УЧАСТНИКОВ

Участники без доклада

- Бараева Софья Алексеевна, ЛЯР ОИЯИ, г. Дубна
Батозская Варвара Сергеевна, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна
Безбах Анна Николаевна, ЛТФ ОИЯИ, г. Дубна
Горнушкина Алиса Игоревна
Дряблов Дмитрий Константинович, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна
Заикина Татьяна Николаевна, ЛИТ ОИЯИ, г. Дубна
Иванов Артем Викторович, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна
Кузнецова Алена Алексеевна, ЛЯР ОИЯИ, г. Дубна
Медведев Дмитрий Владимирович, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна
Мележик Антон Викторович, ЛИТ ОИЯИ, г. Дубна
Мусульманбеков Антон Женисович, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна
Ноздрин Михаил Александрович, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна
Ноздрина Ольга Александровна, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна
Олийниченко Дмитрий Робертович, ЛТФ ОИЯИ, г. Дубна
Петрова Ольга Николаевна, ЛТФ ОИЯИ, г. Дубна
Потапова Ирина Викторовна, ЛТФ ОИЯИ, г. Дубна
Российская Наталья Сергеевна, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна
Рымжанов Руслан Аликович, ЛЯР ОИЯИ, г. Дубна
Саакян Ваге Варужанович
Самсонов Михаил Николаевич, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна
Старикова Светлана Валерьевна, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна

СЕКЦИЯ «Теоретическая физика»

- Alvarez-Castillo David, BLTP JINR, Dubna
Дербышев Андрей Евгеньевич, ЛТФ ОИЯИ, г. Дубна
Дубинин Александр Сергеевич, ЛТФ ОИЯИ, г. Дубна
Дьякова Екатерина Владимировна, ТвГУ, г. Тверь

Егорова Ирина Анатольевна, ЛТФ ОИЯИ, г. Дубна
Катков Всеволод Леонидович, ЛТФ ОИЯИ, г. Дубна
Клопот Ярослав Николаевич, ЛТФ ОИЯИ, г. Дубна
Кузнецов Филипп Эдуардович, ИЭиРТ НАН, Украина
Пикельнер Андрей Федорович, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна
Радовская Анна Александровна, ФИАН им. П.Н. Лебедева, г. Москва
Семенов Андрей Георгиевич, ФИАН им. П.Н. Лебедева, г. Москва
Ступка Антон Анатольевич, ДНУ, Украина
Фризен Александра Вадимовна, ЛТФ ОИЯИ, г. Дубна
Шаров Павел Германович, ЛЯР ОИЯИ, г. Дубна

СЕКЦИЯ «Математическое моделирование и вычислительная физика»

Аистова Юлия Михайловна, НИЯУ МИФИ, г. Москва
Айриян Александр Сержикович, ЛИТ ОИЯИ, г. Дубна
Басалаев Артём Евгеньевич, СПбГУ, г. Санкт-Петербург
Васильев Сергей Александрович, ТвГУ, г. Тверь
Гусев Александр Александрович, ЛИТ ОИЯИ, г. Дубна
Ефимова Екатерина Сергеевна, ИНГиГ им. А.А. Трофимука СО РАН,
г. Новосибирск
Завгородняя Марина Игоревна, НИЯУ МИФИ, г. Москва
Коваль Евгений Александрович, ЛТФ ОИЯИ, г. Дубна
Коваль Оксана Александровна, ЛТФ ОИЯИ, г. Дубна
Льонг Ле Хай, УНЦ ОИЯИ, г. Дубна
Матвеев Михаил Александрович, МУПОЧ «Дубна», г. Дубна
Мерц Сергей Павлович, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна
Могилёва Елена Сергеевна, ПГУ, г. Пенза
Плёткин Андрей Валерьевич, ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва
Соснов Дмитрий Евгеньевич, СПбГУ, г. Санкт-Петербург
Сумхуу Даваасурэн, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна
Тухлиев Зафар Камаридинович, ЛИТ ОИЯИ, г. Дубна

Шарипов Зариф Алимжонович, ЛИТ ОИЯИ, г. Дубна

СЕКЦИЯ «Физика элементарных частиц»

Ахмадов Фаиг Низами Оглы, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна

Биктемерова Светлана Владимировна, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна

Гасникова Ксения Юрьевна, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна

Демичев Михаил Андреевич, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна

Мингажева Ризалина Вилевна, ФИАН им. П.Н. Лебедева, г. Москва

Русов Алексей Валерьевич, ЯрГУ, г. Ярославль

Самойлов Олег Борисович, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна

Сокольникова Александра Константиновна, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна

Степаненко Юрий Юрьевич, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна

Углов Евгений Дмитриевич, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна

СЕКЦИЯ «Современные методы ускорения заряженных частиц и ускорительная техника»

Азарян Николай Сергеевич, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна

Гурский Семен Владимирович, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна

Кудашкин Алексей Васильевич, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна

Кудашкин Иван Васильевич, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна

Рудаков Александр Юрьевич, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна

Седых Георгий Сергеевич, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна

Тузиков Алексей Васильевич, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна

Юревич Сергей Владимирович, ФТИ НАН, Беларусь

СЕКЦИЯ «Релятивистская ядерная физика»

Каттабеков Расулжон Рузикулович, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна

Киреев Виктор Александрович, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна

Маматкулов Кахрамон Зиядуллаевич, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна

Терехин Аркадий Аркадьевич, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна

СЕКЦИЯ «Экспериментальная ядерная физика»

Jitka Vrzalová, DLNP JINR, Dubna

Lukas Zavorka, DLNP JINR, Dubna

Бабкин Вадим Андреевич, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна

Безбах Андрей Анатольевич, ЛЯР ОИЯИ, г. Дубна

Валиолда Динара Салаваткызы, ЛЯР ОИЯИ, г. Дубна

Воскобойник Евгений Игоревич, ЛЯР ОИЯИ, г. Дубна

Джансейтов Данияр Маралович, ЛЯР ОИЯИ, г. Дубна

Житников Игорь Викторович, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна

Исадыков Айдос Нурланович, ЛЯР ОИЯИ, г. Дубна

Каттабеков Расулжон Рузикулович, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна

Маматкулов Кахрамон Зиядуллаевич, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна

Розов Сергей Владимирович, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна

Румянцев Михаил Михайлович, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна

Румянцева Надежда Сергеевна, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна

Стрекаловский Александр Олегович, ЛЯР ОИЯИ, г. Дубна

Худоба Вратислав, ЛЯР ОИЯИ, г. Дубна

Хушвактов Журабек Хатамович, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна

СЕКЦИЯ «Прикладные исследования»

Asatur Khurshudyan, YSU, Armenia

Yana Suchikova, БДПУ, Украина

Анфимов Николай Владимирович, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна

Балбихина Оксана Вячеславовна, ТвГУ, г. Тверь

Вартик Виктория, НИП ЦКП "Нанобиофотоника" ОИЯИ, г. Дубна

Зелинска Катаржина, ЛЯР ОИЯИ, г. Дубна

Малиновский Евгений Викторович, РГГУ, г. Москва

Милков Васил Михайлов, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна

Розов Сергей Владимирович, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна

Селюнин Александр Сергеевич, ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна

СЕКЦИЯ «Информационные технологии»

Александров Евгений Игоревич, ЛИТ ОИЯИ, г. Дубна

Багинян Андрей Сергеевич, ЛЯР ОИЯИ, г. Дубна

Герценбергер Константин Викторович, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна

Загер Валерий Борисович, ЛЯР ОИЯИ, г. Дубна

Зуев Максим Игоревич, ЛИТ ОИЯИ, г. Дубна

Кравчук Андрей Владимирович, МУПОЧ «Дубна», г. Дубна

Кутовский Николай Александрович, ЛИТ ОИЯИ, г. Дубна

Мажитова Елена Михайловна, ЕНУ, Казахстан

Опинка Каролина Викторовна, МГУ, Молдавия

Оспанов Аскар Аманболович, ЕНУ, Казахстан

Ракитянская Анна Сергеевна, ЛИТ ОИЯИ, г. Дубна

Ромеро Рейес Илякай Владиславовна, ФГБУ «ИБМХ» РАМН, г. Москва

Слепов Иван Петрович, ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна

Стадник Алексей Викторович, МУПОЧ «Дубна», г. Дубна

Торосян Шушаник Грачевна, ЛИТ ОИЯИ, г. Дубна

СЕКЦИЯ «Физика конденсированных сред»

Anna Marta Kiwilsza, Adam Mickiewicz University, Poland

Magdalena Owczarek, FLNP JINR, Dubna

Беляков Владимир Андреевич, ТвГУ, г. Тверь

Бобриков Иван Анатольевич, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна

Богачев Александр Анатольевич

Гапон Игорь Васильевич, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна

Джабаров Сакин Гамид Оглы, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна

Еремин Роман Александрович, ЛРБ ОИЯИ, г. Дубна

Иванов Павел Николаевич, ТвГУ, г. Тверь

Кабанов Сергей Сергеевич, ТвГУ, г. Тверь

Ковальчук Елена Степановна, НТУ «КПИ», Украина
Куликов Кирилл Вячеславович, ЛТФ ОИЯИ, г. Дубна
Ле Тхи Фьонг Тхао, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна
Левчук Василий Васильевич, РДГУ, Украина
Лоан То Тхань, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна
Лошак Наталия Васильевна, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна
Лукин Евгений Валерьевич, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна
Нагорный Анатолий Васильевич, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна
Низамова Эльмира Ильгамовна, КФУ, г. Казань
Николаев Сергей Алексеевич, УФУ, г. Екатеринбург
Рахмонов Илхом Рауфович, ЛТФ ОИЯИ, г. Дубна
Русанова Инна Александровна, КФУ, г. Казань
Руткаускас Антон Владимирович, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна
Самойленко Сергей Александрович, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна
Смирнова Дарья Евгеньевна, ОИВТ РАН, г. Москва
Соловьев Дмитрий Владимирович, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна
Томчук Александр Васильевич, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна
Томчук Алина Алексеевна, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна
Турченко Виталий Александрович, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна
Чекрыгина Юлия Игоревна, НТУ «ХПИ», Украина
Чурьянова Анна Геннадьевна, ЛНФ ОИЯИ, г. Дубна
Шулежко Вадим Владимирович, УлГУ, г. Ульяновск
Яковлева Елизавета Николаевна, НИУ МИЭТ, г. Москва

СЕКЦИЯ «Радиационные и радиобиологические исследования»

Аксёнова Светлана Валерьевна, ЛРБ ОИЯИ, г. Дубна
Белокопытова Ксения Вячеславовна, ЛРБ ОИЯИ, г. Дубна
Блаха Павел, ЛРБ ОИЯИ, г. Дубна
Буланова Татьяна Сергеевна, ЛРБ ОИЯИ, г. Дубна
Виноградова Юлия Вячеславовна, ЛРБ ОИЯИ, г. Дубна

Колупаев Борис Борисович, ИХВС НАН, Украина

Ляшко Марина Сергеевна, ЛРБ ОИЯИ, г. Дубна

151198

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

СЕКЦИОННЫЕ ЗАСЕДАНИЯ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Председатель секции: к.ф.-м.н. А.А. Владимиров

Секретарь секции: А.Н. Безбах

PROVING THE CEP WITH COMPACT STARS?

D.E. Alvarez-Castillo^{1,2#} and

D. Blaschke^{1,3,4##}

¹ Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR, Dubna, Russia

² Instituto de Fisica, Universidad Autonoma de San Luis Potosi, Mexico

³ Institute for Theoretical Physics, University of Wroclaw, Wroclaw, Poland

⁴ Fakultuat fuer Physik, Universituaat Bielefeld, Bielefeld, Germany

ANNOTATION

We present a model for hybrid compact stars composed of a quark core and a hadronic mantle with an abrupt first order phase transition at the interface and in accordance with the latest astrophysical measurements of two $2 M_{\odot}$ pulsars. We demonstrate the possibility of a disconnected mass-radius sequence (third family) of high-mass pulsars as a distinct feature due to a large jump in the energy density of the first order phase transition setting in at $\epsilon_{\text{crit}} \approx 500 \text{ MeV/fm}^3$ and fulfilling $\Delta\epsilon/\epsilon_{\text{crit}} \sim 1$. We conclude that the measurement of so called *twin* compact stars at high mass ($\sim 2M_{\odot}$) would support the existence of a first order phase transition in symmetric matter at zero temperature entailing the existence of a critical end point (CEP) in the QCD phase diagram.

INTRODUCTION

The study of neutron stars is an active field of research. They are compact objects where the most extreme physical properties are present. Important for this work in particular are the high densities presented in their interiors. The equation of state (EoS) plays a fundamental role since it determines the shape of the sequence(s) of stable compact star configurations in the mass - radius diagram as well as other properties like the maximum possible mass, the composition, the moment of inertia etc. In this regard,

* Work supported by CompStar, a research networking programme of the European Science foundation and by CompStar-POL a project of the Polish MNiSW supporting it as well as by NCN under grant number DEC-2011/02/A/ST2/00306 and by RFBR under grant number 11-02-01538a.

alvarez@theor.jinr.ru

blaschke@ift.uni.wroc.pl

recently the masses of two heavy compact stars have been precisely measured: $1.97 \pm 0.04 M_{\odot}$ for PSR J1614-2230 [1] and $2.01 \pm 0.04 M_{\odot}$ for PSR J0348+0432 [2], presenting a stringent constraint on models for the high density EoS. Would it be possible to gain evidence for a strong first order deconfinement transition in compact stars this would prove the existence of at least one CEP in the QCD phase diagram which beyond all doubt shows no first order transition in the high temperature region explored by lattice QCD simulations [3].

HYBRID MASSIVE STARS & TWINS

A first order phase transition in neutron star matter can take place just as in symmetric matter where it is searched for in heavy ion collisions. Adopting the setting of [4, 6], we construct hybrid stars with a hybrid EoS composed of a given hadronic EoS, here DD2 [5], and a quark matter EoS parametrized by its squared speed of sound c_{QM}^2 which pretty well describes [6] results of a color superconducting NJL model [7]

$$P(\epsilon) = P_{\text{DD2}}(\epsilon)\Theta(\epsilon_{\text{crit}} - \epsilon) + c_{\text{QM}}^2\epsilon\Theta(\epsilon - \epsilon_{\text{crit}} - \Delta\epsilon). \quad (1)$$

The critical energy density ϵ_{crit} and the discontinuity $\Delta\epsilon$ complete the EoS model which is capable of describing compact star sequences with a third family of stars in the mass-radius diagram [8, 9, 10, 11]. Searching for sequences obeying the mass constraint [1, 2] we obtain a quasi-horizontal branch disconnected from the almost vertical neutron star branch, as a consequence of a strong phase transition. Fig. 1 shows the EoS (1) for the parameters: $c_{\text{QM}}^2 = 0.094$, $\Delta\epsilon = 0.67\epsilon_{\text{crit}}$ and $\epsilon_{\text{crit}} = 485 \text{ MeV/fm}^3$. The latter corresponds to $P(\epsilon_{\text{crit}}) = 100 \text{ MeV/fm}^3$ and a baryon density at the quark matter onset of $n_{\text{crit}} = 2.9 n_0$ with $n_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$. Fig. 2 shows the mass-radius relation for this hybrid EoS and the energy density profile for the example of a twin pair of $2M_{\odot}$ stars is given in Fig. 1 (right).

CONCLUSIONS

In this work we have demonstrated for a simple hybrid star EoS model that the characteristic mass-radius relationship of nonrotating compact star configurations obtained by solving the TOV equations has a third family of stable hybrid stars at high

masses that is in accordance with astrophysical observations. This includes in particular the constraint for the minimal radius from RXJ 1856-3754 and the new pulsar mass measurements for PSR J1614-2230 and PSR J0348+0432 at about $2M_{\odot}$. Our result shows that stars of this high mass which are the best candidates for containing exotic matter (like quark matter) in their interiors could actually be approximate mass twins: although having about the same mass their interiors may show a vastly different composition: while the lower density twin has a larger radius (~ 13 km) and is made of nuclear matter only, the high-density twin is more compact ($\sim 10.5 - 12$ km) with a phase transition at about half the stars radius. The precise determination of compact star radii would allow to prove or disprove whether the sequences of stable stars in the mass-radius diagram form a pattern like the one discussed here: with an almost vertical

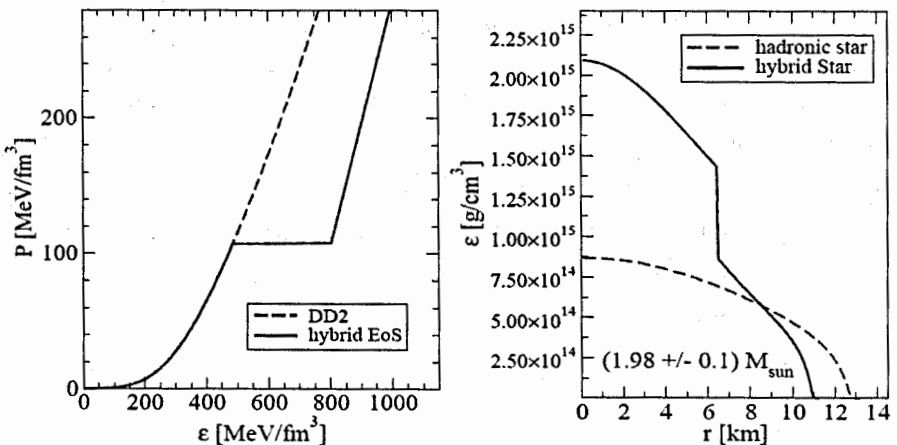


Figure 1. Left panel: Hadronic EoS (DD2, green dashed line) vs. hybrid one (Eq. 1, indigo solid line). Right panel: Energy density profile of $2M_{\odot}$ twins: a hadronic (green dashed line) and a hybrid (indigo solid line) compact star.

branch of hadronic stars and an almost horizontal branch of hybrid stars, possibly disconnected from the former thus representing a “third family” of compact stars and allowing for high-mass star twins. Identifying the high-mass twin feature in the mass-radius diagram by compact star observations would support the picture that nuclear

matter at low temperatures and high baryon densities undergoes a first order phase transition with a large jump in energy density. Given the knowledge that at zero baryon density the QCD phase transition proceeds as a crossover as a function of temperature implies the existence of at least one CEP in the QCD phase diagram!

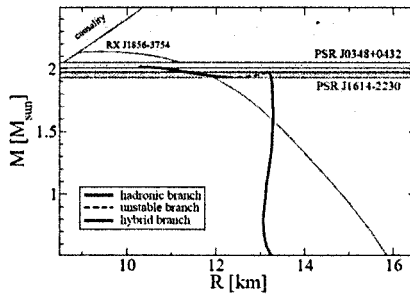


Figure 2. Mass-radius diagram for hybrid star EoS (1). The almost vertical branch of pure hadronic stars (green solid line) is separated from the almost horizontal hybrid star branch (indigo solid line) by an unstable branch (black dashed line). Recently measured masses for two $2M_{\odot}$ pulsars shown by red and blue hatched regions. Also shown: causality constraint (upper left forbidden area) and the minimal radius constraint from RXJ 1856-3754 [12].

ACKNOWLEDGEMENTS

We gratefully acknowledge numerous discussions and collaboration work on the topic addressed in this contribution with our colleagues, in particular with S. Benic, G. Contrera, H. Grigorian, O. Kaczmarek, T. Kluehn, E. Laermann, R. Lastowiecki, M.C. Miller, G. Poghosyan, J. Truemper, D.N. Voskresensky and F. Weber.

REFERENCES

- [1] P. Demorest *et al.*, Nature 467, 1081 (2010).
- [2] J. Antoniadis *et al.*, Science 340, 6131 (2013).
- [3] O. Kaczmarek *et al.*, Phys. Rev. D 83, 014504 (2011).
- [4] M. G. Alford, S. Han and M. Prakash, arXiv:1302.4732 [astro-ph.SR].
- [5] S. Typel and H. H. Wolter, Nucl. Phys. A 656, 331 (1999).
- [6] J. L. Zdunik and P. Haensel, arXiv:1211.1231 [astro-ph.SR].
- [7] D. Blaschke *et al.*, arXiv:1302.6275 [hep-ph].
- [8] U. H. Gerlach, Phys. Rev. 172, 1325 (1968).

- [9] B. Kuampfer, *J. Phys. A* 14, L471 (1981).
- [10] K. Schertler *et al.*, *Nucl. Phys. A* 677, 463 (2000).
- [11] N. K. Glendenning and C. Kettner, *Astron. Astrophys.* 353, 795 (2000).
- [12] J. E. Truemper *et al.*, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 132, 560 (2004).

ПОЛНОСТЬЮ АСИММЕТРИЧНЫЙ ПРОЦЕСС С ИСКЛЮЧЕНИЕМ С ОБОБЩЕННЫМ ПРАВИЛОМ ОБНОВЛЕНИЯ

А.Е. Дербышев[#], В.Б. Приезжев^{*}, А.М. Поволоцкий^{##}, С.С. Погосян^{**}

ЛТФ им. Н.Н. Боголюбова, ОИЯИ, Дубна, Россия

АННОТАЦИЯ

Рассматривается полностью асимметричный процесс с исключением в дискретном времени с обобщенным правилом обновления. Введен управляющий параметр во взаимодействие между частицами. Два конкретные значения параметра соответствуют известным случаям параллельного и последовательного обновления. В целом диапазон его значений изменяет взаимодействие от притягивающего до отталкивающего. В последнем случае поток частиц демонстрирует явную тенденцию к образованию скоплений не характерную для известных обновлений. Решается основное кинетическое уравнение для N частиц на бесконечной решетке методом подстановки Бете. Нестационарное решение при произвольных начальных условиях получено в детерминантном виде.

ВВЕДЕНИЕ

Полностью асимметричной простой процесс исключения (TASEP) является основополагающей моделью стохастической системы взаимодействующих частиц демонстрирующих неравновесное поведения [1-3]. Для конечного числа частиц, Динамика может быть определена с помощью основного уравнения

$$P(X, t + 1) = \sum_{X'} T(X, X') P(X', t) \quad (1)$$

где компоненты N -мерного вектора $X = x_i (x_1 < x_2 < \dots < x_n)$ являются позициями N частиц и $T(X, X')$ вероятность перехода через один шаг из конфигурации X' в конфигурацию X .

[#] Electronic address: AndreyDerbishev@yandex.ru

^{*} Electronic address: priezzvb@theor.jinr.ru

^{##} Electronic address: Alexander.povolotsky@gmail.com

^{**} Electronic address: spoghos@theor.jinr.ru

Важное свойство изученных ранее последовательного и параллельного обновлений «разрешимость», что означает, что основное уравнение (1) может быть решено с помощью метода Бете анзаца и функция Грина может быть вычислена в явном виде [4, 5].

В работе был введен контролирующий параметр во взаимодействие между частицами. В зависимости от его значения, мы получим притяжение или дополнительное отталкивание между частицами. Для полученной модели была доказана применимость Бете анзаца и с помощью его найдена функция Грина в детерминантной форме, как это было сделано в [6-8]. Решение обобщает известные результаты для обратного последовательного и параллельного обновления и совпадает с ними для конкретных значений параметров взаимодействия.

ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ

Рассмотрим N частиц, движущихся справа в одномерной решетке. В каждый дискретный момент времени, каждый узел решетки может быть занят не более одной частицей. Для описания динамики модели, мы следуем правилу обратного последовательного обновления: в данный момент времени, мы изучаем конфигурацию частиц справа налево и рассматриваем ситуации, когда две частицы встречаются в соседних узлах перед шагом по времени. Если правая частица пара не прыгает на данном шаге, левая частица остается на своей позиции с вероятностью 1. Если правая частица прыгает, следующая частица переходит вправо с вероятностью $(1 + \nu)p$, или стоит с вероятностью $1 - (1 + \nu)p$. Естественным ограничением на параметр ν является $0 \leq (1 + \nu) \leq 1/p$. При $\nu = 0$, это обычный TAPSET с обратным последовательным обновлением. При $\nu = -1$ получается TAPSET с параллельным обновлением.

При изменении параметра ν от -1 до $(1/p - 1)$ система проходит через качественное изменение поведения плотности частиц: от разряжения до слипания. Два типичных примера такого поведения показаны (рис.1).

ФУНКЦИЯ ГРИНА

В работе [9] было показано, что функция Грина для рассматриваемого процесса определяется следующим образом:

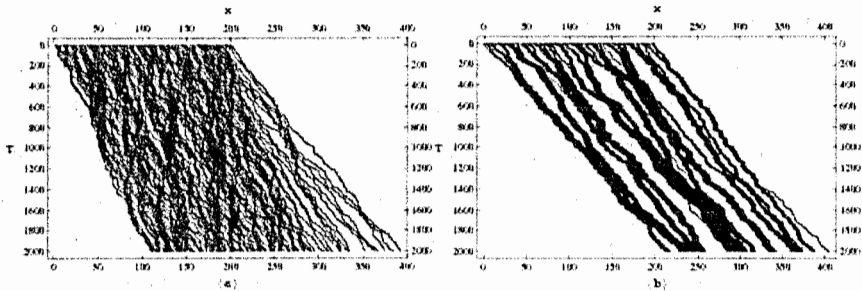


Рис. 1. Типичное поведение пространственно-временных траекторий частиц (а) режим разряжения, $c=0,1$, $v = -1$, и (б) режим образования пробок, $c=0,1$ и $v = 8,95$. Динамика

$N=100$ частиц моделируется для $T=2000$ шагов по времени, начиная с начальной конфигурации, в которой частицы чередуются с пустыми ячейками.

$$P(X, t | X^0, 0) = \lambda^{N_p(X)} \det M, \quad (2)$$

где $N_p(X)$ число пар частиц в конечном состоянии,

$$\lambda = (1 - p) / (1 - (1 + v)p) \quad (3)$$

а матричные элементы матрицы M :

$$M_{ij} = F_{i-j}(x_i - x_j^0, t). \quad (4)$$

Где функция F

$$F_n(x, t) = \oint_{\Gamma_{0,1}} \frac{dz}{2\pi iz} (1 - p + pz)^t \left(\frac{1 - \gamma z}{1 - 1/z} \right)^n z^{-x}. \quad (5)$$

и $\gamma = 1 - 1/\lambda$.

В дальнейшем функция Грина будет использована для расчета корреляционных функций и распределения вероятностей позиции последней частицы.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Spohn H., 1991. Large Scale Dynamics of Interacting Particles, (Berlin: Springer).

[2] Liggett T.M., 1999. Stochastic interacting systems: contact, voter and exclusion processes, (Berlin: Springer).

- [3] Schuotz G.M., Solvable models for many-body systems far from equilibrium. In Domb C. and Lebowitz J. (eds.), 2001. Phase Transitions and Critical Phenomena, Vol.19, (London: Academic, pp. 1-251).
- [4] Gwa L.H. and Spohn H., 1992. Phys.Rev.Lett. 68 725
- [5] Schuotz G.M., 1997. J.Stat.Phys. 88 427
- [6] Brankov J.G., Priezzhev V.B. and Shelest R.V., 2004. Phys.Rev.E 69 066136.
- [7] Povolotsky A.M. and Priezzhev V.B., 2006. J.Stat.Mech. P07002.
- [8] Poghosyan S.S., Priezzhev V.B. and Schuotz G.M., 2010. J.Stat.Mech. P04022.
- [9] Derbyshev A.E., Poghosyan S.S., Povolotsky A.M., Priezzhev V.B., 2012. J.Stat.Mech. P05014.

РАЗРАБОТКА ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ОСНОВ РЕАКТИВНОГО ПОЗИТРОННОГО ДВИГАТЕЛЯ

Е.В. Дьякова[#], В.М. Самсонов

Тверской государственной университет, г. Тверь, Россия

На основе термодинамического подхода проанализирована возможность создания позитронного реактивного двигателя, рассматриваемого как частный случай теплового реактивного двигателя, отвечающего одной из реальных альтернатив современному химическому реактивному двигателю. Приведены сравнительные оценки теоретической (предельной) скорости истечения для водорода и воды, рассматриваемых в качестве монотоплива. Показано, что использование водорода имеет определённые преимущества, как и в случае химического двигателя. Проведены также оценки количества позитронов, необходимого для испарения 2 кг сжиженного водорода. Данное количество соответствует современному годовому уровню производства позитронов (порядка 1 нг), что свидетельствует как о принципиальной возможности осуществления проекта, так и о серьёзных трудностях, связанных с этим. Одна из них отвечает тому, что для реального двигателя необходимо, по крайней мере, на 3 порядка большее число позитронов. В качестве второго примера нерешенных проблем можно отметить тот факт, что фотоны, получающиеся при аннигиляции соответствуют γ -диапазону, и их использование для увеличения внутренней энергии монотоплива затруднительно.

В настоящее время в авиации и космонавтике находили применение лишь химические реактивные двигатели, в которых реактивная струя создается за счет окислительно-восстановительных реакций. Соответственно, для работы химического реактивного двигателя необходимы две жидкости: окислитель и восстановитель (топливо). Наиболее эффективным топливом, с точки зрения

[#] e-v-dyakova@yandex.ru

величины максимальной (теоретической) скорости истечения газов u является сжиженный водород. Однако и в этом случае u не превышает 5,6 км/с, что недостаточно для межпланетных полетов.

Теоретическая скорость истечения газов u находится с использованием первого закона термодинамики (закона сохранения энергии), т. е. приравнивания удельную теплоту q , выделяющуюся при сгорании единицы массы топливной смеси удельной кинетической энергии $u^2 / 2$:

$$u = \sqrt{2q}. \quad (1)$$

В данной работе мы не затрагиваем проблемы уточнения данной формулы, поскольку нас будет интересовать принципиальная возможность создания реактивных двигателей другого типа, которые можно условно назвать реактивными тепловыми двигателями (РТД). Имеются в виду двигатели, использующие лишь одну жидкость (монотопливо).

В таком двигателе реактивная струя будет создаваться путём испарения «топлива» и последующего нагрева газа с помощью тепла, получаемого от того или иного источника. Для такого двигателя также будет применима формула (1), хотя величина q уже не будет отвечать теплоте химической реакции:

$$q = \lambda_{исп} + c_V(T - T_0), \quad (2)$$

где $\lambda_{исп}$ – теплота испарения, c_V – изохорическая удельная теплоёмкость газа, T – конечная абсолютная температура газа, T_0 – температура, при которой происходит испарение жидкости. Температуру T_0 можно отождествить с температурой кипения топлива, но поскольку температура T на порядок и более превышает T_0 , то последнюю формулу можно переписать в виде:

$$q = \lambda_{исп} + c_V T.$$

Если в качестве топлива используется водород, то в соответствии с формулой (2) находим $q \approx 36,5 \cdot 10^6$ Дж/кг.

При оценке было принято, что $T_0 = 0\text{К}$, а в камере сгорания $T = 3460\text{К}$. Теплота необходимая для нагревания газообразного водорода находилась в приближении идеального газа.

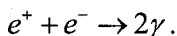
$$q_{\text{нагр}} = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{5}{2} R(T - T_0) \approx \frac{m}{\mu} \cdot \frac{5}{2} RT = 35,9 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг},$$

где $R = 8,31 \text{ Дж/(моль}\cdot\text{К)}$ – универсальная газовая постоянная, $\mu = 2 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$ – масса моля H_2 . Соответственно,

$$q_{\text{исп}} = \frac{\lambda_{\text{исп}}}{\mu} \cdot 10^3 = 299 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг},$$

а теоретическая скорость истечения: $u = 8,544 \text{ км/с}$.

Но встаёт вопрос о том, как нагреть водород до необходимой температуры. Одно из возможных решений предложила компания Positronics Research [1], финансируемая NASA [2]. Предложенный ими двигатель назван позитронным, так как теплота, необходимая для испарения водорода и его нагрева в газообразном состоянии, получается в процессе аннигиляции электрон-позитронной пары:



В соответствии с формулой Эйнштейна $E = mc^2$, при аннигиляции электрон-позитронной пары будет выделяться энергия

$$E = 2m_e c^2 = 1\text{МэВ} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж},$$

где $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$ – масса электрона.

Учитывая, что молярная теплота испарения H_2 $\lambda = 904 \text{ Дж/моль} \approx 10^3 \text{ Дж/моль}$, находим, что для превращения сжиженного 2г H_2 в газообразный требуется $10^3 / 10^{-13} = 10^{16}$ позитронов, для 2 кг – 10^{19} , т.е. 1 нг, что сопоставимо с годовой выработкой позитронов

Однако аннигиляция – не единственный способ нагревать водород. Ещё в 60-х гг. обсуждалась возможность создания альтернативных нехимических реактивных двигателей для авиации и космонавтики на ядерной энергии. Такой двигатель назвали реактивным ядерным двигателем (РЯД). Согласно [3], были даже созданы опытные образцы, для которых $u = 8,2 - 9$ км/с.

Применительно к позитронному реактивному двигателю возникает проблема, не относящаяся к РЯД: легко показать, что фотоны, получающиеся при аннигиляции электрон-позитронных пар будут соответствовать мягкому γ -излучению, которое, тем не менее, обладает высокой проникающей способностью. С точки зрения перспектив создания позитронного двигателя, это означает, что γ -излучение не будет заметным образом поглощаться монотопливом или обычным теплоносителем, и путь решения этой проблемы нам пока не ясен. Одна из возможностей отвечает использованию расплава свинца в качестве теплоносителя, но даже свинец не может при разумных толщинах слоя полностью или практически полностью поглощать γ -излучение. Кроме того, столь нестандартное использование металлов в качестве теплоносителя практически не изучено в радиационной физике материалов. Тем не менее, на основе изложенного выше можно сделать вывод о принципиальной возможности создания позитронного реактивного двигателя, хотя осуществление такого проекта связано с решением целого ряда весьма сложных проблем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] <http://www.pr-llc.com/>
- [2] <http://www.nasa.gov/>
- [3] Л. Квасников, А. Костылев, Вестник Воздушного Флота 6 (1996) 53.

ТРАНСПОРТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРАФЕНОВОЙ НАНОЩЕЛИ*

В.Л. Катков[#], В.А. Осипов

ЛТФ им. Н.Н. Боголюбова, ОИЯИ, Дубна, Россия

Вычислены вольт-амперные характеристики туннельного контакта, образованного краями протяженных листов монослоя графена, а также двухслоя графена с упаковкой А-А и А-В. Расчет тока произведен методом независимых каналов. Расчет зонной структуры сделан в рамках метода сильной связи. Показано, что зонная структура материала контактов критическим образом влияет на зависимости тока от напряжения.

Развитие технологии производства листов графена большого размера с разным типом слоев и разным видом их упаковки открывает широкую перспективу для создания различных наноэлектронных устройств. В частности графеновый туннельный контакт был изготовлен авторами работы [1]. Туннельное устройство с конфигурацией контактов типа "нанощель" изготовлено авторами работы [2]. Схематическое изображение данного устройства представлено на рисунке 1. Оно представляет собой два протяженных листа графена, расположенных край в край и разделенных небольшим пространством - щелью. В работе [2] изготовленное туннельное устройство работало в режиме автоэлектронной эмиссии, что было обусловлено достаточно большим расстоянием между контактами. Следует отметить, что, как было показано ранее нами, в этом режиме, вольт-амперные характеристики (ВАХ) многослойных графенов не имеют выраженной связи с зонной структурой [3] и выявить эту связь можно только с помощью анализа распределения электронов по энергиям. В этой работе мы рассмотрим устройство с небольшой щелью, работающее в режиме туннельного контакта. В данном

* Работа поддержана грантом РФФИ 12-02-01081

[#] katkov@theor.jinr.ru

режиме вольт-амперные характеристики жестко связаны с материалом электродов, на данном факте основан мощный экспериментальный метод измерения зонной структуры - туннельная спектроскопия [4].

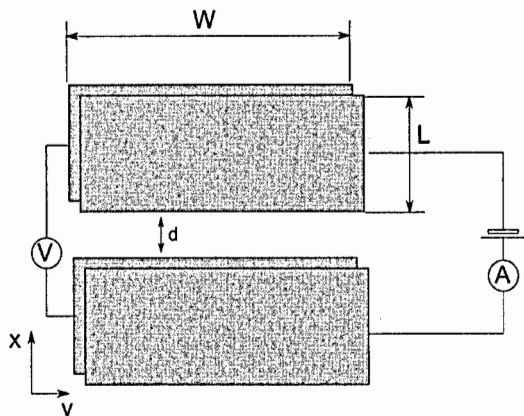


Рис. 1. Схематичный вид туннельного контакта.

Интерес к теоретическому описанию графеновых электродов разных типов связан с тем, что во-первых, модель ВАХ туннельной нанощели открывает возможность исследовать материал электродов методами туннельной спектроскопии, во-вторых, знание характера влияния зонной структуры на ВАХ позволяет планировать изготовление нанoeлектронных устройств с заданной степенью нелинейности в зависимости тока от напряжения

Для плотности тока с края типа "кресло" воспользуемся приближением независимых каналов [3, 5].

$$j = \frac{2e}{hcNl_y} \sum_q \int_{\epsilon^q_{min}}^{\epsilon^q_{max}} D(\epsilon^q) [f(\epsilon^q - V/2) - f(\epsilon^q + V/2)] d\epsilon^q \quad (1)$$

Формула написана в предположении, что закон сохранения поперечного квазинимпульса выполняется. Используем следующую оценку для коэффициента

прозрачности $D \approx e^{-2\sqrt{2m\phi}d/\hbar}$, где ϕ - работа выхода. c - расстояние между соседними листами в двухслойном графене, N - число слоев. Многие авторы,

например в [6], используют вместо $\frac{2\sqrt{2m\phi}}{\hbar} \sim 2.3 \text{ \AA}^{-1}$ (оценка для графена)

величину $\frac{4}{d_0} \sim 2.8 \text{ \AA}^{-1}$, где d_0 - средняя длина ковалентной связи $pp\pi \sim 1.35-$

1.42 \AA . Как видно, тот и другой вариант дают схожие величины. Это происходит в силу того, что коэффициент прозрачности определяется, с одной стороны, затуханием волновой функции атомов на границе твердого тела в вакуум, с другой стороны средняя длина затухания волновой функции атома соответствует половине длины химической связи.

Подобный вид D справедлив при малых d (порядка нескольких межатомных расстояний), зависимость от энергии при этом отсутствует и D можно вынести из-под знака интеграла. Используя рисунок 2, определим пределы интегрирования, воспользуемся приближением нулевой температуры и заменим суммирование по q интегрированием по p_y . Проинтегрировав по p_y , получим выражение вида

$$j = \frac{4e}{hcNl_y} D \int_{-v/2}^{v/2} P(\epsilon) d\epsilon. \quad (2)$$

Множитель 2 учитывает две K -точки в спектре. $P(\epsilon)$ - плотность каналов туннелирования, в случае выполнения закона сохранения поперечного квазимпульса, эта величина есть пересечение "теней", то есть проекций зонных структур на плоскость, перпендикулярную направлению туннелирования при данной энергии [7]. В случае, когда электроды состоят из монослоя графена, двухслойного графена с упаковкой АВ и двухслойного графена с упаковкой АА использование приближения сильной связи приводит к следующим результатам

$$P^A(\epsilon) = 2l_y \frac{\epsilon}{v_F \hbar}, \quad (3)$$

$$P^{AB}(\epsilon) = l_y \frac{\sqrt{|\epsilon|(|\epsilon| + \gamma)} + \theta(|\epsilon| - \gamma) \sqrt{|\epsilon|(|\epsilon| - \gamma)}}{v_F \hbar}, \quad (4)$$

$$P^{AA}(\varepsilon) = l_y \frac{|\varepsilon - \alpha| + |\varepsilon + \alpha|}{v_F \hbar}, \quad (5)$$

где $v_F = 10^6$ m/s - константа зонной структуры, называемая скоростью Ферми графена. Соответственно токи можно найти как

$$j^A = \frac{4eD}{h^2 c} \frac{V|V|}{2v_F}, \quad (6)$$

$$j^{AB} = \frac{2eD}{h^2 c} \frac{(2\gamma|V|)^{1/2} V}{3v_F}, \quad (7)$$

$$j^{AA} = \frac{2eD}{h^2 c} \frac{2\gamma V}{v_F}. \quad (8)$$

$\gamma = \alpha = 0.4$ eV - параметр сильной связи для атомов соседних листов. Выражения для токов получены в приближении малых напряжений $eV < \gamma$

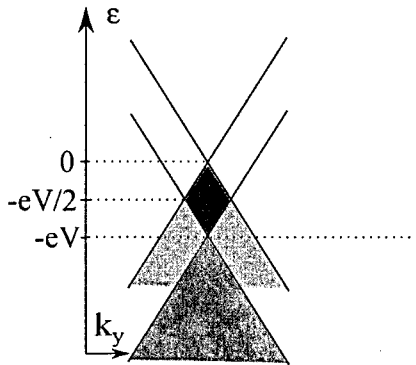


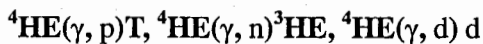
Рис. 2 Проекция зонной структуры электродов из монослоя графена на направление, перпендикулярное транспорту. Зона пересечения закрашена темным.

В итоге мы рассчитали зависимость плотности тока от напряжения в туннельном контакте с электродами из трех сортов графена и обнаружили критическое влияние зонной структуры электродов на характер зависимости тока от напряжения. В частности в случае монослоя зависимость является квадратичной, в случае двухслоя AA - линейная (выполняется закон Ома), а в случае двухслоя AB - степенной со степенью 3/2.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] F. Prins et al., *Nano Lett.* 11 (2011) 4607.
- [2] H.M. Wang, et al. *Appl. Phys. Lett.* 96 (2010) 023106.
- [3] В.Л. Катков, В.А. Осипов, *Письма в ЖЭТФ* 90 (2009) 304.
- [4] Leo Esaki, *Rev. Mod. Phys.* 46 (1974) 237.
- [5] V.L. Katkov and V. A. Osipov, *J.Phys.: Condens. Matter* 20, (2008) 035204.
- [6] L.G.D. Hawke, G. Kalosakas and C. Simserides, *Eur. Phys. J. E* 32, (2010) 291.
- [7] W.A. Harrison, *Phys. Rev.* 123, (1961) 85.

АЛЬТЕРНАТИВНАЯ ФОРМУЛИРОВКА КЭД. РЕАКЦИИ



А. Е. Кощий^{2#}, Ф.Э. Кузнецов^{1#}

¹Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины,
г. Харьков, Украина

²Харьковский Национальный Университет им. В. Н. Каразина, г. Харьков,
Украина

АННОТАЦИЯ

В настоящей работе сформулирован новый подход, связанный с возможностью введения нелокальных взаимодействий в квантовой электродинамике (КЭД)[1],[2]. Развитый подход открывает возможность исследования свойств различных структурных систем. На основе фундаментальных требований ковариантности и пространственно-временной однородности, предложен альтернативный подход построения калибровочно-инвариантной амплитуды, отвечающей развалу составной ядерной системы. Важнейшим отличием ядерной электродинамики от КЭД является феноменологическое наличие всех "порядков теории возмущений" по сильной связи. Подход применен к реакциям фоторасщепления ${}^4\text{He}$, с образованием в конечном состоянии двух частиц: ${}^4\text{He}(\gamma, p)\text{T}$, ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}(\gamma, d)d$. Теоретические результаты, полученные в рамках предлагаемой модели, хорошо описывают известные экспериментальные данные.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование нелокальных взаимодействий в КЭД имеет довольно длительную историю. Основной задачей является изучение возможности распространения методов стандартной квантовой электродинамики, а именно сохранения требований ковариантности, локальной калибровочной

[#] alex.koshchii@gmail.com

[#] kuznietsov@ukr.net

инвариантности и пространственно-временной однородности, на нелокальные (структурные) частицы [1]. В этом смысле интересными являются легкие ядра (Дейтрон, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$), которые с некоторой степенью точности можно рассматривать как элементарные частицы, в рамках рассматриваемой теории. Теоретическое описание фотоядерных процессов с ядрами ${}^4\text{He}$ представляет особый интерес. Ядро ${}^4\text{He}$ является, с одной стороны: 4-нуклонной системой, для которой точно решается четырехчастичное уравнение Шредингера (его спин и изоспин равны нулю), с другой стороны: ядру ${}^4\text{He}$ присущи многие свойства более тяжелых ядер. В частности, оно обладает аномально большой плотностью в центральной области, чего не наблюдается для легких ядер. Проведение теоретических исследований в данном направлении приносит, несомненно, колоссальный вклад в исследование механизмов реакций фоторасщепления мало нуклонных систем. Данная статья посвящена обзорному описанию развитого теоретического подхода к описанию электромагнитного расщепления связанных систем.

АЛЬТЕРНАТИВНАЯ ФОРМУЛИРОВКА КЭД

Фундаментом физики элементарных частиц, несомненно, является квантовая теория калибровочных полей. Основным тезисом, которой является то, что все взаимодействия переносятся калибровочными полями. Однако развитый ныне подход лишь дает результаты лишь при описании взаимодействий с локальными (бесструктурными) полями материи. Введение в рассмотрение структурных объектов встречает некоторые трудности. Выход из сложившейся ситуации может быть найден, если удовлетворить требованиям геометрической интерпретации квантовой теории калибровочных полей на языке расслоенных пространств.

Существует правило, которое позволяет сравнивать различные поля материи, определенные в различных пространственно-временных точках. На этом правиле основана идея «параллельного переноса» полевых операторов во внутреннем пространстве. Если между 4-точками x и y пространства Минковского задана

мировая линия $\eta(s)$, описываемая уравнением $x = x_\mu(s)$, где s - это параметр длины кривой, и где определено касательное пространство $X_\mu = dx_\mu(s)/ds$ то операция параллельного переноса определяется как равенство нулю ковариантной производной от полевого оператора $D_\mu\psi(x)$ в касательном направлении для каждой точки траектории:

$$\frac{dx_\mu(s)}{ds} D^\mu\psi(x)|_{x=x(\tau)} = \frac{dx_\mu}{d\tau} (\partial^\mu - ieA^\mu)\psi(x)|_{x=x(\tau)} = 0, \quad (1)$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$\psi(x) = P e^{ie \int_x^y A^\nu(r) dr_\nu} \psi(y), \quad (2)$$

Далее, определим калибровочно-инвариантным образом двухточечную функцию Грина(3), описывающую распространение заряженной частицы из пространственно-временной точки x в пространственно-временную точку y , и трехточечную функцию Грина(4), описывающую развал составной системы с зарядом e_2 в пространственно-временной точке z на две составляющие с зарядами e_1 и e_2 в пространственно-временных точках x и y соответственно.

$$D(x, y; A) = i \langle T \left(\phi(x) e^{ie \int_x^y A^\nu(r) dr_\nu} \phi^+(y) \right) \rangle \quad (3)$$

$$G(x, y, z; \{A\}) \equiv i \langle T (\Phi(z; A) \Phi_1^+(x; A) \Phi_2^+(y; A)) \rangle \quad (4)$$

Разлагая ФГ в ряд Тейлора по вектор-потенциалу в окрестности точки $A_\mu(r) = 0$ была получена структура обобщенной калибровочно-замкнутой амплитуды, где первые три диаграммы определяют стандартный полюсный ряд, а четвертая отвечает регулярной составляющей (Рис. 1).

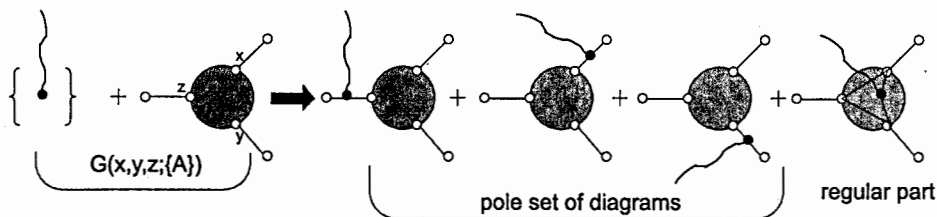


Рис. 1. Структура обобщенной калибровочно замкнутой амплитуды.

РЕАКЦИИ ДВУХЧАСТИЧНОГО ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ${}^4\text{He}$

На основе предложенного подхода были получены различные наблюдаемые для процессов ${}^4\text{He}(\gamma, p)\text{T}$, ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}(\gamma, d)d$. На Рис. 2 для реакций ${}^4\text{He}(\gamma, p)\text{T}$, ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ представлена угловая зависимость дифференциального сечения. На Рис. 3 отображена угловая зависимость дифференциального сечения реакции ${}^4\text{He}(\gamma, d)d$.

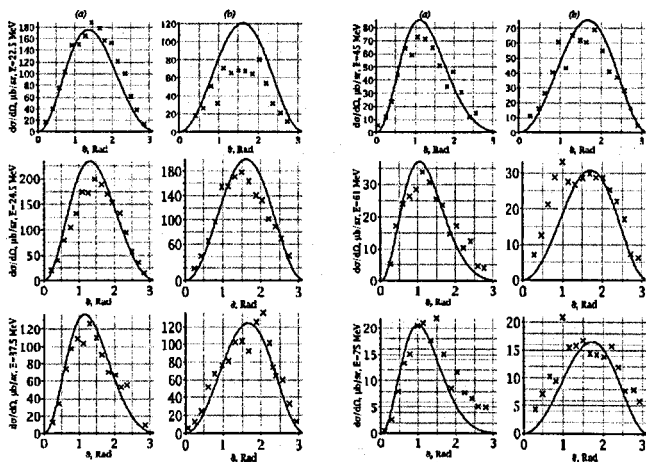


Рис. 2. Угловая зависимость дифференциального сечения реакций (а) – ${}^4\text{He}(\gamma, p)\text{T}$, (б) – ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$.

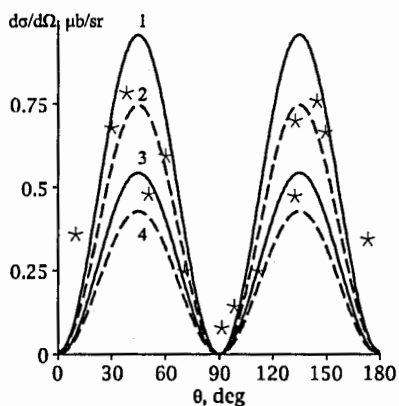


Рис. 3. Угловая зависимость дифференциального сечения реакции: ${}^4\text{He}(\gamma, d)d$.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Касаткин Ю. А., " Геометрический аспект калибровочных полей и возможность единого описания локальных и нелокальных взаимодействий в КЭД ", Письма в ЭЧАЯ, 2009, Т.6.1(150), С. 41-53.

[2] Касаткин Ю. А., " Локальная $U(1)$ - калибровочная инвариантность и фоторасщепление сильно связанных систем ", Письма в ЭЧАЯ, 2004, Т.1.-5(122), С. 30-49.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ФИЗИКА

Председатель секции: д.ф.-м.н. В.С. Мележик

Секретарь секции: О.А. Коваль

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ РЕКОНСТРУКЦИЯ ОТКЛИКОВ ЧАСТИЦ ВО ВРЕМЯ-ПРОЕКЦИОННОЙ КАМЕРЕ ДЕТЕКТОРА MPD НА КОЛЛАЙДЕРЕ NICA

А.Е. Басалаев¹, С.П. Мерц²

¹СПбГУ, г. Санкт-Петербург, Россия

²ЛФВЭ им. В.И. Векслера и А.М. Балдина, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

АННОТАЦИЯ

В данной работе представлен алгоритм реконструкции откликов частиц во время-проекционной камере детектора MPD на коллайдере NICA для программного комплекса MpdRoot. Алгоритм позволяет построить трехмерное распределение X, Y, Z координат рождения электронных кластеров по распределениям заряда на считывающих плоскостях время-проекционной камеры детектора MPD. Исследуется эффективность алгоритма с помощью моделирования работы время-проекционной камеры.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из приоритетных проектов ОИЯИ является проект NICA/MPD. Основной трековый детектор эксперимента MPD – время-проекционная камера (TPC), заполненная смесью аргона и метана. Заряженная частица, пролетая сквозь объем TPC, ионизирует газовую смесь, образуются положительные ионы и электронные кластеры. Электронные кластеры под действием электрического поля дрейфуют к считывающим плоскостям TPC. Перед считывающими плоскостями электронные кластеры попадают в пропорциональную камеру, вызывая электронные лавины с зарядом, пропорциональным количеству электронов в электронном кластере. Анализируя распределения заряда на считывающих плоскостях TPC и зная постоянную скорость дрейфа электронных кластеров, можно получить трехмерное распределение X, Y, Z координат рождения электронных кластеров, после чего восстановить трек частицы,

вычислить для нее потери энергии и по отклонению в магнитном поле определить ее импульс [1].

АЛГОРИТМ РЕКОНСТРУКЦИИ ОТКЛИКОВ ЧАСТИЦ

Входные данные

В качестве входных данных алгоритма используется массив сигналов со считывающих плоскостей ТРС. Считывающая плоскость представляют собой соединенные трапеции (т.н. секторы), на каждой из которых расположено большое количество считывающих медных прямоугольных пластин – падов [1]. Упрощенная схема считывающей плоскости с меньшим количеством секторов и падов представлена на рис. 1.

Массив сигналов имеет вид $\text{TrcDigits}[\text{Sector}][\text{Row}][\text{Col}][\text{TimeBucket}]$, где Sector – номер одного из 12 секторов двух считывающих плоскостей ТРС (далее рассматриваем только 1 сектор), Row – номер «строки» пада, Col – номер «колонок» пада. По этим трем номерам однозначно определяются координаты X, Y центра пада. TimeBucket – номер временного отсчета, т.е. единица времени равная минимальной разрешающей способности по времени электроники детектора. Таким образом, массив содержит амплитуду сигналов, выраженную в зарядах электронов в точках с координатами X и Y, измеренными с точностью до полуширины (полувысоты) пада и временем, измеренным с точностью до временного отсчета.

В настоящее время используется массив TrcDigits, полученный в результате моделирования работы ТРС, реализованного в комплексе MpdRoot. В моделировании в качестве генератора частиц используется URQMD, транспорт частиц моделируется с помощью пакета GEANT3, геометрия детектора моделируется средствами MpdRoot. Основная идея этого алгоритма взята из эксперимента MIPP, Fermilab [2].

Алгоритм

Алгоритм можно разбить на следующие этапы:

- выбор одной «строки» падов Row;

- поиск непрерывных областей сигнала выше уровня шума в плоскости (Col, TimeBucket), так называемых «протяженных кластеров»;
- поиск пиков амплитуды сигнала во времени для каждого пада из «протяженного кластера»;

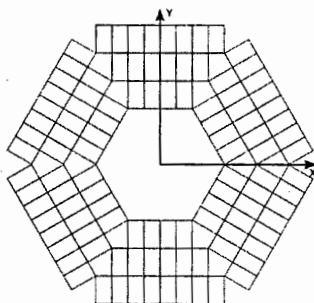


Рис. 1. Считывающая плоскость.

- вычисление точного времени пиков путем взвешенного усреднения по всем временным отсчетам;
- объединение в «хиты» пиков в соседних по Col падах, для которых разница во времени не превышает 2 временных отсчета;
- взвешенное усреднение по координатам Col «хита» и вычисление среднего времени в терминах TimeBucket.

По полученному среднему значению Col вычисляется координата X исходного электронного кластера, по среднему времени в TimeBucket и известной скорости дрейфа электронных кластеров вычисляется координата Z . В качестве координаты Y берется координата центров падов для данной «строки» падов.

Эффективность

Оценка эффективности алгоритма была выполнена с помощью моделирования работы ТРС путем вычисления отклонения восстановленных координат электронных кластеров от заданного трека частицы. Гистограмма отклонений по координате X для 42894 треков представлена на рис. 2. Среднее значение отклонения в 1.3 мм является достаточно большим, однако, в пределах

допустимого [3]. Кроме того, можно наблюдать, что максимум распределения смещен относительно среднего в сторону меньших значений погрешности. Это дает основание полагать, что отклонения можно уменьшить, исследовав причину появления «хвоста» распределения.

ВЫВОДЫ

Реализован алгоритм реконструкции откликов частиц и произведена оценка его эффективности. Алгоритм на данном этапе выполняет возложенную на него задачу, однако необходимо дополнительное исследование и доработка с целью повышения его эффективности.

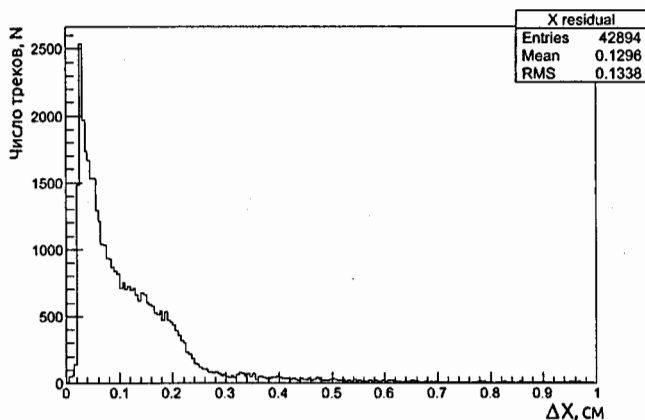


Рис. 2. Отклонения координат найденных кластеров от исходного трека по оси X.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *MPD, К.* Многоцелевой детектор MPD для изучения столкновений тяжелых ионов на ускорителе NICA (Концептуальный дизайн-проект) / К. MPD. – Дубна: ОИЯИ, 2010. – 224 с.

[2] The STAR time projection chamber: a unique tool for studying high multiplicity events at RHIC // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. – 2003.

[3] *Yang, X.* Centrality Dependence of Strangeness Production in Proton-Nucleus Collisions at AGS Energies: Ph.D. thesis / COLUMBIA UNIVERSITY. – 2000.

СРАВНИТЕЛЬНОЕ МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАВЛЕНИЯ И КРИСТАЛЛИЗАЦИИ НАНОКЛАСТЕРОВ ЗОЛОТА *

С.А. Васильев #, В. М. Самсонов

Тверской государственной университет, г. Тверь, Россия

АННОТАЦИЯ

С использованием метода молекулярной динамики и потенциала сильной связи проведено сравнительное исследование гистерезиса плавления и кристаллизации для нанокластеров золота. Размерная зависимость температуры плавления нанокластеров золота, полученная с использованием результатов компьютерных экспериментов, сопоставлена с молекулярно-динамическими результатами других авторов, а также с результатами двух независимых лабораторных экспериментов. Показано, что наши молекулярно-динамические результаты гораздо лучше согласуются с экспериментом, чем результаты других авторов.

Применение активных и пассивных наноразмерных рабочих элементов в электронике и других направлениях нанотехнологий требует знания свойств наночастиц, в том числе размерных зависимостей их структурных и термодинамических характеристик. Особый интерес представляют структурные переходы, обусловленные изменением температуры и других внешних управляющих параметров. Исследования в этом направлении представляют большой интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Действительно часто приходится сталкиваться с двумя следующими крайними точками зрения. С одной стороны, многие авторы без каких-либо оговорок используют применительно к наночастицам и даже очень малым кластерам такие понятия, как термодинамическая фаза, фазовый переход, плавление и кристаллизация. В частности, в ранних работах по компьютерному

* Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 13-03-00119).

vsa812@yandex.ru

моделированию, отмеченных в монографии [1], речь идет о плавлении кластеров, содержащих меньше 100 атомов. С другой стороны, некоторые специалисты по фазовым переходам и физике конденсированного состояния (см., например, [2]) полностью отрицают применимость термодинамики к наночастицам, в том числе правомерность применения известной формулы Томсона

$$\lambda_{\infty} \frac{T_m^{(\infty)} - T_m}{T_m^{(\infty)}} = \frac{2\sigma_{se}}{R} v_s, \quad (1)$$

описывающей размерную зависимость температуры плавления T_m , т.е. ее зависимость от радиуса частицы R . Здесь $T_m^{(\infty)}$ – макроскопическая температура плавления, λ_{∞} – макроскопическое значение удельной (в расчете на атом или единицу массы) теплоты плавления, v_s – удельный объем твердой (кристаллической) фазы, σ_{se} – межфазное натяжение на границе раздела кристалла с собственным расплавом.

Ещё в 70х гг. Г. С. Ждановым [3] для металлических нанокластеров были получены необычные экспериментальные результаты, в значительной степени дискуссионные даже сегодня. Эти результаты свидетельствуют о существовании гистерезиса плавления и кристаллизации наночастиц: было показано, что температура кристаллизации заметно ниже температуры плавления, слабо меняется с изменением температуры, причем кривые плавления и кристаллизации сливаются в одну точку при некотором характерном радиусе наночастиц R_c порядка 1 нм. Данный результат является совершенно неожиданным с точки зрения классической термодинамики фазовых переходов в макроскопических фазах, которая предсказывает лишь одну точку пересечения кривых плавления и кристаллизации, отвечающую макроскопической температуре фазового перехода первого рода $T_m^{(\infty)}$. Вместе с тем, гистерезис плавления и кристаллизации, обнаруженный в [3], был позднее предсказан теоретически В. П. Скриповым и В. П. Ковердой [4]. Теоретическая оценка,

теоретически В. П. Скриповым и В. П. Ковердой [4]. Теоретическая оценка, представленная в [4] также дает значение $R_i \approx 1$ нм. Более или менее современные согласованные данные о плавлении и кристаллизации наночастиц являются весьма скудными. Можно, правда, отметить работу Р. Кофмана и др. [5], в которой гистерезис плавления и кристаллизации наблюдался для наночастиц свинца с помощью электронографического метода. Используя их результаты для температур плавления и кристаллизации наночастиц свинца, нами найдено значение $R_i \approx 2$ нм, которое хорошо согласуется как с молекулярно-динамическими (МД) результатами для нанокластеров свинца [6], так и с оценками для наночастиц никеля и меди [7].

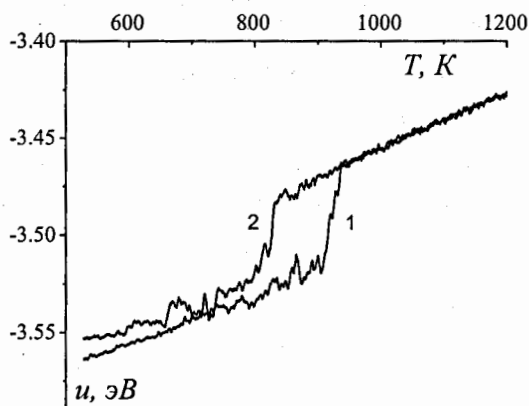


Рис. 1. Кривые плавления (1) и кристаллизации (2) кластера золота, содержащего 1000 атомов.

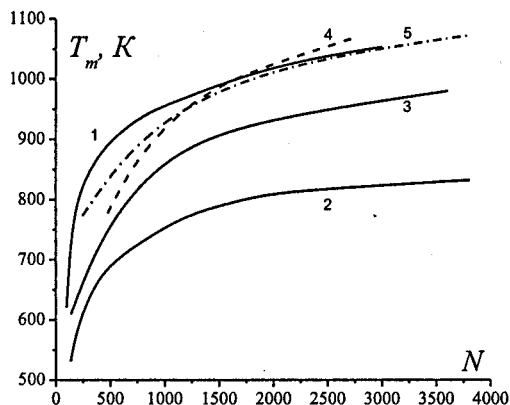


Рис. 2. Размерная зависимость температуры плавления нанокластеров золота. 1 – наши результаты, 2 и 3 – молекулярно-динамические результаты других авторов ([8] и [9], соответственно), 4 и 5 – экспериментальные данные [10] и [11] соответственно.

На рис.1 представлены температурные зависимости потенциальной части удельной внутренней энергии u , отвечающие нагреву (кривая 1) и охлаждению (кривая 2) нанокластера. Согласно рисунку, имеют место четко выраженные скачки на кривых плавления и кристаллизации, отвечающие температуре плавления $T_m = 920\text{ K}$ и температуре кристаллизации $T_c = 820\text{ K}$, соответственно. Как видно из рис.2, размерная зависимость температуры плавления нанокластеров золота, построенная на основе наших МД результатов, гораздо лучше согласуется с экспериментом, чем результаты других авторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ю.И. Петров, «Физика малых частиц» М.: Наука, 1982.
- [2] Н.Л. Левшин, Е.А. Крылова «Поверхностные явления в физике фазовых переходов в твердых телах» М.: Физический факультет МГУ, 2008.
- [3] Гл.С. Жданов, Изв. АН СССР, сер. физ. 41 (1977) 1004.
- [4] В.П. Скрипов, В.П. Коверда «Спонтанная кристаллизация переохлажденных жидкостей» М.: Наука 1984.
- [5] R. Kofman, P. Cheyssac, A. Aouaj at al., Surf. Sci. 303 (1994) 231.

- [6] А.Г. Бембель Дис. «Молекулярно-динамическое моделирование структурных и фазовых превращений в свободных нанокластерах и наночастицах на поверхности твердого тела» канд. физ.-мат. наук, Тверь, Тверской государственный университет, 2012.
- [7] В.М. Самсонов, С.С. Харечкин, С.Л. Гафнер, Л.В. Редель, Ю.Я. Гафнер, Кристаллография 54 (2009) 530.
- [8] Ж.В. Головенько Дис. «Анализ особенностей формирования структуры нанокластеров золота при процессах кристаллизации» канд. физ.-мат. наук, Барнаул, Алтайских государственный технический университет, 2012.
- [9] Zhang Yan-Ning, Wang Li, Bian Xiu-Fang, Acta Phys. –Chim. Sin. 19 (2003) 35.
- [10] Ph. Buffat, J-P. Borel, Phys. Rev. A 13 (1976) 2287.
- [11] K. Dick, T. Dhanasekaran, Z. Xhang and D.Meisel, J. Am. Chem. Soc. 124 (2002) 2312.

СХЕМА РАСЧЕТА РИДБЕРГОВСКИХ СОСТОЯНИЙ И СКОРОСТЕЙ РАСПАДА В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Л.Х. Лыонг^{1,2#}

¹НИУ “БелГУ”, г. Белгород, Россия

²УНЦ ОИЯИ, г. Дубна, Россия

АННОТАЦИЯ

В диагональном адиабатическом приближении получены в аналитическом виде собственные значения и собственные функции, дипольные моменты и скорости распада низколежащих ридберговских состояний $|m| \sim 200$ водородоподобного атома в лабораторном однородном магнитном поле $\gamma \sim 2.35 \times 10^{-5} (B \sim 6T)$.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В цилиндрической системе координат (ρ, z, φ) компонента $\Psi(\rho, z)$ волновой функции $\Psi(\rho, z, \varphi) = \Psi(\rho, z) \exp(im\varphi) / \sqrt{2\pi}$ для водородоподобного атома в аксиально симметричном магнитном поле $\vec{B} = (0, 0, B)$ удовлетворяет двумерному уравнению Шредингера в области $\Omega_c = \{0 < \rho < \infty, -\infty < z < \infty\}$:

$$-\frac{\partial^2}{\partial z^2} \Psi(\rho, z) + A_c \Psi(\rho, z) = \tau \Psi(\rho, z), \quad A_c = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + m\gamma + U(\rho, z), \quad (1)$$

$$U(\rho, z) = \frac{m^2}{\rho^2} + \frac{\gamma^2 \rho^2}{4} + V_c(\rho, z), \quad V_c(\rho, z) = -\frac{2q}{\sqrt{\rho^2 + z^2}}.$$

Здесь $m = 0, \pm 1, \dots$ – магнитное квантовое число, $\gamma = B / B_0 = \hbar \omega_c / (2Ry)$, $B_0 \approx 2.35 \times 10^5 T$ – безразмерный параметр, определяющий напряженность магнитного поля B , $\omega_c = eB / (m_e c) = eB_0 \gamma / (m_e c)$ – циклотронная частота, q – заряд ядра и $\tau = 2E$ – энергия (в Ридбергах, $1Ry = (1/2) / \text{a.e.}$). Мы используем атомные единицы $\hbar = m_e = e = 1$ и предполагаем, что масса ядра бесконечна.

luonglehai_tcl@yahoo.com.vn

Волновая функция $\Psi(\rho, z)$ удовлетворяет стандартным граничным условиям и условию ортонормировки.

Решение $\Psi_i^{m\sigma}(\rho, z)$ задачи (1) ищется разложением по набору j_{\max} одномерных

базисных функций $\{B_j^m(\rho; z)\}_{j=1}^{j_{\max}}$: $\Psi_i^{m\sigma}(\rho, z) = \sum_{j=1}^{j_{\max}} B_j^m(\rho; z) \chi_j^{(m\sigma i)}(z)$.

В методе Канторовича, базисные функции $B_j(\rho; z)$ и потенциальные кривые $E_j(z)$ (в Ry) определяются как решения следующей задачи на собственные значения

$$A_z B_j(\rho; z) = E_j(z) B_j(\rho; z), \quad \langle B_i(\rho; z) | B_j(\rho; z) \rangle_\rho = \int_0^\infty B_i(\rho; z) B_j(\rho; z) \rho d\rho = \delta_{ij}. \quad (2)$$

Отсюда получаем краевую задачу для системы j_{\max} обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка относительно неизвестных коэффициентов $\chi^{(i)}(z)$:

$$\left(-I \frac{d^2}{dz^2} + U(z) + Q(z) \frac{d}{dz} + \frac{dQ(z)}{dz} \right) \chi^{(i)}(z) = \tau_i I \chi^{(i)}(z), \quad (3)$$

где I , $U(z) = U(-z)$ и $Q(z) = -Q(-z)$ — матрицы эффективных потенциалов:

$$U_{ij}(z) = E_i(z) \delta_{ij} + H_{ij}(z), \quad H_{ij}(z) = \int_0^\infty \frac{\partial B_i(\rho; z)}{\partial z} \frac{\partial B_j(\rho; z)}{\partial z} \rho d\rho,$$

$$I_{ij}(z) = \delta_{ij}, \quad Q_{ij}(z) = -Q_{ji}(z) = -\int_0^\infty B_i(\rho; z) \frac{\partial B_j(\rho; z)}{\partial z} \rho d\rho.$$

СХЕМА ВЫЧИСЛЕНИЯ БАЗИСНЫХ ФУНКЦИЙ

1. В уравнении (2) перейдем к новой переменной $\rho = \frac{\sqrt{x}}{\sqrt{\gamma/2}}$:

$$\left(-\frac{\partial}{\partial x} x \frac{\partial}{\partial x} + \frac{m^2}{4x} + \frac{x}{4} + \frac{m}{2} - \frac{q}{\gamma \sqrt{\frac{2x}{\gamma} + z^2}} - \lambda_j \right) B_j(x; z) = 0, \quad \frac{1}{\gamma} \int_0^\infty B_j(x; z)^2 dx = 1, \quad (4)$$

где $\lambda_j(z) = E_j(z) / (2\gamma) = \lambda_j^{(0)} + m/2 + \delta\lambda_j(z)$, $\lambda_j^{(0)} = n + (|m| + 1) / 2$

2. Поскольку кулоновский потенциал рассматривается как возмущение, поэтому можно разложить его в ряд Тейлора в окрестности точки $(x_0 = x_s, \gamma)$:

$$V_c(x, z) = -\sum_{k=1}^{j_{\max}} V^{(k)}(x, z) \varepsilon^k = -\frac{\varepsilon q}{\gamma(z^2 + 2x_s)^{1/2}} + \frac{\varepsilon q(x - x_s, \gamma)}{\gamma^2(z^2 + 2x_s)^{3/2}} - \frac{3\varepsilon^2 q(x - x_s, \gamma)^2}{2\gamma^3(z^2 + 2x_s)^{5/2}} + \dots,$$

где ε – формальный параметр, отмечающий порядок малости члена разложения, который по окончании расчета будет положен равным 1, $x_s = \rho_s^2/2$, ρ_s – параметр, его значение в расчетах было выбрано $\rho_s = \sqrt{2|m|/\gamma}$.

3. Для уравнения (4) при $q = 0$ известны следующие решения

$$B_j^{(0)}(x) = C_{n|m} e^{-\frac{x}{2}} x^{\frac{|m|}{2}} L_n^{|m|}(x), \quad C_{n|m} = [\gamma n! / (n + |m|)!]^{\frac{1}{2}},$$

где $L_n^{|m|}(x)$ – полиномы Лагерра.

4. Разлагая $\delta\lambda_j(z)$ и $B_j(x, z)$ по степеням ε , а $B_j(x, z)$ и по базисным функциям

$$\delta\lambda_j(z) = \sum_{k=1}^{k_{\max}} \varepsilon^k \lambda_n^{(k)}(z), \quad B_j(x, z) = B_n^{(0)}(x) + \sum_{k=0}^{k_{\max}} \varepsilon^k \sum_{s=-s_{\max}}^{s_{\max}} b_{n;s}^{(k)}(z) B_{n+s}^{(0)}(x, z), \quad \text{применяя}$$

рекуррентные соотношения для полиномов Лагерра, получаем рекуррентную систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов $b_{n;s}^{(k)}(z)$ и поправок $\lambda_n^{(k)}(z)$. Вычисления были проведены в системе Maple до $k_{\max} = 6$ (время выполнения 30 секунд на Intel Core i5, 3.36 GHz, 4 GB). Детали вычислений приведены в работе [2]. Матричные элементы имеют вид ($j = n + 1$):

$$E_j(z) = \sum_{k=0}^{k_{\max}} E_j^{(k)}(z), \quad H_{ij}(z) = \sum_{k=2}^{k_{\max}} H_{ij}^{(k)}(z), \quad Q_{ij}(z) = \sum_{k=1}^{k_{\max}} Q_{ij}^{(k)}(z), \quad (5)$$

$$E_j^{(0)} = 2\gamma(n + (m + |m| + 1)/2), \quad E_j^{(1)}(z) = -\frac{2Z}{\sqrt{z^2 + \rho_s^2}} + \frac{2Z(2n + |m| + 1)}{\gamma(z^2 + \rho_s^2)^{3/2}} - \frac{\rho_s^2 Z}{(z^2 + \rho_s^2)^{3/2}},$$

$$E_j^{(2)}(z) = -\frac{2Z^2(2n + |m| + 1)}{\gamma^3(z^2 + \rho_s^2)^3} - \frac{3Z[|m|^2 + 2 + 6n|m| + 6n^2 + 6n + 3|m| - \gamma(2n + |m| + 1)\rho_s^2 + \rho_s^4\gamma^2/4]}{\gamma^2(z^2 + \rho_s^2)^{5/2}},$$

$$H_{jj}^{(2)}(z) = 9Z^2(2n^2 + 2n|m| + 2n + |m| + 1) \left[\frac{1}{\gamma^4(z^2 + \rho_s^2)^4} - \frac{\rho_s^2}{\gamma^4(z^2 + \rho_s^2)^5} \right].$$

РАСЧЕТ СКОРОСТЕЙ РАСПАДА

Парциальная скорость $\Gamma_{\bar{s} \rightarrow \bar{s}'}$ распада состояния $|\bar{s}\rangle$ до состояния $|\bar{s}'\rangle$ вычисляется по формуле:

$$\Gamma_{\bar{s} \rightarrow \bar{s}'} = \frac{4}{3} \frac{e^2 \omega_{\bar{s}\bar{s}'}^3}{4\pi\epsilon_0 \hbar c^3} |\langle \bar{s}' | \bar{\mathbf{r}} | \bar{s} \rangle|^2, \quad \omega_{\bar{s}\bar{s}'} = (\bar{E}_{\bar{s}'} - \bar{E}_{\bar{s}}) / \hbar,$$

где $\epsilon_0 = 8.854187817 \cdot 10^{-12}$ Ф/М-диэлектрическая проницаемость, $\bar{E}_{\bar{s}'} = E_{\bar{s}'} E_B$ и $\langle \bar{s}' | \bar{\mathbf{r}} | \bar{s} \rangle = a_B \langle \bar{s}' | \mathbf{r} | \bar{s} \rangle$ - энергия и дипольный момент выраженные в атомных единицах $E_B = 2Ry = 4.35974434 \cdot 10^{-18}$ Дж, $a_B = 0.52917721092 \cdot 10^{-10}$ м. Отсюда получаем формулу для вычисления скорости распада (в обратных секундах)

$$\Gamma_{\bar{s} \rightarrow \bar{s}'} = 2.142 \cdot 10^{10} (E_{\bar{s}'} - E_{\bar{s}})^3 |\langle \bar{s}' | \mathbf{r} | \bar{s} \rangle|^2 \text{xc}^{-1}, \quad (6)$$

$$|\langle \bar{s}' | \mathbf{r} | \bar{s} \rangle|^2 = (1/2) |\langle \bar{s}' | \rho e^{-i\varphi} | \bar{s} \rangle|^2 + |\langle \bar{s}' | z | \bar{s} \rangle|^2 + (1/2) |\langle \bar{s}' | \rho e^{+i\varphi} | \bar{s} \rangle|^2,$$

Через безразмерные энергии $E_{\bar{s}'}$, продольные и $\langle \bar{s}' | z | \bar{s} \rangle$ поперечные $\langle \bar{s}' | \rho e^{\pm i\varphi} | \bar{s} \rangle$ дипольные моменты.

В таблице 1 показаны результаты вычисления парциальной скорости распада (6), полученные численно с помощью программы KANTBP 2.0 [1] с использованием аналитически эффективных потенциалов (5) и значения энергии, вычисленные в приближении Канторовича (К) при $j_{\max} = 6$, и полученные в адиабатическом приближении (т.е. пренебрегая в системе уравнений (3) недиагональными матричными элементами):

$$2E_{|\bar{s}\rangle} \approx 2E_{i,v}^{m,\sigma} = U_{ii}^{(0)} + E_{i,v}^{(0)} + \sum_{\kappa=2}^{\kappa_{\max}} \xi_{i,v}^{(\kappa-1)}, \quad (7)$$

$$\xi_{i,v}^{(0)} = \omega_{z,i} (2\nu + 1), \quad \xi_{i,v}^{(1)} = \frac{3U_i^{(4)} (2\nu^2 + 2\nu + 1)}{4\omega_{z,i}^2},$$

$$\xi_{i,v}^{(2)} = -\frac{(2\nu + 1)(17\nu^2 + 17\nu + 21)(U_i^{(4)})^2}{16\omega_{z,i}^5} + \frac{5(2\nu + 1)(2\nu^2 + 2\nu + 3)U_i^{(6)}}{8\omega_{z,i}^3}.$$

Формулы (7) были получены с помощью разложения в ряд Тейлора до $z^{2\kappa_{\max}}$ эффективных потенциалов $U_{ii}(z) = E_i(z) + H_{ii}(z) = U_{ii}(0) + \omega_{z,i}^2 z^2 + U_i^{(4)} z^4 + U_i^{(6)} z^6 + \dots$ и

по базису собственных функций гармонического осциллятора с частотой $\omega_{z,i}$. В таблице 1 показаны также результаты для энергий полученные в адиабатическом приближении. Как видно из таблицы, точность вычисления в адиабатическом приближении или используя разложение потенциала до членов порядка z^2 , составляет 10^{-6} (т.е. 0.1%), что соответствует экспериментальной точности. Полученные значения скорости распада совпадают с представленными в работе [3].

Таблица 1: Парциальная скорость $\Gamma_{\bar{s} \rightarrow \bar{s}'}$ распада состояния $|\bar{s}\rangle = |j, \nu, \sigma, m\rangle$ до $|\bar{s}'\rangle = |j', \nu', \sigma', m'\rangle$. В состоянии $|\bar{s}\rangle$ значения энергии $2E_K^{|\bar{s}\rangle}$, $2E_H^{|\bar{s}\rangle}$ и $2E_A^{|\bar{s}\rangle}$ вычисляются с помощью приближения (К) при $j_{\text{max}} = 6$, в аналитическом виде в диагональном приближении с разложением функции $U_{ii}(z)$ в ряд Тейлора до членов порядка z^2 (Н) и z^{10} (А).

$ j, \nu, \sigma, m\rangle$	$ j', \nu', \sigma', m'\rangle$	$\Gamma_{\bar{s} \rightarrow \bar{s}'},$ s^{-1}	$\Gamma_{\bar{s} \rightarrow \bar{s}'}[3],$ s^{-1}	$2E_K^{ \bar{s}\rangle},$ $10^{-4} Ry$	$2E_H^{ \bar{s}\rangle},$ $10^{-4} Ry$	$2E_A^{ \bar{s}\rangle},$ $10^{-4} Ry$
$ 2, 1, +1, -200\rangle$	$ 1, 1, +1, -201\rangle$	13.1	13.7	-4.2993	-4.2998	-4.3002
$ 3, 1, +1, -200\rangle$	$ 2, 1, +1, -201\rangle$	26.3	27.5	-3.7817	-3.7830	-3.7834
$ 1, 2, -1, -200\rangle$	$ 1, 1, +1, -200\rangle$	0.180	0.178	-4.7350	-4.7333	-4.7353
$ 1, 3, +1, -200\rangle$	$ 1, 2, -1, -200\rangle$	0.345	0.342	-4.6547	-4.6470	-4.6549
$ 1, 1, +1, -200\rangle$	$ 1, 1, +1, -199\rangle$	0.045	0.044	-4.8169	-4.8168	-4.8172

ЛИТЕРАТУРА

- [1] O. Chuluunbaatar et al, Comput. Phys. Commun. 179, (2008) 685.
- [2] A.A. Gusev et al, Lect. Notes Computer Sci. 4770 (2012) 155.
- [3] J.R. Guest et al, Phys. Rev. A 68 (2003) 022509.

DEFINITION THE FRACTAL MODEL OF DIFFUSION MAIN PARAMETERS FOR SEMIBOUNDED TWO-LAYER ONE- DIMENSIONAL MEDIUM

E.S. Mogileva[#]

Penza State University. Penza, Russia

ABSTRACT

Inverse problems without initial conditions for the diffusion equation of fractional order at the time for semi-bounded two-layered medium are investigated. The algorithm of identification of the fractal model parameters proposed. Formulas for calculation of the generalized diffusion coefficient λ , and index of anomalous diffusion β received. Length values of cross-border layer found.

INTRODUCTION

Inverse coefficient problem for the homogeneous case. Ivashchenko D.S.[1] considered the solution of the inverse problem for the diffusion equation of fractional order with constant coefficients in its work. Solution of boundary value problems without initial conditions or signal problems is realized with the help the Riemann-Liouville differential operator. The impact of initial conditions practically no effect on the temperature distribution at the time of observation in the problems of this type.

$$\text{Boundary condition: } {}_t D_+^{2\beta} u(x,t) = \lambda^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} u(x,t), \quad u(0,t) = A e^{i\omega t}.$$

Solution of boundary value problems without initial conditions is written in the form

$$u(x,t) = A e^{(i\omega t - \frac{(i\omega)^\beta}{\lambda} x)}$$

A real part of the expression is of the form

$$u(x,t) = A e^{(-\frac{\omega^\beta x}{\lambda} \cos \frac{\beta\pi}{2})} \cos(\omega t - \frac{\omega^\beta x}{\lambda} \sin \frac{\beta\pi}{2}).$$

[#] e-mail: ElenaSergIvan@yandex.ru

Let's based on the solution $u(x, t)$ and the additional condition $u(x_0, t_j) = c_j$. We define our values λ and β , where $u(x_0, t_j)$ is experimentally found value u for the distance x_0 from the source at the moments of time t_j . Let $u(x_0, t_0) = c_0$, $u(x_0, t_1) = c_1$ are set and condition $t_1 - t_0 = \frac{\pi}{2w}$ fulfilled. Coefficient problems consist in the search for λ, β and λ, β at the same time.

INVERSE COEFFICIENT PROBLEM FOR THE HOMOGENEOUS CASE

The inverse problem 1 consists in the definition of the generalized diffusion coefficient λ for a given index of anomalous diffusion β to the data of the inverse problem. $c_0 = \bar{u}(x_0, t_0)$, $c_1 = \bar{u}(x_0, t_1)$.

$$c_0 = Ae^{\frac{w^\beta x}{\lambda} \cos \frac{\beta\pi}{2}} \cos(wt_0 - \frac{w^\beta x}{\lambda} \sin \frac{\beta\pi}{2}), c_1 = Ae^{\frac{w^\beta x}{\lambda} \cos \frac{\beta\pi}{2}} \cos(wt_1 - \frac{w^\beta x}{\lambda} \sin \frac{\beta\pi}{2})$$

The solution of the inverse problem

$$\lambda = \frac{2w^\beta x_0}{2 \ln A - \ln(c_0^2 + c_1^2)} \cos \frac{\beta\pi}{2} \quad (1)$$

The inverse problem 2 consists in the definition index of anomalous diffusion β for a given of the generalized diffusion coefficient λ to the data of the inverse problem. The

solution of the inverse problem $w^\beta \cos(\frac{\beta\pi}{2}) = \frac{\lambda}{2x_0} \ln(\frac{A^2}{c_0^2 + c_1^2})$

PROSPECTS

The inverse coefficient problem for the case of ideal contact on the real half-axis. Statement of the inverse coefficient problem without initial conditions for the diffusion equation of fractional order at the time with constant coefficients for the case of one point interface on the real axis. The first inverse coefficient problem - to define the generalized diffusion coefficient λ if β is fixed. Let's calculate

$$u_{20}(x_0) + \chi u_{20}(x_0 + 2l) = \frac{2k_1}{k_1 + k_2} \operatorname{Re} \left[A e^{i\omega t} \frac{e^{-ax_0} + \chi e^{-a(x_0+2l)}}{1 + \chi e^{-a2l}} \right] = \frac{2k_1}{k_1 + k_2} \operatorname{Re} \left[A e^{i\omega t} e^{-ax_0} \right]$$

$$u_{21}(x_0) + \chi u_{21}(x_0 + 2l) = \frac{2k_1}{k_1 + k_2} \operatorname{Im} \left[A e^{i\omega t} \frac{e^{-ax_0} + \chi e^{-a(x_0+2l)}}{1 + \chi e^{-a2l}} \right] = \frac{2k_1}{k_1 + k_2} \operatorname{Im} \left[A e^{i\omega t} e^{-ax_0} \right]$$

In the considered formulas from work [1] we will replace c_0, c_1 on \bar{c}_0, \bar{c}_1 respectively,

let's designate: $\bar{c}_i = \frac{k_1 + k_2}{2k_1} u(x_0, t_i) + \frac{k_1 - k_2}{2k_1} u(x_0 + 2l, t_i), i = 0, 1.$

Remark. Ivashchenko D.S. proposes as a solution of the second the inverse problem equation in the work [1]. This equation does not give explicit algorithm for calculate the index of anomalous diffusion β . Let's submit an explicit solution to the second of the

inverse problem. let's define $u = c_0 + ic_1$ then $\frac{(c_0 + ic_1)}{A} e^{-i\omega t} = e^{-\frac{(i\omega)^\beta}{\lambda} x}$.

Passing to logarithms, we have $\ln \frac{c_0 + ic_1}{A} - i\omega t = -e^{\frac{\pi}{2}i\beta} \frac{w^\beta}{\lambda} x$.

Let's equate absolute values of the right and left parts:

$$\left| \frac{1}{2} \ln(c_0^2 + c_1^2) - \ln A + i(\varphi - w) \right| = \frac{w^\beta}{\lambda} x_0.$$

$$\text{Then } w^\beta = \frac{\lambda}{x_0} \sqrt{\left(\frac{1}{2} \ln(c_0^2 + c_1^2) - \ln A \right)^2 + (\varphi - w)^2}.$$

As a result, we obtain an explicit formula for β :

$$\beta = \frac{\ln \left[\frac{\lambda}{x_0} \frac{c_0^2 + c_1^2}{A^2} + \frac{\lambda}{x_0} (\varphi - w)^2 \right]}{\ln w}, \quad \phi = \arg(c_0 + ic_1). \quad (2)$$

The inverse coefficient problem - to define the length l . We calculate the unknown parameter with the help of available measurements. Let's enter new designation b -

relation of coefficients thermal diffusivity of two substances.

$$l = \frac{\ln \left(\frac{1-b}{1+b} \frac{c_1 - e^{\frac{\sqrt{i\omega} x_0}}{a_1}}}{e^{\frac{\sqrt{i\omega} x_0}}{a_1} - c_1} \right)}{2 \frac{\sqrt{i\omega}}{a_1}} \quad (3)$$

CONCLUSION

Inverse coefficient problem for the homogeneous case, the inverse coefficient problem for the case of ideal contact on the real half-axis are investigated. Solution signal problems is realized with the help the Riemann–Liouville differential operator. Inverse problems without initial conditions for the diffusion equation of fractional order at the time for semi-bounded two-layered medium are solved. Formulas for calculation of the generalized diffusion coefficient λ , and index of anomalous diffusion β received, length values of cross-border layer found. The algorithm of identification of index of anomalous diffusion β proposed.

REFERENCES

- [1] Ivashchenko DS. Numerical methods for the solution of direct and inverse problems for the diffusion equation of fractional order in time. The Tomsk State University.- Tomsk, 2008.- 18p.
- [2] Bavrin I.I., Matrosov V.L., Yaremko O.E., The operators of transformation in the analysis, mathematical physics and theory of pattern recognition. Monograph. - M.: Prometheus, 2006. - 280 p.
- [3] Mogileva E.S. Identification of the parameters of diffusion fractal model with implementation in MatLab // Problems of Informatics in education, administration, economy and technology: collected articles XII International scientific-technical conference. - Penza, 2012. - p. 43 46.
- [4] Cannon J.R. The One-dimensional Heat Equation, Encyclopedia of Mathematics and Its Applications, Reading, 1984.

[5] Unsworth, J. & Duarte, F. J., Heat diffusion in a solid sphere and Fourier Theory, Am. J. Phys. T.47(11): 891-893, 1979.

[6] Nakhushiev A. M., Fractional calculus and its application. Moscow: FizMathLit, 2003. – p. 272.

[7] Chen W., Sun H. G., Zhang X., Korosak D., Anomalous diffusion modeling by fractal and fractional derivatives. Computers and Mathematics with Applications, 2010, 59 (5): 1754-1758.

DETECTION OF GAS-DYNAMIC FIELDS SINGULARITIES AND ADAPTATION OF GRID TO THE SINGULARITIES POSITION

A. Plenkin[#]

Keldysh Institute of Applied Mathematics RAS, Moscow, Russia

ABSTRACT

Previously authors developed the wavelet based algorithm allowing to localize singularities in gas-dynamic fields calculations received with use of shock capturing methods. Efficiency of use of the specified algorithm for grids adaptation to the singularities position is demonstrated. Analogs of shock waves existing when modeling flows on ideal model are localized during research of structure viscous 3D flow.

INTRODUCTION

Shock capturing methods are widely used in the calculations of gas-dynamic flows. They universality is incomparable because they can do without information on the position of discontinuities. At the same time, this approach leads to the erosion of discontinuities which may have a negative affect on the accuracy of a calculation. Moreover, it is the position of shock waves in the flow that often is of a special interest. Thus an inverse problem, i.e., to localize and classify the discontinuities in the field obtained in the calculation. Until recently, this problem was solved manually after the calculation was completed. At present, there is a need for algorithmic localization directly during calculation, in order to build adaptive grids and increase the quality of the calculation. The efficiency in the use of adaptive grids in the calculation of gas-dynamic flows has been vividly demonstrated in [1, 2]. The algorithms used for these purposes should be universal (applicable to any data obtained as a result of the calculation), and should not need individual adjustment for each class of flows.

Method for the localization of the gas-dynamic fields' singularities in the case of conformal rectangular grids has been developed in [3]. However, the condition of

[#] golden_dragon_84@mail.ru

conformity is a significant limitation for the problem of adaptive grids. Therefore, in [4], the method has been generalized to arbitrary grids. A set of filters that allow to exclude most of the artifacts and to enhance the quality of localization had been also developed. Thus, there was build an algorithm, as input data it gets fields of physical values of density and pressure assigned in the nodes of the computation grid. As a result of the detection each grid node is associated with a natural number that characterizes the flow around this node. Feature of the method is so that it does not require fine tuning (the same threshold sensitivity and filter sets can be effectively used for many different tasks), that allows to use it in automatic mode.

One of the ways to use the detector for adaptation of the calculation to the position of the discontinuities is presented and tested in this paper. The use of adaptive method improved the quality of calculation by reducing the erosion zones of discontinuities.

Algorithm proved effective in the treatment of three-dimensional data. He was tested on a three-dimensional model data, and on the calculation of the problem of supersonic flow past a body at an attack angle of six degrees. The detector has demonstrated high accuracy of discontinuities localization.

ADAPTATION OF THE COMPUTATIONAL GRID TO THE DISCONTINUITIES POSITIONS.

Let us consider the approach of detector application for adaptation of the calculation to the discontinuities position for the one-dimensional problem of decay and interaction breaks in the pipe under the action of pulsed energy input.

At the initial time three regions with constant values of flow variables are given:

(1) the unperturbed stationary gas: $x > 2$, $\rho_1=1$, $u_1=0$, $p_1=1$,

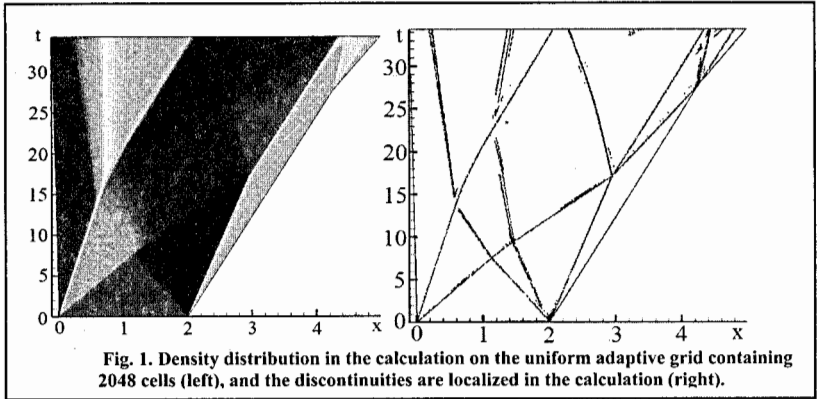
(2) the volume part of energy input: $0 < x < 2$, $\rho_2=1$, $u_2=0$, $p_2=12.4625$,

(3) the area behind the front of the falling shock wave: $x < 0$, $\rho_3=3.7629$, $u_3=2.5194$,

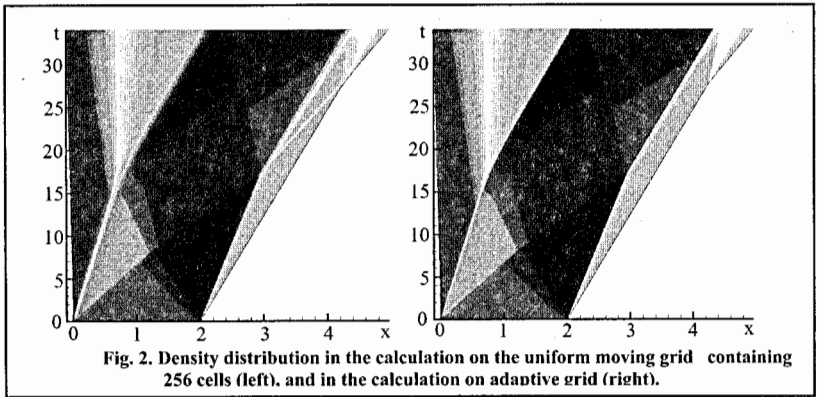
$p_3=9.6450$.

Two shock waves and a tangential discontinuity between them are formed as the result gap decay at the point $x = 0$. Going to the left rarefaction wave, going to the right

shock wave and a tangential discontinuity between them are formed as the result gap decay at the point $x = 2$.



The flow at the subsequent moments of time is calculated by numerical integration of the unsteady one-dimensional Euler equations. One-dimensional version of the difference Godunov's scheme of 2nd approximation order had been used. Initially, the calculations were performed on a uniform moving grid, the boundaries of which correspond to the



position at the leftmost and the rightmost shock waves. Computation results on a grid containing 2048 cells are shown at Figure 1 (left). Then, the flow

discontinuities detection algorithm was introduced in the calculation. Discontinuities localization takes place at each step of calculation (Figure 1 right).

Comparison of the localization results with the exact solution for the initial period of time was conducted to check the quality of breaks detection. For quality selection breaks, for the initial period of time, compared the effects of localization with the exact solution. For tangential discontinuities and shock waves received quite an exact match, the localized boundary of rarefaction wave shifted inside the rarefaction wave.

After this adaptive version of the calculation that uses information about the position of discontinuities obtained from the detector had been realized. First of all the localization of discontinuities in the source data (or the initial data from the previous step) at each step of the calculation was carried out. Then, the cells where the

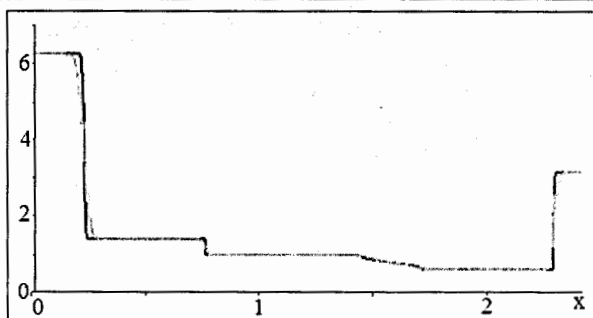


Fig. 3. Density distribution at the moment $t=5$ in the calculation on adaptive (black), and non-adaptive (gray) grids.

discontinuities were localized, and two their neighboring cells were divided into eight equal parts. Thus a non-uniform grid for the next step of the calculation had been formed.

The results of non-adaptive calculation performed on a uniform grid containing an 256 cells, and adaptive calculation performed using information of gaps position on the non-uniform grid (originally grid consists of 256 cells, but each cell could be divided into 8 equal parts), are presented at Figure 2 .

The use of adaptive method significantly improved the quality of calculation by reducing the erosion zones of discontinuities (especially tangential Fig. 3).

This example demonstrates the high accuracy of the singularities localization and the great potential of the detector application for the adaptation of calculation to the discontinuities position.

LOCALIZATION OF SINGULARITIES IN THREE-DIMENSIONAL COMPUTATION

Let us consider the model field:

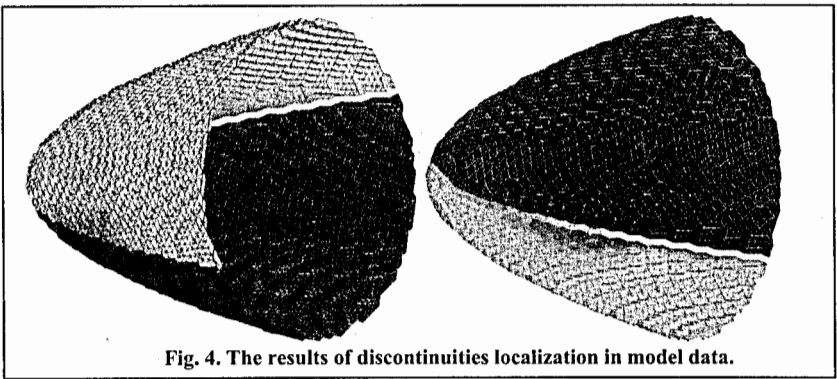


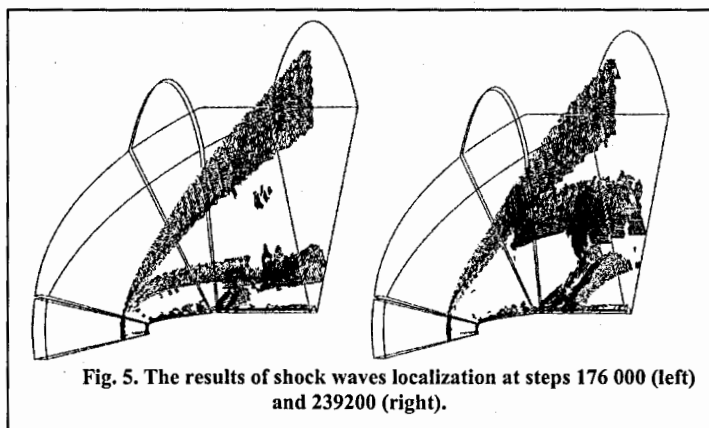
Fig. 4. The results of discontinuities localization in model data.

$$\rho_{i,j,k} = \begin{cases} 2, & i \geq 0.1 * ((j-50)^2 + (k-50)^2) \\ 1, & i < 0.1 * ((j-50)^2 + (k-50)^2) \end{cases}, \quad p_{i,j,k} = \begin{cases} 2, & \begin{cases} i \geq 0.1 * ((j-50)^2 + (k-50)^2) \\ j \geq 50 \end{cases} \\ 1, & \begin{cases} i < 0.1 * ((j-50)^2 + (k-50)^2) \\ j < 50 \end{cases} \end{cases}$$

where $i, j, k \in Z$, $0 \leq i < 50$, $0 \leq j < 100$, $0 \leq k < 100$. Thus, on one side of the paraboloid bowl there is a gap of density and pressure, it is simulating the shock wave, but on the other side there is only the density gap, it is modeling tangential discontinuity.

The results of the discontinuities localization are shown at Figure 4. Dark surface corresponds to the shock wave, and light - the tangential discontinuity. Localization error is less than one grid cell.

The problem of supersonic flow past a body at attack angle of six degrees was



chosen for the analysis. The calculation is performed by the convergence for the Navier - Stokes equations on a grid consisting of 25 blocks. The results of the shock waves localization in the three computational blocks for two points in time are shown at Figure 5. The structures corresponding bow shock wave and compaction arising for rarefaction wave flow around cylindrical bodies are clearly localized.

The nonstationary process are also observed at the flow. The gap of weak intensity had been localized over the bow shock wave (Fig. 5 left). This jump is gradually moving away from the body (Fig. 5 right). With further convergence of the flow it has to leave the computational domain. This fact indicates that the flow is not yet converges and further calculation requires.

CONCLUSION

It is shown that the algorithm of discontinuities localization allows to efficiently process three-dimensional calculations in areas with complex geometry and to suppress much of the artifacts. Detector also can be successfully used to improve the quality of the calculation by adapting to the discontinuities position.

REFERENCES

- [1] V. I. Mazhukin, A. A. Samarskii, O. Kastelianos, A. V. Shapranov. Metod dinamicheskoy adaptatsii dlya nestatsionarnykh zadach s bolshimi gradientami [Method

of dynamical adaption for evolution-type problems with high gradients]. *Matematicheskoe modelirovanie* [Matem. Mod.], 5:4 (1993), pp. 32–56.

[2] P. V. Breslavskiy, V. I. Mazhukin. Metod dinamicheskoy adaptatsii v zadachakh gazovoy dinamiki [Method for dynamic adaptation in problems of gas dynamics]. *Matematicheskoe modelirovanie* [Matem. Mod.], 7:12 (1995), pp. 48–78.

[3] A. L. Afendikov, L. I. Levkovich-Maslyuk, A. E. Lutsky, A. V. Plenkin. Lokalizatsiya razryvov v polyakh gazodinamicheskikh funktsiy s pomoschy veyvlet analiza [Localization of singularities in gas-dynamic fields with the aid of wavelet analyses]. *Matematicheskoe modelirovanie* [Matem. Mod.], 20:7 (2008), pp. 65–84.

[4] W. A. L. Afendikov, A. E. Lutsky, A. V. Plenkin. Wavelet analysis of a localized structure in ideal and viscid models. *Mathematical Models and Computer Simulations*, 3:4 (2011), pp. 439–455.

РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМОВ РЕКОНСТРУКЦИИ ОТКЛИКОВ ЧАСТИЦ В ТРС ДЕТЕКТОРА NICA/MPD НА ГИБРИДНЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

Д.Е. Соснов[#]

СПбГУ, г. Санкт-Петербург, Россия

АННОТАЦИЯ

Изучение экстремально горячей и плотной ядерной материи является актуальной задачей современной физики ввиду возможности обнаружения слабоизученного состояния материи - кварк-глюонной плазмы, изучая которую можно исследовать наиболее фундаментальные проблемы современной физики.

Для изучения свойств горячей и плотной материи в Объединенном Институте Ядерных Исследований в г. Дубна разрабатывается ускорительный комплекс NICA с детектором MPD.

РАБОТА КАМЕРЫ ТРС

Основным трековым детектором является время-проекционная камера, которая работает следующим образом: после столкновения частицы, летящие внутри камеры, ионизируют находящийся в камере газ. Возникающие ионы двигаются в сторону электрода, находящегося в центре камеры, а электроны под действием поля - к считывающим плоскостям, где специальной системой количество электронов увеличивается перед считывающими плоскостями и заряжают их.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для моделирования работы детектора и обработки результатов используется система MpdRoot, разрабатываемая на основе системы FairRoot. Одной из достаточно важных проблем для отработки алгоритмов, является время моделирования. Одним из решений является использование архитектуры параллельных вычислений с использованием ресурсов графических адаптеров (GPU) NVIDIA CUDA. По причине того, что архитектура графических адаптеров

[#] dmitry.sosnov@mail.ru

разрабатывалась для ускорения отображения пикселей, являющихся независимыми друг от друга.

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЙ ВАРИАНТ

Последовательный вариант моделирования выполняется следующим образом: по данным из используемого в MpdRoot программного пакета Geant и выбранного генератора частиц определяются ионизационные потери, по которым находятся координаты и количество образованных в камере электронов. Далее для каждого электрона выполняется моделирование прохождения объема камеры TPC и усиление перед взаимодействием со считывающими плоскостями. Заряд с педов является выходными данными, аналогичными по структуре данным, которые будут получены с детектора после ввода его в строй.

В алгоритме прослеживается явная независимость по данным, потому применение технологии CUDA должно давать значительный прирост скорости подобного вычисления.

ПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ ВАРИАНТ

В таком случае параллельный вариант организован следующим образом: по аналогии с последовательным решением находятся электроны и для каждого из них, независимо друг для друга выполняется моделирование.

ВЫВОД

На текущий момент ввиду изменения между вариантами NVIDIA CUDA величина точного ускорения вследствие представленных изменений не получена, при том, что ускорения параллельного вычисления наиболее трудозатратного элемента моделирования - прохождения усиления и составляет порядка 50-60 раз.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Сисакян А.Н., Сорин А.С., Кекелидзе В.Д., Многоцелевой детектор – MPD, MPD Conceptual Design Report.

[2] CUDA API reference manual. Version 5.0.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В МАТЕРИАЛАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИХ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ *

И.В. Амирханов, З.К. Тухлиев, З.А. Шарипов^{1#}

ЛИТ, ОИЯИ, Дубна, Россия

АННОТАЦИЯ

В работе проведено исследование фазовых переходов в никеле при облучении его тяжелыми ионами урана в рамках модели термического пика. Численным моделированием получены размеры областей, где происходит процесс плавления, и проведен сравнительный анализ с моделью, где не учитываются фазовые переходы.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из перспективных и быстро развивающихся областей применения математического моделирования является радиационная физика. Активные исследования в области радиационной физики показали, что радиационно-стимулированные процессы приводят к качественному изменению свойств облучаемых материалов. В основе этих структурных изменений лежат различные физические процессы (тепловые, диффузионные, термоупругие и пр.). Проведение натуральных экспериментов в этих областях сопряжено с большими трудностями (так как исследуемые процессы происходят за очень малые времена $t \approx 10^{-7} - 10^{-15}$ с), особенную важную роль приобретает проведение математического моделирования.

Моделирование динамики фазовых переходов типа плавление или затвердевания осуществляется на основе задачи Стефана. В настоящей работе фазовый переход моделируется в рамках энтальпийного подхода [1].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

* Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России по государственному контракту № 07.524.12.4019 от 17.05.2012.

zarif@jinr.ru

В основе модели термического пика лежит система двух связанных уравнений теплопроводности для электронного газа и кристаллической решетки. Эта система уравнений в цилиндрической системе координат имеет следующий вид [2]:

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\lambda_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) \right) - g(T_e)(T_e - T_i) + A_e(r, \varphi, z, t), \quad (1)$$

$$C_i(T_i) \frac{\partial T_i}{\partial t} = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_i(T_i) \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\lambda_i(T_i) \frac{\partial T_i}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_i(T_i) \frac{\partial T_i}{\partial z} \right) \right) + g(T_e)(T_e - T_i) + A_i(r, \varphi, z, t), \quad (2)$$

Все физические параметры, входящие в систему (1)-(2) приведены в [3]. Источник имеет следующий вид:

$$A_{e,i}(r, \varphi, z, t) = f_1(r) f_2(\varphi) f_3(t) S_{inel,ph}(z),$$

Нормированные на единицу функции $f_i, (i=1,2,3)$ выбираем следующим образом:

$$f_1(r) = \frac{1}{r_0^2} \exp(-r/r_0), \quad f_2(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \left[1 + \sum_{m=1}^M (c_{1m} \cos m\varphi + c_{2m} \sin m\varphi) \right],$$

$$f_3(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \delta_t} \exp\left(-\frac{(t-5t_0)^2}{2\delta_t^2}\right) \quad \text{и} \quad \int_0^{z_{max}} (S_{inel}(z) + S_{ph}(z)) dz = E_0,$$

где E_0 – энергия падающего иона, $S_{inel}(z)$ и $S_{ph}(z)$ соответственно определяют потери энергии иона от глубины в мишени на возбуждения электронной и фоновой подсистем. Эти функции вычисляются программой SRIM-2012 (<http://www.srim.org>).

Предполагая, что физические параметры $C_e, C_i, \lambda_e, \lambda_i, g$ постоянные, т.е. не зависят от $T_{e,i}$ (линейная задача), решение системы (1)-(2) ищем в виде:

$$T_{e,i}(r, \varphi, z, t) = T_{0,e,i}(r, z, t) + \sum_{m=1}^M T_{m,e,i}(r, z, t) [c_{1m} \cos m\varphi + c_{2m} \sin m\varphi].$$

Тогда для функции $T_{m,e,i}(r, z, t)$, ($m = 0, 1, 2, \dots, M$) получаем систему уравнений

$$C_e \frac{\partial T_{m,e}}{\partial t} = \lambda_e \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_{m,e}}{\partial r} \right) - \frac{m^2 T_{m,e}}{r^2} + \frac{\partial^2 T_{m,e}}{\partial z^2} \right) - g (T_{m,e} - T_{m,i}) + A_{m,e}(r, z, t), \quad (3)$$

$$C_i \frac{\partial T_{m,i}}{\partial t} = \lambda_i \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_{m,i}}{\partial r} \right) - \frac{m^2 T_{m,i}}{r^2} + \frac{\partial^2 T_{m,i}}{\partial z^2} \right) + g (T_{m,e} - T_{m,i}) + A_{m,i}(r, z, t). \quad (4)$$

Система (3)-(4) решается независимо для каждого значения m со следующими начальными и граничными условиями:

$$T_{0,e,i}(r, z, t)|_{t=0} = T_0, \quad T_{m,e,i}(r, z, t)|_{t=0} = 0, \quad m = 1, 2, \dots, M \quad (5)$$

$$\left. \frac{\partial T_{0,e,i}(r, z, t)}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad T_{m,e,i}(r, z, t)|_{r=0} = 0, \quad m = 1, 2, \dots, M$$

$$\left. \frac{\partial T_{m,e,i}(r, z, t)}{\partial r} \right|_{r=R_{\max}} = 0, \quad \left. \frac{\partial T_{m,e,i}(r, z, t)}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T_{m,e,i}(r, z, t)}{\partial z} \right|_{z=z_{\max}} = 0, \quad m = 0, 1, \dots, M \quad (6)$$

Для численного решения полученных уравнений была использована конечно-разностная схема метода переменных направлений [4].

АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Демонстрирован эффект учета фазовых переходов, возникающих при облучении никелевой мишени ионами урана с энергией 700 МэВ. На рис.1 представлены численные результаты для случая аксиальной симметрии. Из рисунка видно, что профили температур в модели с учетом фазовых переходов существенно отличаются от модели, где фазовый переход не учтен. Горизонтальная штриховая линия показывает температуру плавления никеля, которая равна $T_{melt} = 1725 \text{ K}$.

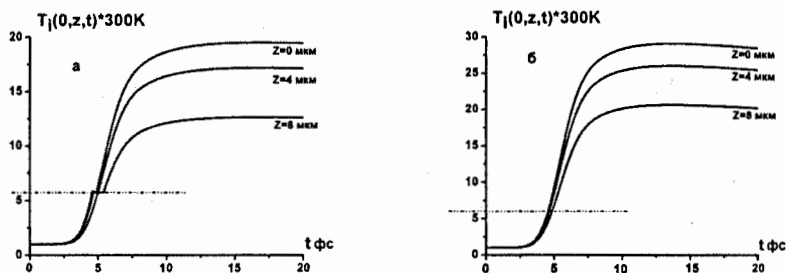


Рис.1. Временные зависимости температур кристаллической решетки в разных глубинах: $z = 0, 4, 8$ на оси трека ($r=0$) с учетом фазового перехода (а) и без учета (б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные результаты облучения для некоторых материалов приведены в работе [5]. В частности, при облучении сплава никеля NiTi ионами урана с энергией 760МэВ ($T_0 = 90K$, $S_{inel}(z) \approx 57 \text{ кэВ/нм}$) средний диаметр трека составляет 13.1 нм.

По полученным результатам можно сделать следующие выводы:

- При учете фазовых переходов температура мишени в кристаллических решетках существенно ниже по сравнению с моделью без фазового перехода.
- При облучении мишени ионами размеры области, где происходит плавление, следующие: диаметр $d_{\max} \sim 15 \text{ нм}$, $z_{\max} \sim 1.337 \times 10^4 \text{ нм}$, в то время как аналогичная область для модели без фазового перехода: $d_{\max} \sim 23 \text{ нм}$, $z_{\max} \sim 1.4 \times 10^4 \text{ нм}$. В этих областях могут происходить структурные изменения (треки, аморфизация, дефекты, разломы) в облучаемых материалах, что может привести к изменению их физических свойств. Полученные результаты не противоречит вышеприведенным экспериментальным данным, причем согласие с ними улучшается при учете фазовых переходов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Галанин М.П., Ерхов И.С., Локтионов Е.Ю., Протасов Ю.Ю. Численное моделирование динамики температурных полей на плоских мишенях при

нестационарном интенсивном лазерном воздействии//Препринт ИПМ № 61, Москва, 2008 г.

[2] М.И. Каганов, И.М. Лифшиц, Л.В. Танатаров. Релаксация между электронами и решеткой. //ЖЭТФ. 1956. Т. 31. № 2(8). С. 32-237.

[3] И.В. Амирханов, А.Ю. Дидык, И.В. Пузынин и др. Распыление твердых тел под действием тяжелых ионов и температурные эффекты в электронной и решеточной подсистемах. Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2006. Т. 37. № 6. С.1592-1644.

[4] Самарский А.А., Гулин А.В. Численные методы. М.: Наука,1989. – 432 с.

[5] A. Barbu, A. Dunlop, A. Hardouin et al. Microstructural modifications induced by swift ions in the NiTi intermetallic compound// Nucl. Instrum.Meth. B145 354 (1998).

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Председатель секции: д.ф.-м.н. В.А. Бедняков

Секретарь секции: О.Б. Самойлов

Search for the SM Higgs boson in association with a W boson and decaying to the b-quarks with the ATLAS detector at LHC

F.N. Ahmadov^{1,2}, A.P. Cheplakov¹, N.A. Javadov^{1,2}

¹Veksler and Baldin LHEP, JINR, Dubna, Russia

²Institute of Physics, ANAS, Baku, Azerbaijan

ABSTRACT

A search for the Standard Model Higgs boson produced in association with a vector boson and decaying to b-quarks pair with ATLAS experiment using 13.0 fb^{-1} of LHC proton-proton data at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ is presented in this work. The analysis was based cut-flow and Neural Network. No significant excess is observed yet.

INTRODUCTION

The search for Higgs boson is one of the important aims for current high energy collider experiments. Direct search at LEP have set a lower limit on the Standard Model (SM) Higgs boson mass of $M_H > 114.4 \text{ GeV}$ at the 95% confidence level (CL) [1]. Latest results from CDF and D0 at the Tevatron have excluded SM Higgs boson with masses from 158 to 175 GeV at 95% CL [2]. The observation of a boson decaying to a pair of photons or massive vector bosons has been reported by the ATLAS and CMS collaborations in July 2012 [3]. Observing the decay into fermions is vital in testing whether the new boson is compatible with a SM Higgs boson. In particular, the decay to b-quarks plays an important role since this is expected to be the dominant decay mode at this mass ($BR(H \rightarrow b\bar{b}) \approx 58\%$ [4]). Therefore an observation in this channel is crucial in order to provide a direct constraint on the largest decay mode.

DETAILS OF THE CUT-FLOW ANALYSIS

The cut-flow analysis is one of the most popular methods to separated signal events from background. In our case the signal events are coming from WH(bb) production process and the main backgrounds are top-quark pairs, W+jets, single top-quarks, dibosons, and QCD multijets. The most important background is top anti-top production process, but irreducible background is coming from WZ process. We use some cuts to

reduce background events based on the analysis of Monte-Carlo events generated with Pythia for signal and QCD background, NC@NLO for top anti-top, Alpgen Jimmy for W+jet and Herwig for diboson samples. We use EGAMMA and MUONS streams to analyze experimental data from ATLAS experiment.

The following cuts were applied to separate signal events from backgrounds:

- the electron (muon) candidates from W decay are required to pass the ATLAS standard “tight” selection criteria for $p_T > 25$ GeV and pseudorapidity $|\eta| < 2.47$ (2.4);
- the ratio of sum of track’s transverse momenta in an η - ϕ cone of radius 0.2 around the identified lepton track and transverse momentum of lepton must be less than 0.1 [5].
- the transverse and longitudinal distance from the lepton track to the vertex must be less than 0.1 mm and 10 mm, respectively to reduce background from semileptonic W decays and cosmic muons;
- muons are required to have η - ϕ distance to any selected jets greater than 0.4 (to cut muons coming from jet decays);
- the jets are reconstructed using anti- k_T algorithm with a radius parameter 0.4;
- the jets transverse momenta threshold was set to 25 GeV and pseudorapidity $|\eta| < 2.5$ to reduce W+jets background;
- the additional jet vertex fraction cut, JVF, as the ratio of the p_T sum of associated to the main primary collision vertex tracks in a jet to the p_T sum of all the jet tracks, $|JVF| > 0.5$, was introduced to take into account the pile-up events.

We use single lepton triggers to reduce a big fraction of background events in the Monte-Carlo and the experimental datasets. As we know a neutrino can’t be detected in detector, so we reconstruct the neutrino as missing energy and require that energy to be greater than 25 GeV. We calculate invariant mass of W boson and require that value to be greater than 40 GeV, if transverse momentum of W less than 160 GeV.

To reduce a huge QCD background, we require that exactly one selected lepton and two jets, both b-tagged, must be in the event.

CUT-FLOW ANALYSIS RESULTS

Preliminary results of the cut-flow analysis is shown in Figure 1 for a limited number of events (one data-set). In this plot only two main backgrounds – top anti-top and W+jets – are presented together with the signal WH and the experimental data.

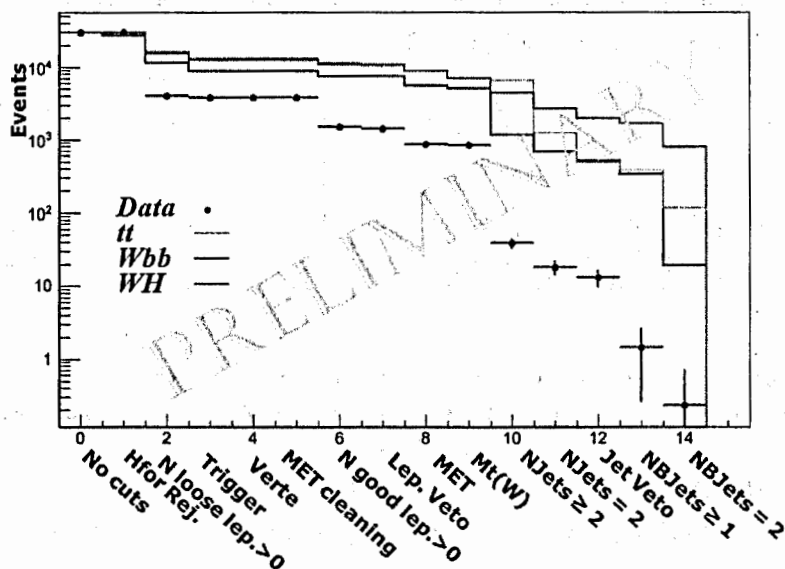


Figure 1. Cut-flow for MC and experimental data

NEURAL NET ANALYSIS

A Neural Network (NN) analysis is also widely used in high energy experiments. Our NN analysis includes three steps. In the first step we skim Monte-Carlo and experimental data, leaving only the variables we need and correct them if necessary. As result the size of the Ntuple is decreased by factor 30. At the second step we create flat ntuples by adding some new variables, and we use this flat ntuple as NN input at the third step.

The new variables which are calculated in second step have not yet been used in the cut-flow analysis. Some of these variables are six angular variables ($\cos\theta_l$, $\cos\theta_\nu$, $\cos\theta_b$, $\cos\theta_{b\bar{b}}$, $\cos\theta_W$ and $\cos\theta_H$, where the angles are measured in the rest frame of W or H

boson, or WH system, the distance between two b-jets (ΔR), their invariant mass, opening angle and sum of energies, transverse momenta of W, H and WH system, etc.

The histograms for some NN variables are reproduced in Figure 2 to show their discriminating power. We plan to continue the analysis and perform the NN study of the ATLAS experimental full data from 2012.

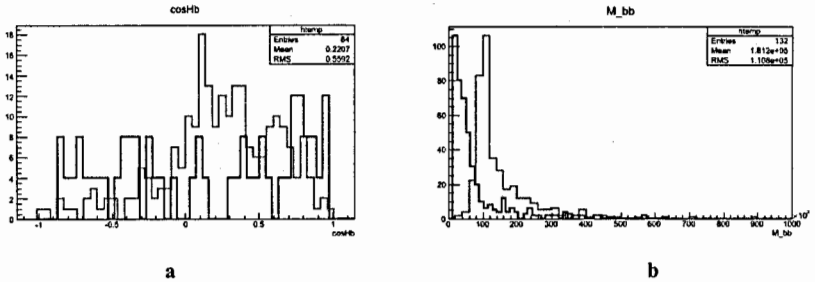


Figure 2. (a) The cosine of angle between b-jet and H boson in the H boson rest frame and (b) the invariant mass of two b-jets for WH signal (red line) and W+jets background processes (blue line).

REFERENCES

- [1] The LEP Higgs working group, "Higgs boson search at LEP" 2008 J. Phys.: Conf. Ser. 110 042030
- [2] J. Baglio, A. Djouadi, S. Ferrag, R. M. Godbole, arXiv:1101.1832v3 [hep-ph]
- [3] The ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Phys. Lett. B 716 (2012)
- [4] The A. Djouadi, J. Kalinowski, and M. Spira, HDECAY: A program for Higgs boson decays in the Standard Model and its supersymmetric extension, Comput. Phys. Commun. 108 (1998) 56–74.
- [5] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2011-103

КРИТЕРИИ ВЫДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СОБЫТИЙ $\pi^-(A,Z) \rightarrow \pi^-(A,Z) \pi^0 \pi^0$ В ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА COMPASS

К.Ю. Гасникова[#]

ЛЯП им. В.П. Дзелепова, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

АННОТАЦИЯ

Физическая программа эксперимента COMPASS включает в себя проверку предсказаний киральной эффективной теории. Одним из способов проверки является измерение динамики сечения реакции $\pi^-(A,Z) \rightarrow \pi^-(A,Z) \pi^0 \pi^0$ вблизи порога.

В работе представлены критерии отбора событий данного процесса, а так же проверка работоспособности и эффективности этих критериев с использованием распада заряженного каона имеющего ту же сигнатуру, проведена оценка числа событий, которые будут использоваться для дальнейшего нахождения сечения.

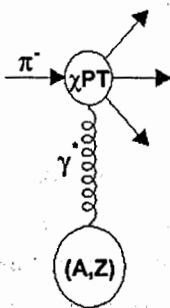


Рис. 1. Диаграмма для рассеяния пиона в кулоновском поле ядра

ВВЕДЕНИЕ

Для описания низкоэнергетических взаимодействий адронов может использоваться киральная эффективная теория (КЭТ)[1]. В силу того, что лагранжиан КХД в приближении безмассовых u и d кварков является кирально

[#] ksugasnikova@jinr.ru

симметричным и эта симметрия не реализуется в спектре наблюдаемых адронов и в их взаимодействиях, образуется триплет гоулдстоновских бозонов $\pi^-\pi^0\pi^+$. Это позволяет построить КЭТ гоулдстоновских бозонов и их взаимодействия с барионами при малых импульсах частиц. Таким образом, КЭТ позволяет получать теоретические предсказания для свойств адронов, рассчитывать сечения реакций при низких энергиях и описывать свойства адронной материи при высоких температурах.

Для анализа использовались данные, полученные в эксперименте COMPASS (NA58) в 2009 году. COMPASS - эксперимент на неподвижной мишени на вторичном пучке ускорителя SPS в лаборатории CERN. Целью данного эксперимента является изучение структуры адронов и адронная спектроскопия с использованием мюонных и адронных пучков высокой интенсивности[2]. В эксперименте COMPASS существует программа по проверке предсказаний КЭТ, которая включает в себя[3]:

- измерение поляризуемостей пионов и каонов;
- измерение сечения реакций:

$$\pi^-\gamma \rightarrow \pi^-\pi^0;$$

$$\pi^-\gamma \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+;$$

$$\pi^-\gamma \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0.$$

В силу того, что изучать сечения взаимодействия реальных пионов с реальными фотонами затруднительно, на практике используется возможность связать сечение пион-фотонного взаимодействия с сечением рассеяния пионов в кулоновском поле ядра (метод эквивалентных фотонов [3]) (рис. 1)

$$d\sigma_{\pi-Z}(\omega) = n(\omega) \cdot d\sigma_{\pi-\gamma}(\omega), \quad (1)$$

где $n(\omega)$ - плотность числа фотонов, которым эквивалентно электромагнитное поле, а ω - энергия виртуального фотона. Для переданного в реакции 4-импульса выполняются соотношения $Q^2 < 0$ и $-Q^2 \ll m_\pi^2$.

В 2009 году в эксперименте COMPASS проводился набор данных с использованием адронного пучка с импульсом 190 ГэВ/с, состоящего на 95% из π^- и на 3% из K^- , и никелевой мишени ($Z=28$) толщиной в $0.3 X_0$. Угол рассеяния пиона измерялся прецизионными кремниевыми детекторами (разрешение лучше 10 мкм), импульс рассеянного пиона восстанавливался в спектрометре малых углов, а для определения энергии и угла вылета фотонов использовался электромагнитный калориметр. Что касается триггера, то записывались все события с энерговыделением в центральной области калориметра выше 60 ГэВ и половина с энерговыделением больше 40 ГэВ. Интегральный поток соответствующий обработанным составляет данным $3.3 \cdot 10^{11}$ пионов.

КРИТЕРИИ ОТБОРА

Для выделения событий с сигнатурой исследуемой реакции, были предложены следующие критерии отбора:

- в событии существует единственная первичная вершина, положение которой соответствует положению мишени;
- из данной вершины выходит 1 трек, импульс которого был измерен, соответствующий отрицательно заряженной частице (π^-);
- угол рассеяния пиона $\theta > 0.6$ мрад (для того, чтобы исключить эффекты, связанные с многократным рассеянием вторичных пионов в материале мишени).

В силу того, что в конечном состоянии существует 4 γ -кванта связанных с распадом двух π^0 , на конфигурацию событий в электромагнитном калориметре накладывались следующие условия:

- для того, чтобы исключить шумы электроники, кластеры с энергией меньше 2 ГэВ игнорировались;
- в калориметре были найдены 4 кластера, которые можно ассоциировать с γ . Так же возможен 1 дополнительный кластер вблизи точки попадания π^- в калориметр;

• отбирались события, для которых методом перебора комбинаций из 4 кластеров можно составить 2 пары π^0 с массой в диапазоне $125 \text{ ГэВ} < m < 145 \text{ ГэВ}$, считая, что π^0 распадаются в точке рождения.

Поскольку в исследуемой реакции энергия, переданная пучковым пионом ядру, мала, на энергетический баланс в событии было наложено условие $|E_{\text{beam}} - E_{\pi^-} - E_{\pi^0} - E_{\pi^0}| < 10 \text{ ГэВ}$.

Для прецизионной проверки предсказаний КЭТ может быть использована только область вблизи порога рождения в силу того, что при больших массах процесс идет через рождение промежуточных состояний. Поэтому были отброшены события с инвариантной массой системы $\pi^- \pi^0 \pi^0$ больше $0.72 \text{ ГэВ}/c^2$ (рис. 2).

Распределение квадрата переданного в процессе взаимодействия 4-импульса (Q^2) представлено на рис. 3. Пик в нуле обусловлен электромагнитным процессом, однако существует ядерный процесс с той же сигнатурой, для которого 4-импульс значительный. Чтобы разделить эти процессы, накладывалось ограничение на квадрат переданного 4-х импульса $-Q^2 < 0.1 \text{ GeV}^2/c^2$. Тем не менее, нужно иметь в виду, что под кулоновским пиком существует значительный фон ядерных событий.

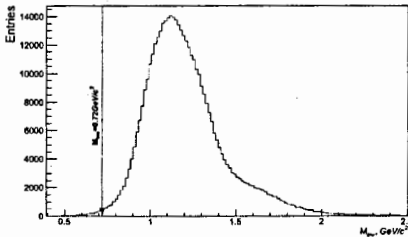


Рис. 2. Инвариантная масса системы $\pi^- \pi^0 \pi^0$

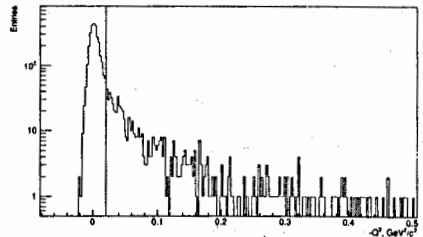


Рис. 3. Распределение по Q^2 для процесса $\pi^-(A,Z) \rightarrow \pi^-(A,Z) \pi^0 \pi^0$

Вышеперечисленные критерии отбора прошли 3900 событий и именно они будут использованы для измерения сечения реакции.

ПРОВЕРКА КРИТЕРИЕВ ОТБОРА НА РАСПАДЕ ПУЧКОВЫХ КАОНОВ

Поскольку в адронном пучке содержится заметная примесь каонов (3%), для проверки критериев отбора можно использовать распад $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0$, относительная вероятность которого составляет 1.7%. Чтобы идентифицировать пучковые каоны использовались данные с дифференциального черенковского счетчика, расположенного в канале пучка. Чтобы исключить взаимодействие каонов с веществом, выбирались события, для которой первичная вершина расположена в воздушном зазоре между мишенью и следующим за ним трековым детектором (20 см). Все остальные критерии отбора остались идентичными отбору электромагнитных событий. В спектре инвариантных масс системы $\pi^- \pi^0 \pi^0$ виден пик K^- , положение и ширина которого, а так же число событий в нем, соответствуют ожидаемым, что подтверждает пригодность и эффективность критериев отбора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Иоффе Б.Л., УФН. 171, №12 (2001)
- [2] The COMPASS collaboration, COMPASS proposal, CERN-SPSLC-96-14, SPSC/P
- [3] F.Bradamante, S.Paul et al., COMPASS-II Proposal, SPSC-P-340, <http://wwwcompass.cern.ch>
- [4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Теоретическая физика: Учеб. пособ.: Для вузов. В 10т.Т. IV/Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М. и пр., Квантовая электродинамика- 4-е изд., испр.

РАСЧЕТ ПОТОКА АТМОСФЕРНЫХ НЕЙТРИНО ОТ РАСПАДОВ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ*

О.Б. Самойлов[#]

ЛЯП им. В.П. Дзелепова, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

АННОТАЦИЯ

Проведено исследование сечения рождения очарованных частиц в верхних слоях атмосферы Земли как функции доли импульса рожденного очарованного адрона x_F . Рождение очарованных кварк-антикварковых пар в адрон-адронных взаимодействиях получено в дипольном формализме Николаева-Захарова-Мюллера [1, 2, 3] с учетом эффекта насыщения сечения в подходе Голека-Бирната-Вюстхоффа [4]. Ядерные эффекты рассчитаны в подходе Арместо-Салгадо-Видерманна [5] для взаимодействия протонов на ядрах воздуха ($A = 14,5$). Фраментация s -кварка в очарованные адроны рассмотрена в параметризации Книся-Крамера [6]. Проведено сравнение полученных расчетов с сечениями, вычисленными в работе Энберга-Рено-Серцевича [7], которые согласуются в пределах 10%. Выполнен предварительный расчет потоков атмосферных очарованных (или прямых) нейтрино.

ВВЕДЕНИЕ

В работе [8] проведено теоретическое исследование по расчету потоков нейтрино высоких энергий от распада частиц, рожденных во взаимодействиях космических лучей атмосферой Земли. Было продемонстрировано, что модель адрон-адронных взаимодействий QGSJET-II-03 с учетом вклада очарованных (или прямых) нейтрино в рамках модели кварк-глюонных струн (QGSM) хорошо согласуется с данными эксперимента IceCube40. Однако, верхний предел на диффузные потоки астрофизических нейтрино, установленный IceCube59,

* Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-02-90711-моб_ст и гранта для молодых ученых и специалистов ОИЯИ № 13-201-01

[#] samoylov@jinr.ru

является пограничным, хотя и не противоречит QGSM модели. Предсказание же потока прямых нейтрино в рамках рекомбинационной кварк-партоновой модели (RQPM) не получает подтверждения. В другой теоретической работе [7] применяется дипольный подход адрон-адронных взаимодействий при достаточно простом описании области "колена" в спектре первичных космических лучей. Расчет спектра прямых нейтрино в таком подходе лучше согласуется с экспериментальными данными, однако, нуждается в более детальной параметризации спектра и состава первичных космических лучей.

В представленной работе проводится исследование процессов рождения очарованных частиц в адрон-адронных соударениях при высоких энергиях в дипольном подходе Энберга-Рено-Серцевича. Для расчета первичного спектра космических лучей используются вычисления из [8].

СЕЧЕНИЕ РОЖДЕНИЯ ОЧАРОВАННОГО КВАРКА

Стандартно для рождения тяжелых кварк-антикварковых пар ($Q\bar{Q}$) в адрон-адронных взаимодействиях используются вычисления в рамках пертурбативной КХД посредством элементарного процесса $gg \rightarrow Q\bar{Q}$. Сечение рождения $c\bar{c}$ пары в pp -столкновениях является функцией энергии в системе центра масс pp (\sqrt{s}) или функцией энергии первичных протонов (E_p), и оно пропорционально партоновым распределениям по импульсам (PDF) глюонов с долей импульса x_b для активного "пучкового" глюона и x_t для "мягкого" "мишенного" глюона, проинтегрированным по импульсам взаимодействующих глюонов с элементарным сечением $\sigma_{gg \rightarrow c\bar{c}}$. Для описания такого сечения вводят переменную x_F -Фейнмана $x_F = x_b - x_t$, характеризующую импульсное распределение рождающейся $c\bar{c}$ пары, и для которой при больших энергиях выполняются следующие соотношения $x_b \sim x_t$ и $x_t \ll 1$.

Наиболее общую основу для теоретического описания процессов с малыми x_t дает подход Балицкого-Фадина-Кураева-Липатова (BFKL), основанный на реджезации глюонов в КХД, который учитывает вклады $(\alpha_s \ln(1/x_t))^n$ ряда теории

возмущений. В то же время получил широкое распространение другой подход к физике малых x_F , основанный на модели “цветовых” диполей Николаева-Захарова-Мюллера [1, 2, 3]. Данный подход позволяет сделать эффективное теоретическое описание в области малых x_F , принимая во внимание вклады от больших значений $\alpha_s \ln(1/x_F)$ в эволюцию PDF с наименьшими потерями в точности расчетов [2]. $Q\bar{Q}$ диполь рождается глюоном “пучкового” адрона. Взаимодействие такого диполя характеризуется как синглетными состояниями, так и состоянием цветового октета, когда происходят взаимодействия “пучкового” и “мишенного” глюонов еще до рождения кварк-антикварковой пары (см. рис. 1). Полное сечение рождения очарованного $c\bar{c}$ диполя будет равно произведению PDF “пучкового” глюона на элементарное сечение рождения диполя [3, 7].

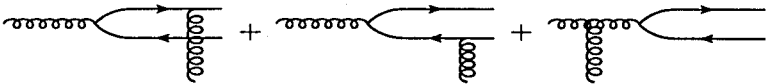


Рис. 1. Рождение и взаимодействие глюонного $Q\bar{Q}$ диполя с адроном.

Дальнейшие расчеты сечения рождения очарованного кварка включают учет, во-первых, эффекта насыщения диполя при малых x_F в приближении Голек-Бирната и Вюстхоффа (GBW) [4], во-вторых, ядерных эффектов в подходе Арместо-Салгадо-Видерманна (ASW) [5], учитывающем геометрический фактор, связанный с размером “поверхности” взаимодействия адрона, и смещение масштаба насыщения при увеличении поперечной партонной плотности и, в-третьих, фрагментацию c -кварка в очарованные адроны в параметризации Книль-Крамера [6]. Энергетическая зависимость полного сечения $\sigma_{pp \rightarrow c\bar{c}X}$ и дифференциальное сечение $d\sigma_{pA \rightarrow c\bar{c}X}/dx_F$ для различных наборов PDF глюонов приведены соответственно на рис. 2,3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе продемонстрировано, что дипольный подход

адекватно описывает экспериментальные данные по рождению $c\bar{c}$ пар в pp столкновениях. Предварительный расчет потоков атмосферных прямых нейтрино показывает, что применение параметризации первичного спектра космических лучей из [8] может улучшить спектр прямых нейтрино. В наши дальнейшие планы входит расчет энергетических спектров и зенитно-угловых распределений атмосферных нейтрино от распадов очарованных частиц в описанном контексте.

Автор выражает благодарность проф. С.И. Синеговскому за введение в предмет исследования, полезные советы и обсуждения в ходе работы.

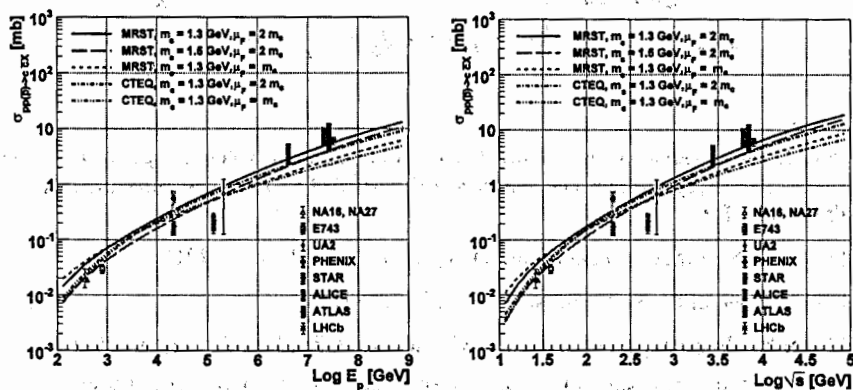


Рис. 2. Полное сечение $\sigma_{pp \rightarrow c\bar{c}X}$ в дипольном приближении как функция E_p (слева) и \sqrt{s} (справа). Сечения получены для партонных плотностей в параметризации MRST2001LO [9] и CTEQ6AB [10], $m_c = 1,3$ ГэВ, $\mu_F = 2m_c$ и $\mu_F = m_c$, $\mu_R = 2m_c$.

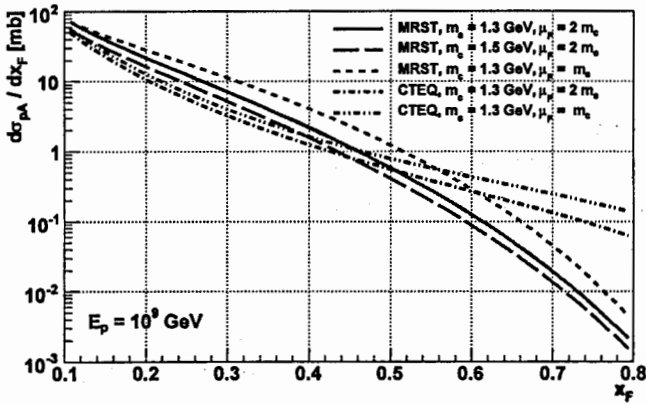


Рис. 3. Дифференциальное сечение $d\sigma_{pA \rightarrow c\bar{c}X}/dx_F$ взаимодействия протонов на воздухе ($A = 14, 5$) для протонов с энергией $E_p = 10^9$ ГэВ в дипольном приближении.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] N.N. Nikolaev and B.G. Zakharov, Z. Phys. C 49, 607 (1991).
- [2] A.H. Mueller, Nucl. Phys. B 415, 373 (1994).
- [3] N.N. Nikolaev, G. Piller and B. G. Zakharov, Z. Phys. A 354, 99 (1996)
- [4] K.J. Golec-Biernat and M. Wusthoff, Phys. Rev. D 59, 014017 (1998)
- [5] N. Armesto, C.A. Salgado and U.A. Wiedemann, Phys.Rev.Lett. 94, 022002 (2005)
- [6] B.A. Kniehl and G. Kramer, Phys. Rev. D 74, 037502 (2006)
- [7] R. Enberg, M.H. Reno and I. Sarcevic, Phys. Rev. D 78, 043005 (2008)
- [8] S.I. Sinegovsky, O.N. Petrova and T.S. Sinegovskaya, arXiv:1109.3576 [astro-ph.HE]
- [9] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling and R.S. Thorne, Phys.Lett.B 531, 216 (2002)
- [10] J. Pumplin, A. Belyaev, J. Huston, D. Stump and W.K. Tung, JHEP 0602, 032 (2006)

ФРАГМЕНТАЦИЯ ЛЕГКИХ КВАРКОВ В ПИОНЫ В НЕЙТРИННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ*

Д.В. Наумов¹, О.Б. Самойлов¹, А.К. Сокольников^{1,2#}

¹ЛЯП им. В.П. Джелепова, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

²НИИПФ, ИГУ, г. Иркутск, Россия

АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрены вопросы фрагментации (адронизации) кварков в жестких процессах, таких как e^+e^- аннигиляции и глубоко неупругое взаимодействие заряженных лептонов и (анти)нейтрино с нуклонами. Сечения рождения пионов в этих реакциях представлены в рамках функций фрагментации кварков и фрактурных функций остатка нуклонов. Предлагается новый модельно независимый метод измерения функций фрагментации и фрактурных функций. Обсуждается роль экспериментальных данных взаимодействия (анти)нейтрино с нуклонами для извлечения информации о процессах фрагментации кварков. Получены предварительные результаты по измерению вероятности рождения (или полные функции фрагментации) заряженных пионов на основе данных эксперимента NOMAD.

ВВЕДЕНИЕ

Сегодня функции фрагментации D_q^h [1] и фрактурные функции $M_{N,q}^h$ [2] получают широкое распространение в физике высоких энергий как составной элемент, описывающий рождение адронов в процессах с участием кварков и антикварков. Для жестких инклюзивных реакций, таких как e^+e^- аннигиляции, глубоко неупругое рассеяние (ГНР) заряженных лептонов и (анти)нейтрино с нуклонами, pp столкновения, с характерными энергетическими масштабами $\mu^2 > 1$ ГэВ² могут быть применены методы описания пертурбативной квантовой

* Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ № МК-432.2013.2, гранта для молодых ученых и специалистов ОИЯИ № 13-201-01, гранта аспирантов и молодых сотрудников ИГУ № 2012-02-01 и Программы стратегического развития ИГУ на 2012 - 2016 гг.

aedemsk@gmail.com

хромодинамики, однако, кварковые и глюонные функции распределения (и фрагментации) адронов имеют исключительно непертурбативную “мягкую” природу, и не могут быть рассчитаны теоретически. В основе таких вычислений лежит так называемая теорема факторизации [3, 4], обеспечивающая возможность отделения пертурбативной и существенно непертурбативной частей. Последняя считается универсальной в том смысле, что является одинаковой для каждого из упомянутых жестких процессов.

В настоящее время накоплена большая база данных по рождению пионов в жестких полунклюзивных процессах *Durham HepData* [5]. Примеры доступных для анализа функций фрагментации экспериментальных данных по e^+e^- аннигиляциям, ГНР заряженных лептонов и (анти)нейтрино с нуклонами, а также адронные $\gamma\gamma$ взаимодействия приведены на рис. 1.

Активно развиваются также и систематические теоретические исследования. Существует несколько коллективов, занимающихся феноменологическим глобальным анализом функций фрагментации кварков преимущественно в реакциях e^+e^- аннигиляции без учета фрактурных функций, *FFdatabase* [8]. В случае лептон-нуклонных взаимодействий обычно проводится “настройка” параметров под интересующий эксперимент, например, при исследовании спиновой структуры нуклона при рождении Лямбда-гиперонов [9]. Отметим пионерскую работу [10], в которой впервые сделана попытка извлечь фрактурные функции Лямбда-гиперонов из экспериментальных данных по ГНР нейтрино на нуклоне.

ИЗМЕРЕНИЕ ФУНКЦИЙ ФРАГМЕНТАЦИИ В НЕЙТРИННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

В работе [11] нами была предложена схема измерения набора функций фрагментации заряженных пионов

$$D^\pi = (D_d^{\pi^+}, D_u^{\pi^+}, D_s^{\pi^+}, D_c^{\pi^+}, M_{d,p}^{\pi^+}, M_{d,p}^{\pi^-}, M_{u,p}^{\pi^+}, M_{u,p}^{\pi^-}, M_{d,p}^{\pi^+}, M_{d,p}^{\pi^-}, M_{u,p}^{\pi^+}, M_{u,p}^{\pi^-}, M_{s,p}^{\pi^+})$$

из экспериментально-измеряемых полных функций фрагментации

$$F^\pi = (F_{ee}^{\pi\pm}, F_{lp}^{\pi+}, F_{ln}^{\pi+}, F_{lp}^{\pi-}, F_{ln}^{\pi-}, F_{vp}^{\pi+}, F_{vn}^{\pi+}, F_{vp}^{\pi-}, F_{vn}^{\pi-}, F_{vp}^{\pi+}, F_{vn}^{\pi+}, F_{vp}^{\pi-}, F_{vn}^{\pi-}).$$

Предложенный в [11] метод извлечения функций D_q^h и $M_{N,q}^h$ использует простое наблюдение того факта, что число измеряемых функций в точности равно числу наблюдаемых, что позволяет измерить функции фрагментации модельно-независимым способом.

Особенностью нейтринных взаимодействий является чувствительность нейтрино к флэйвору кварка. Такая избирательность нейтрино позволяет довольно эффективно исследовать как функции распределения партонов в нуклоне, так и функции фрагментации кварков и нуклонного (дикваркового) остатка. Принимая во внимание изотопическую и зарядовую симметрии, набор партонных функций фрагментации в на-шей схеме измерения значительно сокращается. Так, полная функция фрагментации взаимодействия нейтрино с протоном будет иметь следующий вид:

$$F_{vp}^{\pi+} = \frac{1}{\sigma_{vp}} \left[\boxed{D_u^{\pi+}} x(d|V_{ud}|^2 + s|V_{us}|^2 + (1-y)^2 \bar{u}|V_{us}|^2) + D_s^{\pi+} x(1-y)^2 \bar{u}|V_{ud}|^2 + D_c^{\pi+} x(d|V_{cd}|^2 + s|V_{cs}|^2) + (1-y)^2(1-x)(M_{d,p}^{\pi+} + M_{s,p}^{\pi+} + M_{\bar{u},p}^{\pi+}) \right]$$

где выделена предпочтительная функция фрагментации перехода $u \rightarrow \pi^+$.

В работе проведено измерение вероятности рождения заряженных пионов как функции различных кинематических переменных в нейтрино-нуклонных взаимодействиях в эксперименте NOMAD [12, 13] (см. например, рис. 2). Поскольку во взаимодействиях нейтрино π^+ может рождаться в процессах $W^+d \rightarrow u \rightarrow \pi^+$ и $W^+\bar{u} \rightarrow \bar{d} \rightarrow \pi^+$ время как π^- может родиться только в процессе фрагментации струны, то изучение сечения рождения заряженных пионов дает уникальную возможность исследовать как фрагментацию кварка и фрактурных функций нуклонного остатка, так и фрагментацию кварк-глюонной струны. В том числе, это позволяет экспериментально ответить на вопрос о гипотезе факторизации. Для переменной z наблюдается хорошее согласие наших измерений и экспериментальных данных коллаборации HERMES на интервале $z =$

0,2 – 1,0 (см. рис. 1). Заметим, что данные NOMAD расширяют диапазон измеренных вероятностей рождения пионов по z в 30 раз.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами проведены предварительные теоретические и экспериментальные исследования нейтринных взаимодействий на нуклонах. Эти результаты показывают чувствительность нейтринных данных к функциям фрагментации кварков и фрактурным функциям нуклонных остатков. Предложенная схема извлечения функций фрагментации и фрактурных функций из экспериментальных данных по e^+e^- аннигиляциям и глубоко неупругому взаимодействию заряженных лептонов и (анти)нейтрино с нуклонами находится в стадии доработки. В наши дальнейшие планы входит измерение полных функций фрагментации пионов на полном наборе экспериментальных данных NOMAD по взаимодействию (анти)нейтрино с учетом типа мишени (протон или нейтрон). Мы планируем провести глобальный анализ экспериментальных данных по извлечению как функций фрагментации, так и фрактурных функций.

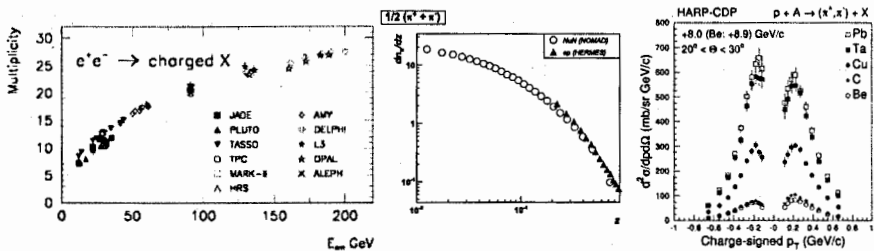


Рис. 1. Вероятность рождения заряженных пионов для различных экспериментов (слева направо) 1. по e^+e^- аннигиляциям как функции энергии в системе центра масс e^+e^- [1], 2. лептон-нуклонных взаимодействий HERMES [6] и NOMAD как функции z 3. Адронные $p\bar{p}$ взаимодействия HARP как функции поперечного импульса пионов [7].

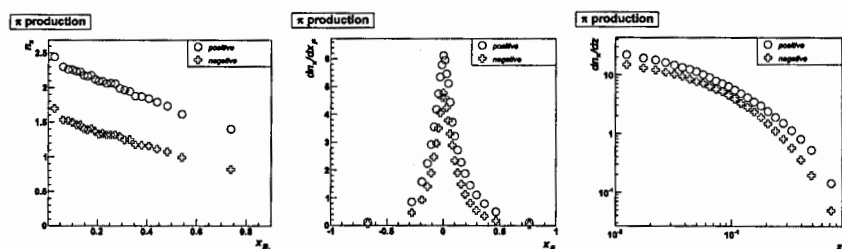


Рис. 2. Вероятность рождения заряженных пионов как функции x_{Bj} (слева), x_F (посередине) и $z = E_\pi/E_{jet}$ (справа) с учетом только статистических ошибок.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] K. Nakamura *et al.* [Particle Data Group Collaboration], J. Phys. G G 37, 075021 (2010).
- [2] L. Trentadue, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 64, 152 (1998).
- [3] A. V. Efremov and A. V. Radyushkin, Riv. Nuovo Cim. 3N2, 1 (1980).
- [4] J. C. Collins, D. E. Soper and G. F. Sterman, Phys. Lett. B 438, 184 (1998) [hep-ph/9806234].
- [5] <http://hepdata.cedar.ac.uk>
- [6] E. Steffens [HERMES Collaboration], AIP Conf. Proc. 980, 48 (2008).
- [7] A. Bolshakova *et al.*, Eur. Phys. J. C 72, 1882 (2012) [arXiv:1110.6753 [hep-ex]].
- [8] <http://www2.pv.infn.it/~radici/FFdatabase/>
- [9] J. R. Ellis, A. Kotzinian, D. Naumov and M. Sapozhnikov, Eur. Phys. J. C 52, 283 (2007)
- [10] F. A. Ceccopieri and D. Mancusi, arXiv:1211.3333 [hep-ph].
- [11] A. K. Edemsкая, D. V. Naumov and O. B. Samoylov, Phys. Part. Nucl. Lett. 8, 772 (2011).
- [12] J. Altegoer *et al.* [NOMAD Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A 404, 96 (1998).
- [13] P. Astier *et al.* [NOMAD Collaboration], Phys. Lett. B 527, 23 (2002).

**СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ УСКОРЕНИЯ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И УСКОРИТЕЛЬНАЯ
ТЕХНИКА**

Председатель секции: к.ф.-м.н. А.О. Сидорин

Секретарь секции: М.А. Ноздрин

CREATION AND TESTING OF THE STANDS FOR RF MEASUREMENTS OF NIOBIUM SC CAVITIES AT ROOM TEMPERATURE AND AT THE LIQUID HELIUM TEMPERATURE

N.S. Azaryan^{1#}, M.A. Baturitsky², Ju.A. Boudagov¹, D.L. Demin¹, S.E. Demyanov³,
V.V. Glagolev¹, E.Yu. Kaniukov³, V.A. Karpovich², N.V. Liubetsky², S.I. Maximov²,
V.N. Rodionova², G.D. Shirkov¹, N.M. Shumeiko²

¹JINR, Dubna, Russia

²BSU, Minsk, Belarus

³SSPA SPMRC NASB, Minsk, Belarus

ANNOTATION

In the frames of JINR activity on ILC cryomodule design and on creation of superconducting cavities of ultrapure niobium two RF stands were created for testing the cavities at room temperature and at the temperature of 4.2 K. Created RF setups shows its good matching with SWR close to 1. Etalon cavity unit which was provided by our FNAL colleagues was successfully tested on these stands: measured resonant frequency of about 1.27 GHz, measured Q-factor $2.8 \cdot 10^4$ at room temperature and more than 10^8 at LiHe-temperature (limited by capabilities of existing equipment which will be updated soon to make possible of Q-factor measurements up to 10^{10}).

INTRODUCTION

In 2011, in the framework of the ILC project, a Dubna-Minsk collaboration started on the problem of development and manufacture a series of 1.3 GHz superconducting niobium cavities at the enterprises in Belarus [1,2]. As the first phase, the shape and electromagnetic characteristics of 1.3 GHz cavity were calculated, and the shop drawings were developed [2,3] to fabricate the single-cell cavity. In this paper we present the very first experimental results.

azaryan@jinr.ru

To support Dubna-Minsk collaboration in performing experiments and development technique of RF-measurement, FNAL kindly provided a single-cell 1.3 GHz Nb cavity for its usage as an etalon. In 2012 this cavity was successfully tested at two measuring stands that were created for testing resonant frequency and Q of the cavity at room temperature and at about 4.2 K.

ROOM-TEMPERATURE RF-MEASUREMENTS

To test the cavity at a low-power RF signal a unique coupling device was developed and manufactured. Its shop drawing is shown in Fig.1. This device is a loop providing for a magnetic coupling of the cavity with the source of RF signal, and allows for matching adjustment of a feed of the signal by rotation the loop and/or by modifying the loop length. Combination of these two techniques of adjustment allows getting very good matching of the source with the cavity; the measured value of SWR was about 1.01 at the resonant frequency so that about 99.9 % of RF power were transmitted to the cavity.

The tested parameters are two. First, the resonant frequency, f_0 is measured to test the cavity's geometry accuracy. Second, the resonator's quality-factor, Q is measured to test the manufacturing quality of the cavity. There are different ways to measure Q -factor. It can be defined by measurement of the oscillation's decay time τ by formula $Q = 2\pi f_0 \tau$ after switching-off RF-power or by measuring of resonant bandwidth by formula $Q = \frac{f_0}{\Delta f}$, where Δf is the width of the resonant curve at half-maximum of the resonant peak. In our work second method was employed.

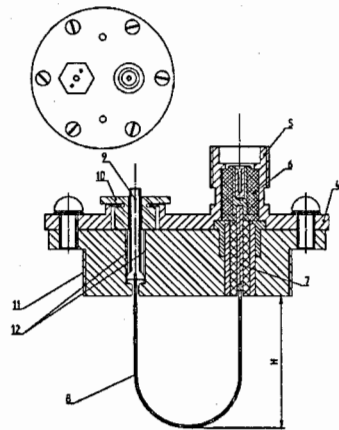


Fig.1. Shop-draw of coupling device

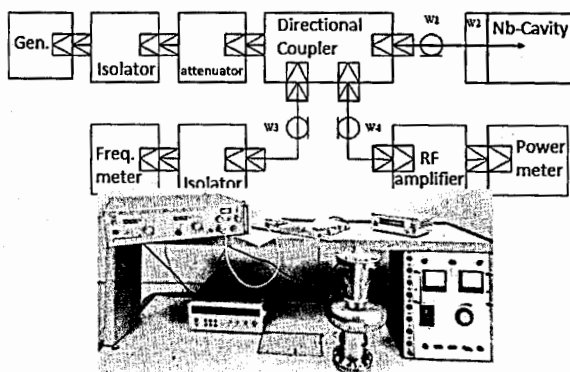


Fig.2. Measuring of cavity resonant frequency using signal generator, power meter and frequency meter

"Warm" RF-tests with the cavity from FNAL were made by using three different equipment sets and measuring methods. At the first method (Fig.2), we used a signal generator with manual frequency tuning to supply the cavity, and the resonant frequency was directly measured by a digital frequency meter; the measured value of resonant frequency was found of $f_0 = 1.273$ GHz.

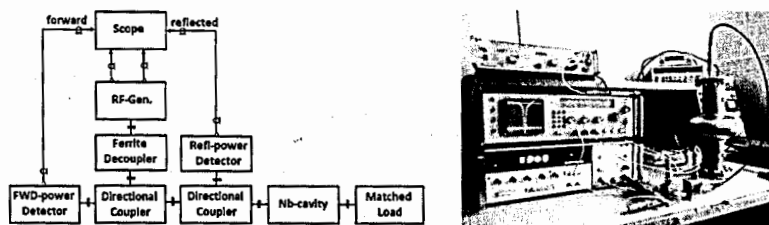


Fig.3. RF-testing by measuring of forward and reflected signal

The second technique (Fig.3) was based on the measurements of power of falling (from a generator) and of reflected (from the resonant cavity) waves. With this technique, we found the resonant frequency was at 1.273 GHz at the standing wave ratio (SWR) less than 1.07.

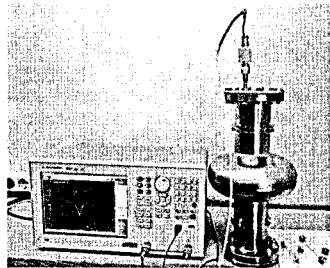
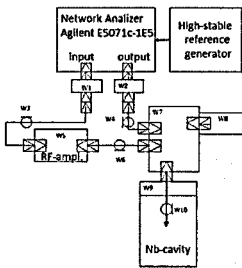


Fig.4. RF-testing using vector network analyzer

In third scheme, (Fig.4), the vector network analyzer Agilent E5071c-1E5 with high-stability of time-base reference generator was used. Nowadays vector analyzer is universal instrument for Q-factor measurements. Commonly, with a vector network analyzer, the resonance frequency is measured at the minimum level of S_{11} (complex coefficient of reflected power) and the Q-factor is defined by measurement of reflected power as a function of sweep frequency (Fig.5).

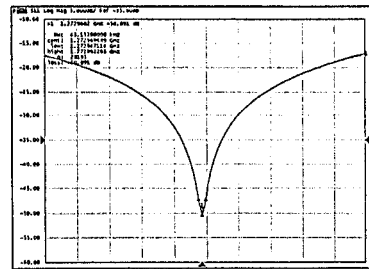


Fig.5. Parameter S_{11} as a function of frequency

The usage of this modern high-precision instrument allows getting a good accuracy, and we found the resonant frequency f_0 at 1.27297 GHz while the quality factor, Q was 28193. With this measurement technique we also got quite good matching – measured SWR was about 1.01. This measuring scheme was also applied to the cavity in its superconducting state in the cryogenic tests.

CRYOGENIC RF-MEASUREMENTS

A stand for performing tests of the cavity's parameters at cryogenic temperatures was built and successfully tested. Its cryogenic system demonstrated high stability over time that allowed us performing such measurements at the

Table 1. Parameters of cryosystem

Operation temperature	4.2 K
Helium vessel volume	70 l
Nitrogen vessel volume	25 l
Helium evaporation rate	0.65 l/h

temperatures of about 4.2 K, and for about four hours continuously. Parameters of cryogenic setup are shown in Table 1.

Nitrogen evaporation rate	1.25 l/h
---------------------------	----------

The results of RF-measurements of the cavity at the temperature of liquid helium showed that the superconductivity was reached in the Nb of cavity during the experiment. We have a first estimate the cavity's Q in the state of superconductivity. Its value is of about 10^8 at the input RF power of nearby 10 mW.



Fig.5. Stand for RF-tests at 4.2 K

With the stand's upgrade with the external source of ultra-high stability time base we expect to achieve the ability to measure Q-factor up to 10^{10} .

During cryogenic tests there was detected instability of the shape of the resonant curve, namely, the attenuation went up and down every 10-15 seconds from -120 dB to -60 dB. In our opinion the reason of this is the local boiling of film of helium on the surface of coupling loop and non-Nb parts of the cavity resulting their heating by surface current. This phenomenon will be studied in more detail during future cryogenic tests.

REFERENCES

- [1] N.S. Azaryan et al., "Dubna-Minsk Activity on the Development of 1.3 GHz Superconducting Single-Cell RF-cavity", Proceedings of RUPAC2012, WEPPD023, pp.602-604, 2012.
- [2] N.S. Azaryan, et al., "Superconducting Niobium Cavity for ILC Accelerator", Proceedings of XVI Conference of Young Science and Specialists (AYSS'12), pp.79-82, 2012.
- [3] N.S. Azaryan et al., "Computation of Single-Cell Superconducting Niobium Cavity for Accelerator of Electrons and Positrons", Physics of Particles and Nuclei Letters, Volume 9, Issue 2, pp 150-162, 2012.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАКОПЛЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЛОВУШКЕ ИНЖЕКТОРА ПОЗИТРОНОВ УСТАНОВКИ LEPТА

М.К. Есеев, А.Г. Кобец, И.Н. Мешков, А.Ю. Рудаков, А.А. Сидорин, С.Л.
Яковенко

ЛЯП им. В.П. Джелепова, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

АННОТАЦИЯ

В ОИЯИ построен накопитель позитронов с электронным охлаждением LEPТА (Low Energy Particle Toroidal Accumulator). Позитронная ловушка является составной частью инжектора позитронов и предназначена для накопления и инжекции позитронов в накопитель. В данной работе представлены результаты экспериментов по накоплению заряженных частиц в ловушке и обсуждается модель процесса накопления.

ИНЖЕКТОР ПОЗИТРОНОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

Инжектор медленных позитронов [1] предназначен для установки LEPТА [2] и является её необходимой составной частью. Основной целью проекта LEPТА является формирование остронаправленных атомов позитрония. Инжектор также может быть использован самостоятельно как генератор непрерывного или импульсного потока монохроматических позитронов.

В таблице 1 показаны проектные и достигнутые к 2013 году параметры пучков электронов и позитронов на установки LEPТА.

НАКОПЛЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЛОВУШКЕ

Позитронная ловушка предназначена для накопления и инжекции позитронов в накопитель. Позитронная ловушка состоит из цилиндрической вакуумной камеры, которая расположена внутри соленоида, создающего магнитное поле величиной до 1.5 кГс. Внутри камеры находятся восемь цилиндрических алюминиевых электродов изолированных друг от друга и от стенок вакуумной камеры. Магнитное поле удерживает позитроны в поперечном направлении, а

электростатическое поле электродов в продольном. Геометрия электродов позволяет создать градиент давления буферного газа и распределение потенциала вдоль оси ловушки. Газ подается в ловушку через один из электродов. Позитроны захватываются в ловушку и охлаждаются за счет неупругих столкновений с молекулами буферного газа азота [3].

Таблица 1. Параметры пучков установки LEPTA

Основные параметры накопителя		Значение	
Периметр, м		18	
Продольное магнитное поле, Гс		400	
Длина секции охлаждения, м		4.5	
Параметры пучков			
	Проектные	Достигнуто (2013)	
Давление остаточного газа, Тор	$1 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-9}$	
Поток позитронов			
Энергия позитронов, кэВ	$2 \div 10.0$	$2 \div 6$	
Поток медленных позитронов, сек ⁻¹	10^6	$1,5 \cdot 10^5$	
Число накопленных позитронов	$1 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^4$	
Время жизни циркулирующих e ⁺ , сек	100	-	
Параметры электронного охлаждения			
Энергия электронов, кэВ	$2 \div 10.0$	$2 \div 6$	
Радиус пучка, см	1.0	1.0	
Ток пучка, А	0,5	0,2	
Эффективность тока потерь, ΔI/I	$1 \cdot 10^{-4}$	$< 3 \cdot 10^{-3}$	
Поток позитрония			
Интенсивность, сек ⁻¹	$1 \cdot 10^4$	-	

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ СГУСТКА НАКОПЛЕННЫХ ЧАСТИЦ

В процессе накопления позитронов происходит сжатие сгустка на буферном газе, как в поперечном направлении, так и в продольном. Для построения эмпирической модели сжатия сгустка предложена схема измерения продольной плотности сгустка $N(z, t)$ в момент удержания его в ловушке (Рис.1).

При измерении сигнала от наведённого заряда (Рис.2), вследствие межэлектродной ёмкости, наводится паразитный электрический сигнал от электрода сброса.

НАКОПЛЕНИЕ ПОЗИТРОНОВ

После настройки и оптимизации параметров накопления электронов инжектор позитронов переключался в режим накопления позитронов. Вместо измерения электрического сигнала, наведённого заряда на коллектор сгустком электронов, измерялись сигналы с ФЭУ, образованные гамма-квантами при аннигиляции позитронов (Рис.3). По причине накопления малых количеств позитронов ($N \sim 10^4$)

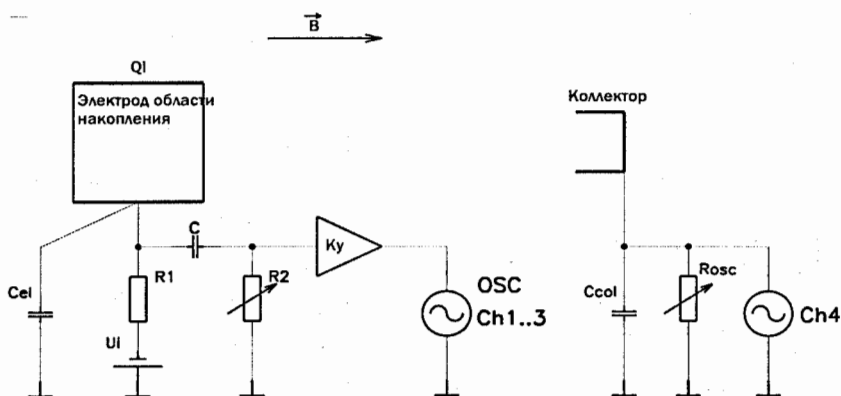


Рис.1. Схема эксперимента по измерению распределения накопленных частиц в продольной плоскости

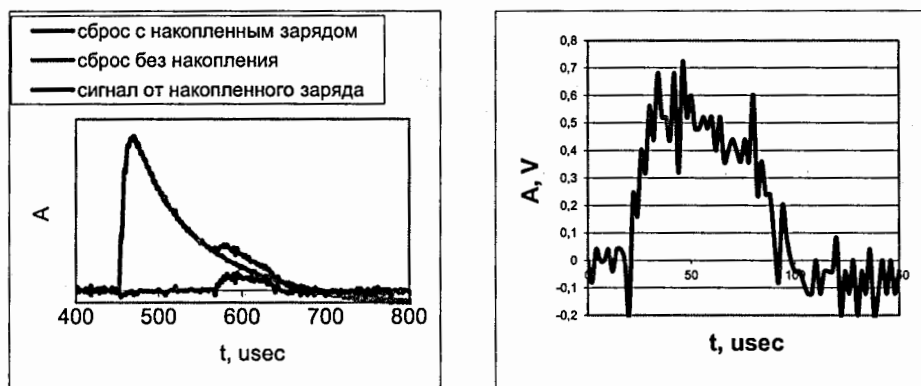


Рис.2. Сигнал от наведённого накопленного заряда на электрод области накопления.

электрический сигнал с коллектора от сброшенных накопленных позитронов зарегистрировать не удавалось.

Количество позитронов, сброшенных на коллектор (Рис.4), рассчитывалось по формуле:

$$N_{e^+} = \frac{A_{ext}}{A_{Single} \cdot Eff_{PMT}} \quad (1)$$

где A_{ext} – амплитуда сигнала с ФЭУ от гамма-квантов, возникающих при аннигиляции позитронов, сброшенных на коллектор, A_{single} – средняя амплитуда

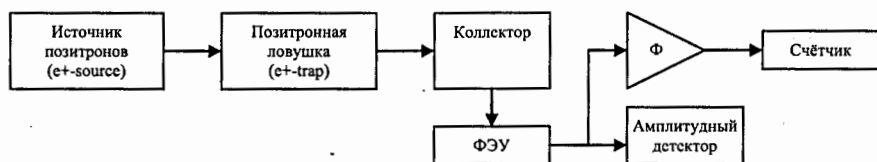


Рис.3. Измерение количества позитронов, накопленных в ловушке

сигнала ФЭУ от одиночного позитрона, Eff_{PMT} – пространственная эффективность регистрации ФЭУ.

Схема измерения была прокалибрована с помощью эталонного источника ^{22}Na . Измеренное количество накопленных позитронов составляет:

В результате калибровки получена связь между количеством накопленных позитронов и амплитудой сигнала ФЭУ (в аналоговом режиме):

$$N_{e^+} = k_{e^+} \cdot U_{PMT} [V] \quad (2)$$

где $k_{e^+} \approx 10^5 [V^{-1}]$ – коэффициент пропорциональности.

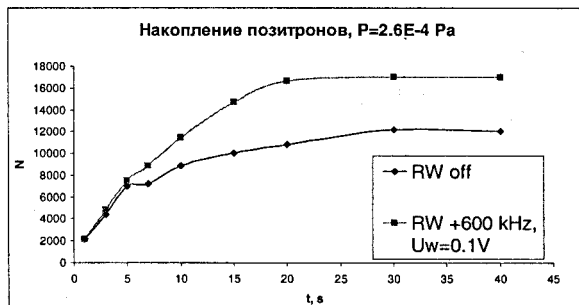


Рис.4. Количество накопленных позитронов

РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Разработана методика измерений продольной плотности накопленного в ловушке сгустка
2. Экспериментально подтверждена определяющая роль буферного газа не только при захвате, но и при удержании и сжатии сгустка частиц.
3. Создана методика измерений количества позитронов, накопленных в ловушке
4. Измерена эффективность захвата позитронов буферным газом: $\varepsilon \approx 0.015$.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] В.Быковский, А.Кобец, Ю.Коротаев, В.Малахов, И.Мешков, В.Павлов, А.Селезнев, А.Сидорин, В.Шмаровоз, С.Л.Яковенко, Инжектор позитронов для накопителя LEPTA, Труды VI семинара памяти В.П.Саранцева, Письма в ЭЧАЯ, т.3, № 7 (136), 2006, 65-69.
- [2] I. Meshkov, и др., NIM В 221 (2004), p.168-173
- [3] В.Антропов, А.Иванов, Ю.Коротаев и др., Атомная энергия, 2003, Т94, в.1, с.68-70.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ НИОБИЯ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ СВЧ РЕЗОНАТОРОВ

Н.И. Азарян², М.А. Батурицкий³, Ю.А. Будагов², Д.Л. Демин², А. Ермаков⁴, А.А.

Паршуто¹, И.Л. Поболь¹, К. Сингер⁴, Г.Д. Ширков², Н.М. Шумейко³, С.В.

Юревич¹

¹ГНУ "ФТИ НАН Беларуси", г. Минск, Республика Беларусь

²ЛЯП им. В.П. Джелепова, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

³НЦ ФЧВЭ БГУ, г. Минск, Республика Беларусь

⁴DESY, Hamburg, Germany

АННОТАЦИЯ

В составе коллаборации Объединенного института ядерных исследований и ряда научных центров Республики Беларусь, ведущей работы по созданию СВЧ резонаторов для проекта Международного линейного коллайдера, Физико-технический институт Национальной академии наук Беларуси (ФТИ) проводит исследования технологий формообразования, электронно-лучевой сварки и обработки рабочей поверхности СВЧ-резонаторов из высокочистого ниобия на частоту 1,3 ГГц. В настоящей работе представлены результаты исследования процесса химического травления ниобиевых резонаторов.

ВВЕДЕНИЕ

В процессе изготовления ниобиевых резонаторов особое внимание уделяется качеству рабочей поверхности. Предотвратить загрязнение поверхности материала высокой чистоты посторонними элементами в условиях механической обработки является невыполнимой задачей. В данной ситуации чистота обеспечивается удалением поверхностного слоя материала после каждого этапа обработки. Удалению также подлежит слой материала, толщина которого равна глубине возможного образования дефектов на данной операции изготовления. Так изготовление ниобиевых листов с применением прокатки и последующая штамповка полуячеек резонаторов повреждают поверхностный слой на глубину

порядка 100-200 мкм [1]. После шлифования, для удаления абразивных частиц и мелких царапин, и токарной обработки торцов полуячеек, для исправления дефектов связанных с вырыванием металла и образующимися заусенцами, слой толщиной не менее 40 мкм подлежит снятию. Поверхность, после проведения электронно-лучевой сварки, загрязнена напылением на глубину порядка 25 мкм.

Обзор литературных данных показал, что при изготовлении ниобиевых СВЧ-резонаторов для обработки поверхности наиболее широко применяются два процесса – химическое травление (buffered chemical polishing – BCP) и электролитическое полирование (electropolishing - EP). Процесс EP применяется как завершающая операция обработки рабочей поверхности резонаторов, целью которой является придание поверхности требуемой геометрии. С помощью BCP процесса удаляют дефектные слои материала и обеспечивают чистоту поверхности. В настоящее время общепринятым, так называемым «стандартным» составом для BCP является смесь кислот HF (38%), HNO₃(65%), H₃PO₄ (85%) в соотношении 1:1:2 [1].

ХИМИЧЕСКОЕ ТРАВЛЕНИЕ НИОБИЯ (BCP)

Проведены исследования по химической обработке в смеси кислот стандартного состава сверхчистого ниобия двух производителей - Tokyo Denkai (Япония) и Ningxia OTIC (Китай). Температура процесса поддерживалась в области 10 – 12 °С. Для образцов с общей площадью поверхности 7,5 см² объем смеси составлял 100 см³. Образцы были изготовлены из листов в состоянии поставки (толщина стандартного листа – 2,8 мм). Предварительно проведены исследования шероховатости поверхности листов и среднего размера зерна материалов.

В состоянии поставки листовой ниобий производства Tokyo Denkai имеет гладкую матовую поверхность без видимых следов обработки, шероховатость по $R_a = 0,350-0,400$ мкм. Ниобий производства Ningxia в состоянии поставки имеет различимые невооруженным глазом следы обработки в виде мелких царапин. Значение шероховатости по R_a колеблется в зависимости от направления

измерений от 0,590 до 0,960 мкм. В распределении зерен ниобия производства Токуо Denkai по размерам присутствуют зерна из диапазонов от 15-35 до 210-235 мкм, основную массу составляют зерна из диапазонов от 35 до 145 мкм. При этом число зерен из диапазона 55-80 мкм составляет 27 % от общего количества. В распределении зерен ниобия производства Ningxia по размерам присутствуют зерна из диапазонов от 0-10 до 100-110 мкм, основное число зерен находится в диапазоне от 20 до 50 мкм.

Для партии образцов каждого производителя проведены по два этапа ВСП по 40 мин при повторном использовании смеси. Для ниобия производства Токуо Denkai в течении первых 40 мин обработки был удален слой толщиной порядка 53 мкм, в последующие 40 мин – порядка 30 мкм. Для ниобия производства Ningxia – порядка 59 и 33 мкм соответственно. Скорость травления в процессе обработки существенно уменьшается. При этом значения скорости травления для ниобия двух производителей различны, что объясняется различием размеров зерен материалов. Процесс травления материала с более мелкозернистой структурой протекает быстрее, т.к. такой материал обладает большей протяженностью границ зерен, скорость удаления материала на которых выше скорости удаления по поверхности зерна. Согласно принятой последовательности химической обработки полувачеек ниобиевых резонаторов, каждая полувачейка подвергается четырем этапам травления, с удалением с рабочей поверхности слоя толщиной в сумме не менее 200 мкм. С целью воспроизведения цикла химической обработки ниобия в процессе изготовления резонаторов, по серии образцов каждого производителя подвергли четырем последовательным этапам травления. Время обработки на каждом этапе было одинаковым – 40 мин, смеси повторно не использовались.

Скорость стравливания материала на первом этапе на 0,1 мкм/мин выше, чем на последующих этапах. Это объясняется качеством поверхности в состоянии поставки. На втором и последующих этапах скорость травления остается практически неизменной, порядка 1,2 мкм/мин для ниобия Токуо Denkai, и

порядка 1,3 мкм/мин для ниобия Ningxia. Средний размер зерна ниобия существенно влияет на характеристики поверхности после химической обработки. Шероховатость ниобия Tokyo Denkaï в процессе удаления материала увеличивается и после четырех этапов обработки (удаление более 200 мкм) составила 1,15 мкм. Шероховатость поверхности ниобия производства Ningxia, в состоянии поставки, имеющая различные значения в зависимости от направления измерения – вдоль и поперек следов обработки, после двух этапов ВСП (удаление порядка 100 мкм) составляет порядка 0,6 мкм и одинакова по всем направлениям. После четырех этапов ВСП шероховатость R_a находится в пределах 0,45 – 0,55 мкм. Шероховатость поверхности для обоих материалов после ВСП обработки не соответствует требуемой, которая будет обеспечена последующей электролитической полировкой (EP).

ЛИТЕРАТУРА

[1] Hasan Padamsee, RF Superconductivity: Science, Technology and Applications, John Wiley & Sons, 2009, p. 464.

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Председатель секции: к.ф.-м.н. Д.А. Артёменков

Секретарь секции: О.Б. Самойлов

MEASUREMENTS OF LIGHT NUCLEI IN AU+AU COLLISIONS AT NICA-MPD

V.A. Kireev

Veksler and Baldin LPHE, JINR, Dubna, Russia

ANNOTATION

In my report I present the results of study of MPD capability for detection of light nuclei (d, t, He3 and He4). A full detector simulation was carried out for central Au+Au collisions using as an input the UrQMD generator with embedded species of composites.

The simulation implements a realistic shape of the beam interaction zone. We studied the process of propagation of nuclei through the detector setup, identification of light nuclei and MPD phase-space coverage for composites.

INTRODUCTION

A new scientific program on heavy-ion physics NICA was launched at JINR (Dubna) for comprehensive exploration of the QCD phase diagram with ion species ranging from protons to Au^{79+} over the energy range $4 < \sqrt{s} < 11$ GeV. The MPD detector [1] is designed as a 4π spectrometer capable of detecting charged hadrons, electrons and photons in heavy-ion collisions in the energy range of the NICA collider.

At these energies light nuclear clusters are not so rare objects. Formation probabilities and production rates of composites increase toward lower energies. But there are several difficulties in simulating nuclear clusters in heavy ion reactions. First of all, the process of formation of light nuclei is not implemented in the available event generators (except in very few), while implementation of such mechanism requires from a programmer deep knowledge of quantum mechanics and dedicated skills.

Second problem is related to correct description in the used transport code of a passage of light nuclei through the experimental setup. Nuclear interactions should also be taken into account, including production of light nuclei in secondary interactions in the detector material.

The last problem is a track reconstruction for particles with a high rate of energy loss as well as optimization of a momentum reconstruction algorithm for multicharged particles.

MPD PERFORMANCE FOR BEAM DIAMOND

In this section we focus on the overall MPD efficiency for detecting of protons. This characteristic was studied in MpdRoot [2] with central Au+Au collisions from the UrQMD [3] event generator. The reconstructed in the TPC tracks were propagated to the barrel part of TOF and matched with the corresponding TOF hits. The mass squared for each TOF matching was calculated using the information about the particle's momentum, track length and time-of-flight. In Fig. 1 (left panel) the mass-squared and momentum correlation plot is shown for pions, kaons and protons. This picture is for the flat distribution of the IP's Z-coordinate ($|Z_{\text{vertex}}| < 170$ cm). As one can see, the proton candidates can be selected from other species up to total momentum of 3 GeV/c.

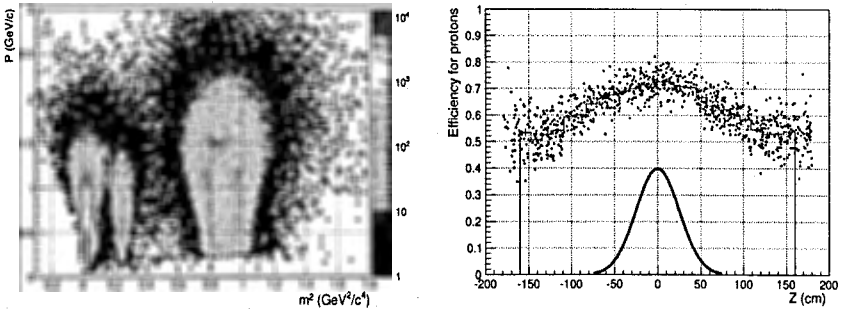


Figure 1: (Left panel) Total momentum versus mass squared for π , K, p. (Right panel) Overall proton efficiency versus Z-coordinate of the collision vertex. The real IP shape is shown by the solid blue line.

Proton identification was achieved by a window cut $0.45 < m^2 < 1.6$ GeV $^2/c^4$. All the identified in an event protons were counted and the event-by-event ratio of the number of the registered protons to the total number of protons in bins of the IP's Z-coordinate is plotted in Fig. 1 (right panel). The overall efficiency, which includes the acceptance, as well as tracking, matching and PID efficiencies is of about 73% in the center and

drops up to 63% at $Z = 75$ cm. In central Au+Au collisions at $\sqrt{s} = 4$ GeV we are able to register by the TPC and barrel-TOF of about 100 protons per event if the collision vertex is at $Z = 0$ and of about 78 protons in a central collision at $Z = 75$ cm. To minimize a negative effect of this efficiency loss on physics results, either a cut on Z -position of the reconstructed vertex can be applied off-line, or the shape of the beam diamond can be changed during the data taking period by squeezing Z -distribution with some loss in the event rate due to decrease in luminosity.

IDENTIFICATION OF LIGHT NUCLEI IN MPD

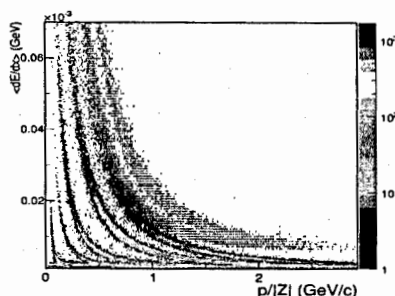


Fig. 2. Truncated $\langle dE/dx \rangle$ versus $p/|Z|$ for particle species (from left to right): π , K, p, d, t, He3 (red boxes) and He4 (magenta boxes).

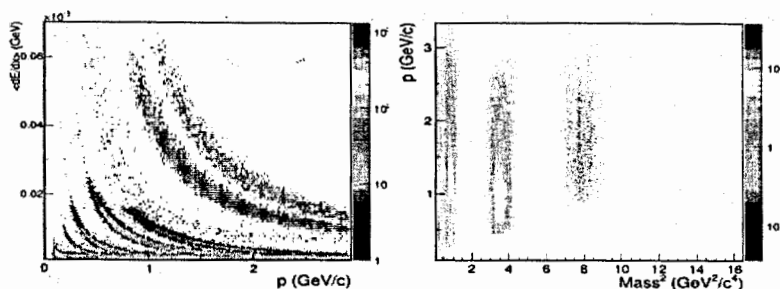


Fig. 3. (Left panel) Truncated $\langle dE/dx \rangle$ versus particle's momentum for π , K, p, d, t, He3 (red boxes) and He4 (magenta boxes). (Right panel) Momentum versus mass squared for same species.

In Fig. 2 the 70% truncated mean for all the charged tracks reconstructed in the TPC is plotted as a function of $p/|Z|$. Since the particle's charge can not be determined independently, it caused the dE/dx (and mass) positions of doubly charged helium

nuclei relative to those of other particles be off from their expectations. In order to get the correct magnitude of the reconstructed momentum, a separation of helium nuclei from other species is required. However, an accurate selection of species with charge $Ze = 2e^+$ is not possible via dE/dx only: below $p/|Z| \approx 1$ GeV/c the dE/dx bands for tritons and He3 merge, the same we observe for He3 and He4 at rigidities above 1.8 GeV/c. Such a selection can be achieved, however, by using in addition the information about the particle's time-of-flight. For instance, for He3 nuclei the calculated squared mass is of about $2 \text{ GeV}^2/c^4$, so

we observe the m^2 -band for He3 in between those for protons and deuterons; we can select He3 by a window cut in m^2 . For selected candidates the magnitude of the total momentum can be modified by making a momentum fit under a correct assumption about the particle's charge, but we just multiply the momentum components of He3 candidates by 2. The next step in the PID procedure would be a selection of He4 nuclei by a 3σ band around the dE/dx center for alphas. The final dE/dx - and m^2 -spectra for particles registered in the TOF and applying the momentum correction procedure are shown in Fig. 3.

SUMMARY

In this note the MPD capability for detection of light nuclei was investigated, The precision of the primary vertex reconstruction does not depend on Z within $|Z_{\text{vertex}}| < 140$ cm, a 10% drop of the overall detecting efficiency for protons is observed at $|Z_{\text{vertex}}| = 75$ cm. Based on the preliminary results of our study we conclude that the performance of the MPD reconstruction chain and PID capabilities of the detector allow us to study production of d , t , He3 and He4 in heavy ion collisions at NICA.

REFERENCES

- [1] Kh.U. Abraamyan et al. (MPD Collaboration) NIM A 628 (2011) 99–102
- [2] <http://mpd.jinr.ru/>
- [3] <http://urqmd.org/>

ИЗУЧЕНИЕ ФРАГМЕНТАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР ^{10}C МЕТОДОМ ЯДЕРНОЙ ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ ЭМУЛЬСИИ

С.С. Аликулов², Д.А.Артеменков¹, Р.Н.Бекмирзаев², П.И.Зарубин¹, И.Г.Зарубина¹,
Н.К.Корнегруца¹, А.И.Малахов¹, К.З.Маматкулов^{1,2}, В.В.Русакова¹

¹ЛФВЭ им. В.И. Векслера и А.М. Балдина, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

²Джизакский педагогический институт, г. Джизак, Республика Узбекистан

АННОТАЦИЯ

Исследуется зарядовая топология фрагментации ядер ^{10}C с энергией 1.2 А ГэВ в ядерной эмульсии. В наиболее периферической, когерентной диссоциации ядер ^{10}C около 82 % событий принадлежат каналу $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$. Для этого канала фрагментации представлены угловые распределения и корреляции образующихся фрагментов. Установлено, что среди событий $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ около 30 % относятся к каналу $^{10}\text{C} \rightarrow {}^9\text{V}_{g.s.} + p$ с каскадным распадом ${}^9\text{V}_{g.s.} \rightarrow {}^8\text{Be}_{g.s.} + p$.

ВВЕДЕНИЕ

Ядро ^{10}C является единственным примером устойчивой структуры четырех кластеров, относимой к так называемому, супербороминовскому типу. Поскольку удаление одного из кластеров или нуклонов ведет к несвязанному состоянию. В этом отношении наибольший интерес представляет особенности его диссоциации по каналу $2\alpha + 2p$ (порог 3.73 МэВ). Выбивание одного из протонов приводит к образованию нестабильного ядра ${}^9\text{V}$ (порог 4 МэВ). ${}^9\text{V}$ распадается на протон и короткоживущего ядро ${}^8\text{Be}$ (порог 3.8 МэВ). Настоящее изучение диссоциации ядер ^{10}C является этапом в исследовании сотрудничеством БЕККЕРЕЛЬ [1] кластерной структуры легких нейтронодефицитных ядер [2-3].

ЭКСПЕРИМЕНТ

Стопка слоев ядерной эмульсия БР-2 была облучена в смешанном пучке ядер Ве, С и N, созданном путем отбора продуктов перезарядки и фрагментации ядер ^{12}C с энергией 1.2 А ГэВ (импульс $p_0 = 2$ А ГэВ/с) [7]. В слоях облученной эмульсии по следам ядер пучка проведен поиск периферических взаимодействий.

На диаграмме показано распределение по каналам 227 «белых» звезд диссоциации ядер С, которые не сопровождаются треками фрагментов мишени N_{ws} . Главная особенность распределения для «белых» звезд состоит в том, что его основная доля, составляющая около 82%, приходится на канал $2\text{He} + 2\text{H}$, обладающий минимальным порогом в случае ядра ^{10}C . Идентификации для разделения изотопов Н и Не в эмульсионных экспериментах используют измерения величины $p\beta c$, определяемой по среднему углу многократного кулоновского рассеяния. Была проведена идентификация изотопного состава образующихся фрагментов Н и Не для 16 событий $2\text{He} + 2\text{H}$ по величине $p\beta c$. Для сравнения приведено распределение $p\beta c$ ^3He фрагментов из событий фрагментации $^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$ при энергии 1.2 А ГэВ [4]. Фрагменты ^3He и ^4He четко разделяются по $p\beta c$. Таким образом, в набранной статистике «белых» звезд $2\text{He} + 2\text{H}$ все ядра Не событий соответствуют изотопу ^4He (α), а Н — ^1H (p).

На рис. 1 приведено распределение событий канала $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ по величинам энергии возбуждения $Q_{2\alpha}$ и Q_{2ap} , определенным для пар 2α и троек $2\alpha + p$. Эти величины зависят только от пространственных углов между фрагментами. Ранее анализ спектров $Q_{2\alpha}$ при фрагментации ядер ^9Be позволил выявить образование несвязанных ядер $^8\text{Be}_{g.s.}$. Как и в случае $^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be}_{g.s.}$, для 68 «белых» звезд $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ наблюдаются α -частичные пары с углами разлета не превышающими 10^{-2} рад. Среднее значение $\langle Q_{2\alpha} \rangle = (63 \pm 30)$ кэВ при RMS 83 кэВ распределения $Q_{2\alpha}$ (рис.1(a)) позволяет заключить, что в этих событиях наблюдается образование ядер $^8\text{Be}_{g.s.}$ в основном состоянии. В свою очередь параметры распределения Q_{2ap} (рис.1(b)) позволяет утверждать, что диссоциация $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ с образованием $^8\text{Be}_{g.s.}$ сопровождается образованием несвязанного ядра $^9\text{Be}_{g.s.}$ [5-6]. Среднее значение $\langle Q_{2ap} \rangle = (254 \pm 18)$ кэВ при RMS 96 кэВ соответствует распаду $^9\text{Be}_{g.s.} \rightarrow ^8\text{Be}_{g.s.} + p$ с энергией 185 кэВ и шириной (0.54 ± 0.21) кэВ. Четкая зависимость корреляция между значениями величин $Q_{2\alpha}$ и Q_{2ap} для данной группы событий указывает на каскадный процесс $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be}$.

Можно заключить, что в кластерной структуре ядра ^{10}C с вероятностью около $(30 \pm 4)\%$ проявляется ядро ^9B .

Распределение углов разлета Θ_{ap} для 736 пар ap позволяет оценить вклад в диссоциацию ^{10}C распадов резонанса $^5\text{Li}_{g.s.} \rightarrow \alpha + p$ (рис. 2). Его особенностями являются узкий пик и широкий максимум, проявляемые в распределении по энергии возбуждения Q_{ap} пар ap (рис. 3). Пик своим возникновением обязан распадам ядер ^9B . Пары ap из области $20 \times 10^{-3} \text{ рад} < \Theta_{ap} < 45 \times 10^{-3} \text{ рад}$ группируются в области Q_{ap} , отвечающей распадам ^5Li . Их распределение описывается гауссианом со средним значением (1.9 ± 0.1) МэВ при $\sigma = 1.0$ МэВ, что согласуется с массой (1.7 МэВ) и шириной (1.0 МэВ) резонанса ^5Li . Согласно гауссиану с параметрами резонанса (рис. 3) примерно 110 пар ap можно отнести к распадам $^5\text{Li}_{g.s.}$.

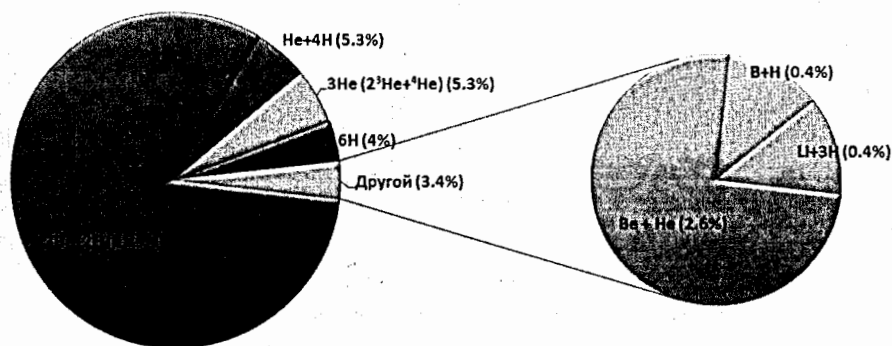


Диаграмма. Распределение по каналам 227 «белых» звезд — N_{ws} .

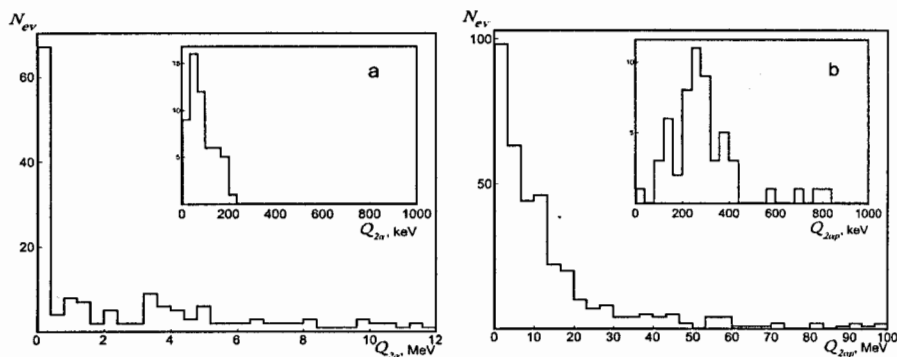


Рис. 1. Распределение событий канала $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ по энергии возбуждения $Q_{2\alpha}$ пар α -частиц; на вставке – увеличенное распределение $Q_{2\alpha}$ (a); Q_{2p} (b);

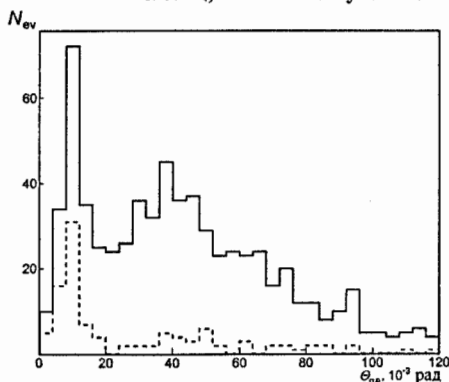


Рис. 2.

Рис. 2. Распределение по углу разлета θ_{ap} между фрагментами α и p ; пунктирная гистограмма – распределение θ_{ap} с образованием ^9Be и ^8Be .

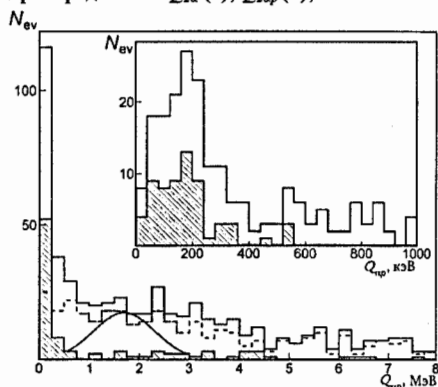


Рис. 3.

Рис. 3. Распределение по энергии возбуждения пар фрагментов α и p в «белых звездах». Пунктирная гистограмма $Q_{\alpha p}$ в событиях без образования ^9Be и ^8Be ; штрихованная гистограмма – с образованием ^9Be и ^8Be ; линией указано ожидаемое положение резонанса ^5Li ;

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Распределение по зарядовой топологии указывает на лидирующую роль канала с зарядовой конфигурацией $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ по сравнению с другими каналами. Проведена идентификация изотопного состава образующихся фрагментов Н и Не для событий $2\text{He} + 2\text{H}$ по многократному рассеянию. В набранной статистике

«белых» звезд $2\text{He} + 2\text{H}$ все ядра He событий соответствуют изотопу ${}^4\text{He}$ (α), а H – ${}^1\text{H}$ (p).

При наиболее периферической диссоциации ядер ${}^{10}\text{C}$ около $\sim 82\%$ событий принадлежат каналу ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$. Кроме того, установлено, что около 30% из этих событий относятся к каскадному процессу диссоциации ядер ${}^{10}\text{C}$ на (${}^9\text{B}_{\text{g.s.}} + p$) с последующим распадом несвязанного ядра ${}^9\text{B}$ на (${}^8\text{Be}_{\text{g.s.}} + p$). Полученные экспериментальные данные могут служить для разработки и проверки кластерной модели ядра ${}^{10}\text{C}$.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] The BECQUEREL Project, <http://becquerel.jinr.ru/>.
- [2] Н. Г. Пересадко и др., ЯФ 70, 1226 (2007) [N. G. Peresadko *et al.*, Phys. Atom. Nucl. 70, 1266 (2007)]; nucl-ex/0605014.
- [3] Р. Станоева и др. ЯФ 72, 731 (2009) [R. Stanoeva *et al.*, Phys. Atom. Nucl. 72, 690 (2009)]; arXiv: 0906.4220.
- [4] Д. О. Кривенков и др., ЯФ, 73, 2159 (2010) [D. O. Krivenkov *et al.*, Phys. of Atom. Nucl. 73, 2103 (2010)]; arXiv:1104.2439.
- [5] Д. А. Артеменков и др., ЯФ 70, 1222 (2007) [D. A. Artemenkov *et al.*, Phys. Atom. Nucl. 70, 1226 (2007)]; nucl-ex/0605018.
- [6] D. A. Artemenkov *et al.*, Few Body Syst. 50, 259 (2011); arXiv:1105.2374.
- [7] Р. Р. Каттабеков, К. З. Маматкулов и др. «Облучение ядерной эмульсии в смешанном пучке релятивистских ядер ${}^{12}\text{N}$, ${}^{10}\text{C}$ и ${}^7\text{Be}$ », Ядерная физика, 73, 2166-2171 (2010).

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ТОНКОВОЛОКОННЫЙ ГОДОСКОП ДЛЯ VM@N-ЭКСПЕРИМЕНТА

А.Ю. Исупов, В.П. Ладыгин, А.Н. Парфенов, Н. Г. Парфенова, С.М. Пиядин,
С.Г.Резников, А.А. Терехин[#], А.Н. Хренов

ЛФВЭ им. В.И. Векслера и А.М. Балдина, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты тестовых измерений годоскопа на основе сцинтилляционных волокон на станции внутренней мишени Нуклотрона. Показана структура и принцип работы детектора. Получены значения временного разрешения для используемых в измерениях каналов.

ВВЕДЕНИЕ

Проект VM@N (Varionic Matter at Nuclotron) [1] является одним из широкомасштабных проектов по проведению экспериментов на выведенном пучке Нуклотрона. Основная задача данного проекта заключается в изучении странной материи, образующейся в результате столкновения тяжелых ионов энергией 2-6 ГэВ/нуклон. В целях реализации проекта было предложено размещение экспериментальной установки на канале 6В экспериментального зала Нуклотрона. В состав экспериментального комплекса будут входить широкоапертурный магнит, дрейфовые камеры, наборы триггерных и время-пролетных детекторов и др.

В рамках вышеуказанной экспериментальной программы изготовлен 144-канальный годоскоп на основе сцинтилляционных волокон и многоанодных фотомножителей Hamamatsu H6568. Тестовые измерения с использованием данного годоскопа проводились на станции внутренней мишени [2] (ITS) Нуклотрона.

ВНЕШНИЙ ВИД И СТРУКТУРА ГОДОСКОПА

[#] aterekhin@jinr.ru

Годоскоп представляет собой набор сцинтилляционных волокон, размещенных в одной плоскости и принимающих с них сигнал многоанодных фотоумножителей Hamamatsu H6568. На рис. 1 представлен внешний вид детектора.



Рис. 1. Внешний вид сцинтилляционного годоскопа.

Размеры детектирующей области составляют $60 \times 60 \text{ мм}^2$. Диаметр волокна – 0.5 мм. Волокна организованы в четыре ряда таким образом, что толщина образовавшейся детектирующей области составляет 2.8 мм. Общее количество колонок составляет 144, что соответствует 144 каналам годоскопа. На рис. 2 представлен профиль рабочей области детектора.

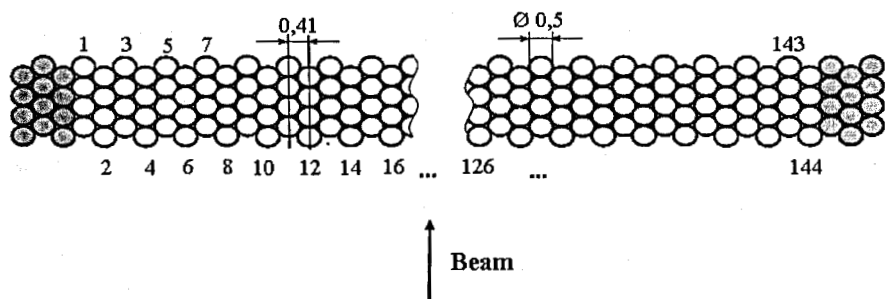


Рис. 2. Вертикальный срез рабочей области годоскопа.

ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения проводились на станции внутренней мишени Нуклотрона с использованием пучка дейтронов энергией 4 ГэВ. Набор данных производился с использованием 48 каналов годоскопа. В систему детекторов входили стартовый и стоповый счетчики на базе фотоумножителей Hamamatsu H7416MOD и сцинтилляционный тонковолокноный годоскоп. Все детекторы размещались в горизонтальной плоскости. Сбор данных осуществлялся с использованием 16-ти канальных модулей TQDC VME-системы [3]. Измерения проводились в двух конфигурациях. В одной из них использовались по два стартовых и стоповых счетчика размерами $50 \times 50 \times 10$ мм³ и $20 \times 60 \times 10$ мм³ соответственно. При другой - по одному стартовому и стоповому счетчику размерами $50 \times 50 \times 10$ мм³. На рис. 3 представлена схема одной из конфигураций расположения счетчиков. Перекрытие между детекторами составляло ~5мм.

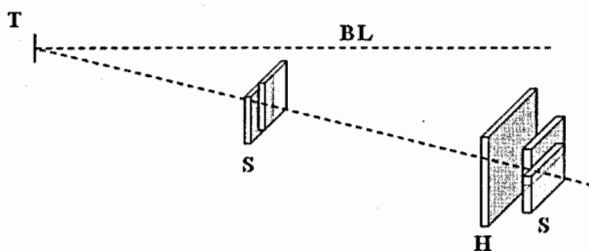


Рис. 3. Т – мишень, BL – траектория первичного пучка, H – годоскоп, S – старт- и стоп-счетчики.

На рис. 4а представлена корреляция амплитудных спектров одного из стартовых и одного из стоповых счетчиков. Ломаной линией соответствует графическое выделение малоионизирующих частиц. На рис. 4б представлено распределение числа событий по каналам годоскопа. Данные получены с использованием критерия на отбор частиц по ионизации в S - счетчиках. Видно практически равномерное засвечивание всех каналов за исключением некоторых.

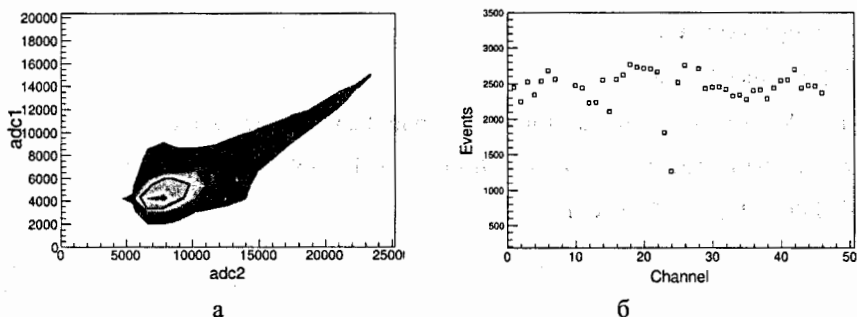


Рис. 4. а – корреляция амплитуд S – счетчиков, б – распределение количества событий по каналам годоскопа.

На рис. 5а представлена разность времен прихода сигнала для стартового счетчика и одного из каналов годоскопа. Распределение аппроксимировалось функцией Гаусса. Используя временную информацию, были получены значения временного разрешения для каждого канала (Рис. 5б). Усредненное значение составляет 450 псек.

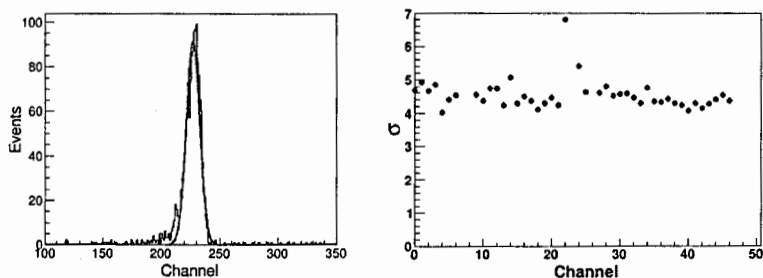


Рис. 5. а – разность времен прихода сигнала для стартового счетчика и одного из каналов годоскопа, линия – результат аппроксимирования распределения функцией Гаусса, б – величина временного разрешения для каждого из каналов годоскопа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Произведены тестовые измерения на станции внутренней мишени Нуклотрона с использованием 144-канального годоскопа на основе скintилляционных волокон, предназначенный для ВМ@N-эксперимента. Полученные результаты показывают хорошую работоспособность детектора.

ЛИТЕРАТУРА

[1]. <http://nica.jinr.ru>

[2]. А. Yu. Isupov, «New software of the control and data acquisition system for the Nuclotron internal target station», Nucl.Instrum.Meth. A698 (2013) 127-134.

[3]. <http://afi.jinr.ru/TQDC-16>.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Председатель секции: д.ф.-м.н. В.Г. Егоров

Секретарь секции: Е.Д. Углов

РАСЩЕПЛЕНИЕ ^{12}C ПОД ДЕЙСТВИЕМ N С ЭНЕРГИЕЙ 14 МЭВ

Д.А.Артеменков¹, Р.Н.Бекмирзаев^{1,4}, П.И.Зарубин¹, Р.Р. Каттабеков^{1,2},
Н.К.Корнегруца¹, К.З.Маматкулов^{1,4}, А.И. Муминов^{1,2}, К. Олимов³, В.В.Русакова¹

¹ ЛФВЭ им. В.И. Векслера и А.М. Балдина, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

²Институт Ядерной Физики АН РУ, г. Ташкент, Узбекистан

³Физико-технический институт АН РУ, г. Ташкент, Узбекистан

⁴Джизакский педагогический институт, г. Джизак, Узбекистан

ВВЕДЕНИЕ

Ядерная эмульсия, облученная нейтронами с энергией выше порога реакции $^{12}\text{C}(n,n')^3\alpha$ позволяет изучать ансамбли α -частиц, рожденных при расщепления ядер углерода из состава эмульсии. Использование моноэнергетических нейтронов, генерируемых в реакции слияния дейтронов с энергией порядка сотен кэВ с тритонами $d + t \rightarrow n(14.1 \text{ МэВ}) + \alpha$ обеспечивает полноту анализа. Энергия, передаваемая тройкам α -частицам, оказывается достаточной для измерения пробегов и направлений, и, в то же время, достаточно ограниченной для генерации фоновых событий. Кластерная структура ядер остается актуальной темой ядерной физики и ядерной астрофизики. Группы нуклонов ярко проявляют себя как составляющие кластеры в легких ядрах. Сведения о вероятностях различных спиновых состояний кластеров в этих ядрах имеют фундаментальное значение. В качестве примера, можно привести выводы о периферической диссоциации релятивистских ядер ^9Be , которые подтвердили представления о ^9Be как суперпозиции нейтрона и состояний 0^+ и 2^+ ядра ^8Be .

Ядро ^{12}C является признанной «лабораторией» для развития концепций α -частичной кластеризации в ядерной материи с учетом квантовых эффектов. Существует возможность присутствия в основном состоянии ядра $^{12}\text{C}_{g.s.}$ пар α -кластеров, имеющих «скрытый» спин $S = 2$ (D-волна). Подходящей базисной конфигурацией и в этом случае является первое возбужденное состояние ядра

${}^8\text{Be}_{2+}$ со спином и четностью $S = 2^+$. В классическом подходе, можно представить противоположно направленное «вращение» двух α -кластеров с угловыми моментами $S = 2$ вокруг общего центра, представленного третьим α -кластером. Тогда остающаяся комбинация «более удаленных вращающихся» α -кластеров должна иметь угловой момент, соответствующий бы основному состоянию ядра ${}^8\text{Be}_{g.s.}$ со спином и четностью $S = 0^+$ (S-волна). В итоге суперпозиция парных состояний α -кластеров ведет к нулевому значению спина ${}^{12}\text{C}_{g.s.}$. Конечно, эта упрощенная схема требует квантовомеханического рассмотрения, учитывающего тождественность α -кластеров. Тем не менее, она указывает на проверяемое следствие – отношение сечений образования двух различных состояний ${}^8\text{Be}$ в реакциях выбивания α -частиц из ядер ${}^{12}\text{C}_{g.s.}$ без передачи углового момента. При «мгновенном» выбивании одного из α -кластеров оставшаяся α -пара может возникать как ${}^8\text{Be}_{2+}$ с вероятностью $2/3$ и как ${}^8\text{Be}_{g.s.}$ с вероятностью $1/3$.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Возможность облучения в интенсивном потоке моноэнергетических нейтронов возникла при попутном использовании генератора нейтронов одного из испытывавшихся приборов ДВИН. Первоначально поставленная задача ограничивалась калибровкой ядерной эмульсии, недавно воспроизведенной компанией «Славич». Однако в результате достаточно быстрого нахождения значительного числа троек α -частиц, достигшей 1200 событий (рис. 1), была осознана возможность эксклюзивного анализа «забытой» реакции ${}^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$ как задачи ядерной кластеризации.

На статистике 200 событий изучались α -частичные расщепления ядер ${}^{12}\text{C}$ в ядерной эмульсии, облученной нейтронами с энергией 14.1 МэВ. Выполнены измерения пробегов в эмульсии и относительных углов вылета α -частиц, образовавшихся в реакции ${}^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$ и получены распределения на основе программы SRIM по энергии α -частичных. Образование 80% 3α троек соответствует возбуждениям ядра ${}^{12}\text{C}$ от порога до 14 МэВ (рис. 2). Вклад в эту реакцию распадов через основное (0^+) и первое (2^+) возбужденное состояние

промежуточных ядер ${}^8\text{Be}$ предварительно оценивается около 25% и 30% по данным рис. 3, соответственно. С позиции 3α -кластерной картины эти данные указывают на присутствие суперпозиции состояний 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$ с такими вероятностями в основном состоянии ядра ${}^{12}\text{C}$.

Спектр по энергии α -частичных пар имеет сложность в интерпретации из-за комбинаторики вносимой тройным образованием α -частиц. Выполнен сравнительный анализ зависимости значений энергии, приписываемых α -частицам, от их пробега в различных типах эмульсии по программам моделирования SRIM и GEANT4 (рис. 4). Данный эксперимент позволит протестировать предсказания этих моделей. Однако уже сейчас с тем можно утверждать, что значительный вклад распадов ${}^8\text{Be}$, а также сепарация выбитых α -частиц могут дать основу для интерпретации реакции ${}^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$ на основе моделирования и теоретических моделей.

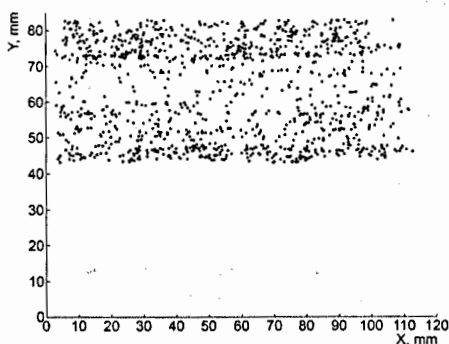


Рис. 1. Распределение по площади двух частично просмотренных пластин событий расщепления ${}^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$, вызванных нейтронами с энергией 14 МэВ.

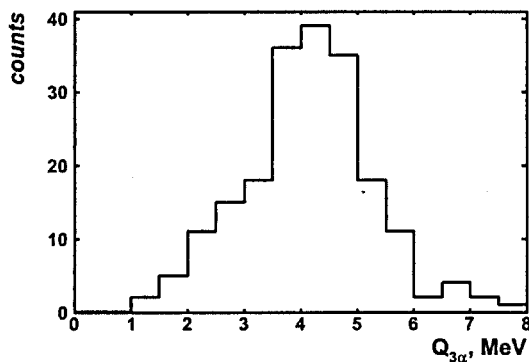


Рис. 2. Распределение значений энергии троек α -частиц $Q_{3\alpha}$ в расщеплениях $^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$, вызванных нейтронами с энергией 14 МэВ.

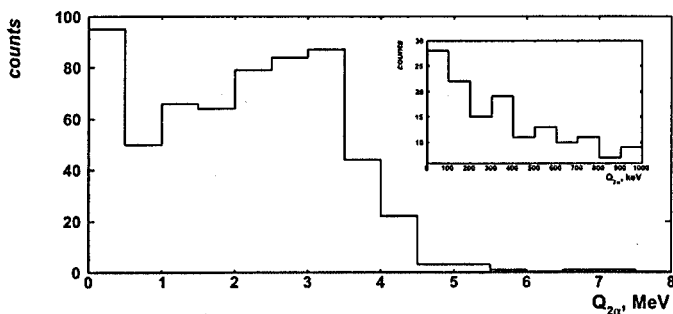


Рис. 3. Распределение значений энергии пар α -частиц $Q_{2\alpha}$ в расщеплениях $^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$, вызванных нейтронами с энергией 14 МэВ. На вставке: увеличенное распределение $Q_{2\alpha}$, в диапазоне соответствующем распадам через основное состояние (0^+) ядер ^8Be .

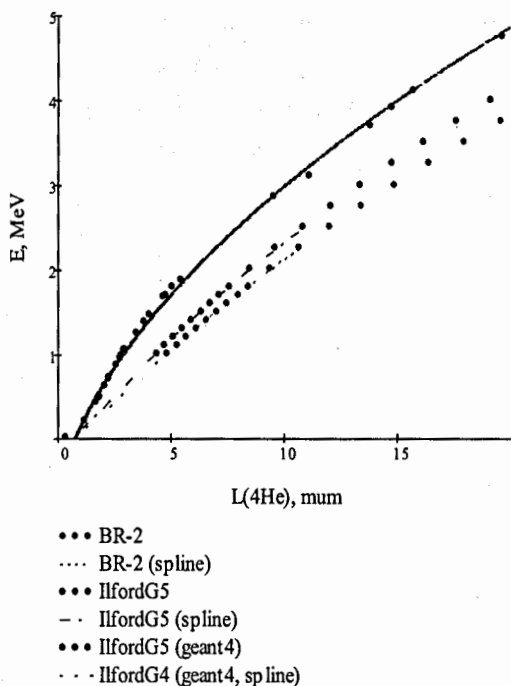


Рис. 4. Зависимость значений энергии, приписываемых α -частицам, от их пробега в различных типах эмульсии по программам моделирования SRIM (красные и синие точки) и GEANT4 (черные точки).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Соотношение выходов α -частичных пар, в рожденных расщеплении ядер ^{12}C через состояния $^8\text{Be}_{2+}$ и $^8\text{Be}_{g.s.}$ вызванных соударениями не сопровождаемыми передачей углового момента, представляется ключевым параметром для проверки спиновой структуры ^{12}C в рамках картины α -кластеризации. Анализ взаимодействий в ядерной эмульсии, облученной нейтронами с энергией вблизи порога расщепления ^{12}C , позволяет определить эту и другие характеристики реакции $^{12}\text{C}(n, n')^3\alpha$. Тестовый эксперимент позволил представить независимым образом идентификацию радиоактивных ядер ^8He по распадам при остановке в

эмульсии, оценить возможность α -спектрометрии этих распадов, а также впервые наблюдать эффект дрейфа атомов ^8He , термализованных в веществе. Комбинированный анализ распадов ядер ^8He и реакции $^{12}\text{C}(n,n')^3\alpha$ будет служить прототипом для исследования распадов ядер, $^8,^9\text{Li}$, $^8,^{12}\text{B}$, ^9C , ^{12}N , в которых ядро ^8Be служит в качестве «маркера».

ОБЛУЧЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ ЯДРАМИ ^8He

Д.А.Артеменков¹, Р.Н.Бекмирзаев², П.И.Зарубин¹, И.Г.Зарубина¹,
Н.К.Корнегруца¹, А.И.Малахов¹, К.З.Маматкулов^{1,2}, В.В.Русакова¹

¹ЛФВЭ им. В.И. Векслера и А.М. Балдина, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

²Джизакский педагогический институт, г. Джизак, Республика Узбекистан

АННОТАЦИЯ

На сепараторе ACCULINNA ядерная эмульсия была облучена в пучке радиоактивных ядер ^8He с энергией 60 МэВ и обогащением около 80%. Измерения 278 распадов ядер ^8He , остановившихся в эмульсии, позволяют оценить возможности α -спектрометрии, а также впервые наблюдать дрейф атомов ^8He , термализованных в веществе.

ВВЕДЕНИЕ

В диапазоне энергии ядер несколько МэВ на нуклон возникает возможность имплантации радиоактивных ядер в вещество детектора. В таком подходе могут исследоваться не сами имплантируемые ядра, а дочерние состояния, возникающие в их распадах.

Более полувека назад наблюдались «молоточковые» следы распадов $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ от β -распадов остановившихся фрагментов ^8Li и ^8B , рожденных в свою очередь частицами высоких энергий при расщеплении ядер из состава эмульсии [1]. В качестве первого шаг в применении такого подхода в марте 2012 г. ядерная эмульсия была облучена в Лаборатории ядерных реакций имени Г.Н. Флерова (ФЛЯР ОИЯИ) ядрами ^8He с энергией около 60 МэВ.[4-5] Особенности распадов этого изотопа ^8He детально представлены на рис. 1, согласно обзору [2]. После остановки и нейтрализации ядра ^8He в веществе, образовавшийся атом ^8He остается несвязанным (благородный газ) и в результате термализации может испытывать дрейф в среде до β -распада. Период полураспада ядра ^8He составляет $\tau_{\beta} = (119.0 \pm 1.5) \cdot 10^{-3}$ с. С вероятностью 84% и энергией $\Delta E = 9.7$ МэВ β -распад этого ядра происходит на связанный уровень 0.98 МэВ ядра ^8Li . Затем ядро ^8Li с

периодом полураспада $\tau_{\beta} = (838 \pm 6) \cdot 10^{-3}$ с и со 100%-ой вероятностью и энергией $\Delta E = 13$ МэВ испытывает β -распад на уровень 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$ (3.03 МэВ). И наконец, ядро ${}^8\text{Be}$ из состояния 2^+ , имеющее ширину 1.5 МэВ, распадается на пару α -частиц. На рис. 2 представлена мозаичная макрофотография распада, остановившегося в ядерной эмульсии ядра ${}^8\text{He}$ – одного из нескольких тысяч наблюдавшихся в данном исследовании. Настоящая работа посвящена анализу этого облучения на основе измерения 278 распадов такого типа.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Эмульсионные слои размерами 9×12 см², толщиной 107 $\mu\text{м}$, на стеклянном подложке толщиной 2 мм, устанавливались под 10^0 углом к оси пучка. Наклон пластины обеспечил увеличение слоя торможения в эмульсии. Облучаемые слои были завернуты в два слоя черной бумаги толщиной по 100 $\mu\text{м}$. Таким образом, в пробеге ядер пучка вносилось дополнительное торможение, особенно чувствительное при угле 10^0 .

Зачастую между местом остановки и самим молоточковым распадом наблюдался разрыв. Такие «разорванные» события были отнесены к дрейфу термализованных атомов ${}^8\text{He}$, которые возникали в результате нейтрализации ядер ${}^8\text{He}$. Благодаря доминированию в пучке ядер ${}^8\text{He}$ (около 80%) распределение «молоточковых» распадов по площади эмульсии можно представить совместно для всех найденных событий, в том числе 1413 «целых» и 1123 «разорванных» (рис. 3).

Средняя длина пучковых следов для 136 «целых» событий составила $\langle L({}^8\text{He}) \rangle = (263 \pm 11)$ $\mu\text{м}$ при среднеквадратичном рассеянии (RMS) 113 $\mu\text{м}$, а в случае 142 «разорванных» событий – (296 ± 10) $\mu\text{м}$ при RMS 118 $\mu\text{м}$. На основе измерения длин следов программа моделирования SRIM [6] позволяет дать оценку кинетической энергии ядер ${}^8\text{He}$, проникших в эмульсионный слой. Их среднее значение составило $\langle E({}^8\text{He}) \rangle = (29 \pm 1)$ МэВ при RMS 10 МэВ. Существенно более низкое значение средней энергии ${}^8\text{He}$ и ее большой разброс на входе в

эмульсию по сравнению со значением, заданным фрагмент-сепаратором, объясняется торможением в упаковке слоя. Расчетное значение среднего пробега в эмульсии $\langle L(^8\text{He}) \rangle$ после учета торможения в 1 мм бумаги равно около 280 $\mu\text{м}$ [6]. Кроме того, материал бумаги является неоднородной структурой, что сказывается на значительном разбросе пробегов $L(^8\text{He})$, который не описывается расчетами. На рис. 4 представлена связь пробегов α -частиц L_α из «молоточков» и значениями энергии E_α , определяемым по сплайн-интерполяции расчета пробег-энергия по модели SRIM. Среднее значение пробегов α -частиц имеет значение (7.4 ± 0.2) $\mu\text{м}$ при RMS (3.8 ± 0.2) $\mu\text{м}$. Эта величина соответствует среднему значению кинетической энергии $\langle E(^4\text{He}) \rangle = (1.70 \pm 0.03)$ МэВ при RMS = 0.8 МэВ. По измерении углов разлета пар α -частиц, получено среднее значение $\langle \Theta_{2\alpha} \rangle = (164.9 \pm 0.7)^\circ$ при RMS $(11.6 \pm 0.5)^\circ$. Знание энергии и углов эмиссии α -частиц позволяет получить распределение энергии α -распадов $Q_{2\alpha}$. В основном, распределение величины $Q_{2\alpha}$ (рис. 5) соответствует распадам ядра ^8Be из возбужденного состояния 2^+ . Однако, его среднее значение $\langle Q_{2\alpha} \rangle$ оказалось несколько выше ожидавшегося. Этот факт определяется наличием небольшого «хвоста» в области больших значений $Q_{2\alpha}$, явно не соответствующему описанию функцией Гаусса. Применение условий отбора на пробеги L_1 и $L_2 < 12.5$ $\mu\text{м}$, а также $\Theta > 145^\circ$, позволяет получить значение $\langle Q_{2\alpha} \rangle = (2.9 \pm 0.1)$ МэВ при RMS (0.85 ± 0.07) МэВ, что соответствует 2^+ состоянию. Причина появления «хвоста» в распределении $Q_{2\alpha}$ неочевидна и требует дальнейшего анализа.

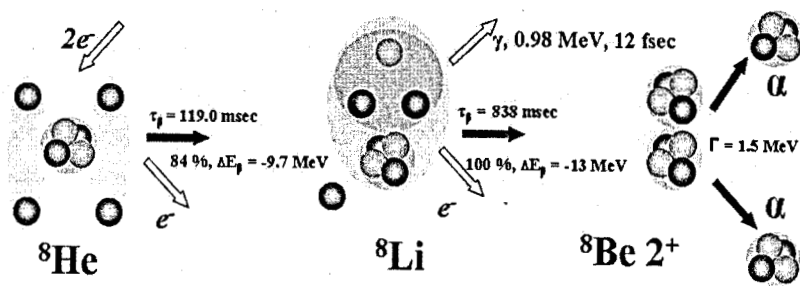


Рис. 1. Схема основного канала каскадного распада изотопа ${}^8\text{He}$; светлые кружки соответствуют протонам, темные – нейтронам; кластеры выделены темным фоном.

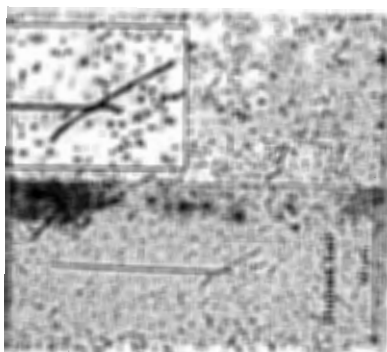


Рис. 2. Микрофотография «молоточкового» распада ядра ${}^8\text{He}$, остановившегося в ядерной эмульсии.

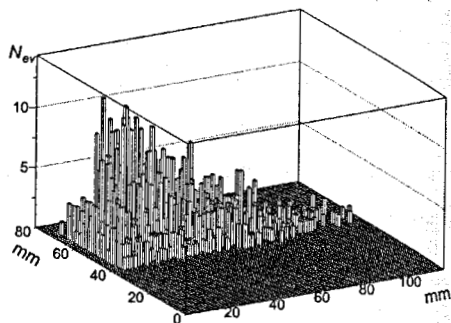


Рис. 3. Профиль пучка по молоточковым распадам; размер ячейки $1 \times 1 \text{ мм}^2$.

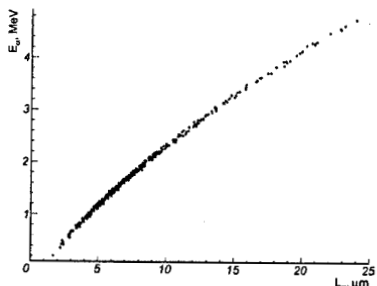


Рис. 4. Определение энергии α -частиц по измеренным пробегам.

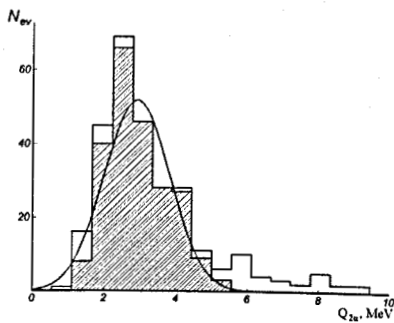


Рис. 5. Распределение по величине энергии $Q_{2\alpha}$ пары α -частиц; линия описание функции Гаусса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результатом настоящей работы является демонстрация при облучении в пучке ядер ^8He возможностей недавно воспроизведенной ядерной эмульсии. Тестовый эксперимент позволил представить независимым образом идентификацию радиоактивных ядер ^8He по распадам при остановке в эмульсии, оценить возможность α -спектрометрии этих распадов, а также впервые наблюдать эффект дрейфа атомов ^8He , термализованных в веществе. Выполненный анализ 278 распадов ядер ^8He может служить прототипом для исследования распадов ядер, $^8,9\text{Li}$, $^8,^{12}\text{B}$, ^9C , ^{12}N , в которых ядро ^8Be служит в качестве «маркера».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс «Исследование элементарных частиц фотографическим методом». Пер. с англ. М.: ИИЛ, 1962, С. 286-291;
- [2] F. Ajzenberg-Selove // Nucl. Phys. A 1988, V. 490, P. 1-266; TUNL Nuclear Data Evaluation Project, <http://www.tunl.duke.edu/NuclData/>
- [3] The BECQUEREL Project <http://becquerel.jinr.ru/miscellanea/8He/8He.html>.
- [4] The ACCULINNA Project <http://aculina.jinr.ru/>.
- [5] U400M Accelerator Complex <http://flerovlab.jinr.ru/flnr/u400m.html>.
- [6] Ziegler J. F., Biersack J. P. and Ziegler M. D. SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter 2008, ISBN 0-9654207-1-X., SRIM Co; <http://srim.org/>

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРА ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ НА СВИНЦОВОЙ МИШЕНИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЕЁ ПРОТОНАМИ 660 МЭВ

И. Адам^{1,2}, И. Врзалова¹, И. Гайсак³, Л. Заворка¹, Ю. Киш³, С.В.Корнеев⁴,
М. Максим³, Б.А.Марцынкевич⁵, С. Мухаммедов⁶, А.А. Солнышкин¹,
В.И.Стегайлов¹, А.М.Хильманович³, Ж.Х. Хушвактов^{1,6}, В.М.Цупко-Ситников¹

¹ ЛЯП им. В.П. Дзелепова, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

² Институт Ядерной Физики Чешской Академии Наук, г. Ржеж, Чехия

³ Ужгородский Национальный Университет, г. Ужгород, Украина

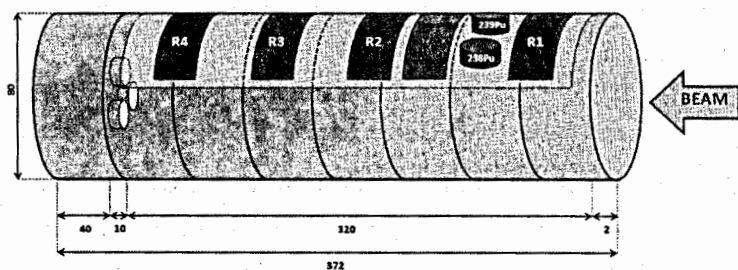
⁴ Объединенный Институт Энергетических и Ядерных Исследований – Сосны,
НАН Беларуси, г. Минск, Республика Беларусь

⁵ Институт Физики им Б.И.Степанова, НАН Беларуси, г. Минск, Республика
Беларусь

⁶ Институт Ядерной Физики АН РУз, г. Ташкент, Узбекистан

Для исследования нейтронных полей на установке «ГЕНЕРАТОР», состоящей из массивной свинцовой мишени, использовался набор нейтронно-активационных детекторов. Установка облучалась пучком протонов с энергией 660 МэВ на ускорителе «ФАЗОТРОН». Результатом работы является экспериментальное восстановление мягкой области (до 15 МэВ) спектра нейтронов производимого массивной свинцовой мишенью при облучении ее протонами с энергией 660 МэВ.

Эксперимент проведен на протонном ускорителе «ФАЗОТРОН» в ЛЯП ОИЯИ. Для наработки вторичных нейтронов использовалась массивная свинцовая мишень диаметром 8 см и длиной 33 см (установка «ГЕНЕРАТОР»), которая облучалась пучком протонов с энергией 660 МэВ. Интегральный поток протонов



на мишени составил величину $7.75(3)E+14$ частиц за 484 мин облучения. Для определения

Рис.1. Свинцовая мишень (установка «ГЕНЕРАТОР»).

потока протонов использовалась ядерная реакция $^{27}Al(p, 3pn)^{24}Na$, сечение которой для протонов с энергией 660 МэВ хорошо известно и составляет $10,7 \pm 0,1$ мб.

Для восстановления спектра нейтронов использовались активационные

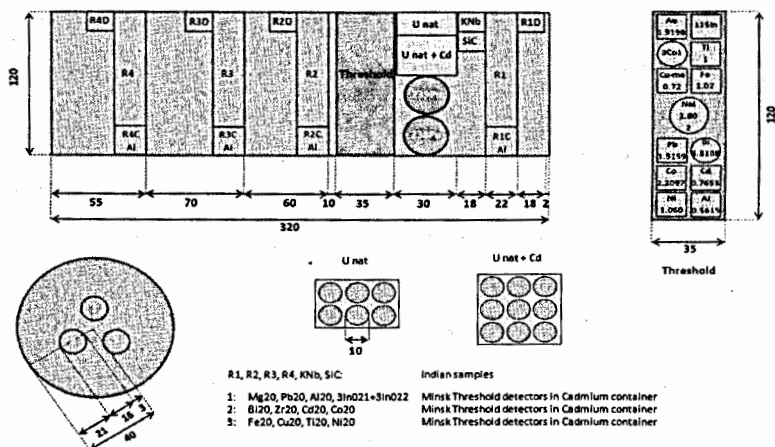


Рис.2. Размещение исследуемых образцов и пороговых детекторов на поверхности свинцовой мишени (установка «ГЕНЕРАТОР»).

детекторы Mg, Pb, Al, In, Bi, Zr, Cd, Co, Fe, Cu, Ti, Ni. Размеры активационных детекторов составляли $\approx 12 \times 0.2 \text{ мм}^2$. Во время облучения активационные детекторы размещались на поверхности свинцовой мишени как это указано на рисунке 2.

После облучения образцы перемещались на спектрометрический комплекс ЯСНАПП-2 [1] в ЛЯП ОИЯИ, где с помощью HPGe измерялись их γ -спектры в течение различных временных интервалов. Спектры обрабатывались с помощью программы DEIMOS [2]. Идентификация ядер, образовавшихся в образцах и

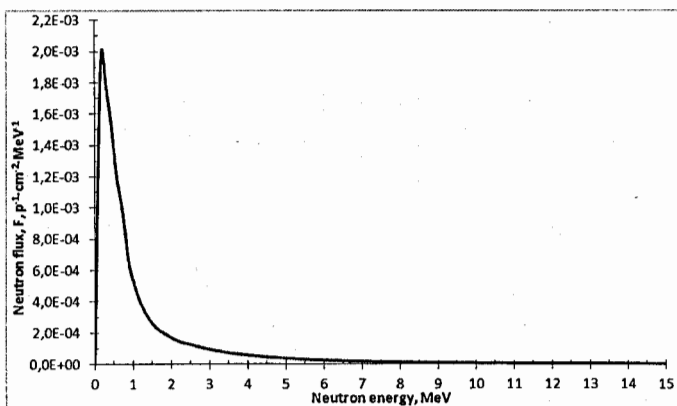


Рис.3. Восстановленный спектр нейтронов до 15 МэВ.

пороговых детекторов в результате реакций с вторичными нейтронами, проводилась с использованием литературных данных и пакета программ [3].

При определении скоростей реакций использовалось соотношение (1) [4].

$$R(A_r, Z_r) = \frac{Q(A_r, Z_r)}{N_t N_p}, \quad (1)$$

где $Q(A_r, Z_r)$ – скорость образования радионуклида (r), N_t – число атомов в образце, N_p – число падающих протонов на мишень.

Флюенс нейтронов $\Phi(E)$ определялся из уравнения (2) [5].

$$R = \int_{E_{thr}}^{\infty} \sigma_{eff}(E) \Phi(E) dE \quad (2)$$

где $\sigma_{eff}(E)$ – эффективное сечение.

На рисунке 3 приведен восстановленный нами спектр нейтронов до энергии 15 МэВ, а в таблице 1 перечень основных реакций используемых для его восстановления. Эффективное сечение реакции $\sigma_{eff}(E)$ является средним значением сечения $\sigma(E)$, усредненное по опорному спектру. В последних двух колонках таблицы представлены экспериментальные величины скоростей реакций R и их ошибки dR.

Таблица 1. Ядерные реакции, использованные для восстановления спектра нейтронов и их скорости R.

№	Nuclear reactions	E_{thr} [MeV]	σ_{eff} [cm ²]	R	dR
1	$^{111}\text{Cd} (n, n' \gamma) ^{111}\text{Cd}^m$	0,25	2,58E-25	1,26E-28	1,00E-29
2	$^{47}\text{Ti} (n, p) ^{47}\text{Sc}$	0,75	2,69E-26	3,68E-29	1,60E-30
3	$^{58}\text{Ni} (n, p) ^{58}\text{Co}$	0,9	1,57E-25	1,70E-28	9,00E-30
4	$^{204}\text{Pb} (n, n' \gamma) ^{204}\text{Pb}^m$	0,95	2,33E-25	4,01E-29	3,70E-30
5	$^{54}\text{Fe} (n, p) ^{54}\text{Mn}$	1,25	1,40E-25	6,82E-29	3,60E-30
6	$^{46}\text{Ti} (n, p) ^{46}\text{Sc}$	3,05	9,46E-26	3,06E-29	1,40E-30
7	$^{59}\text{Co} (n, p) ^{59}\text{Fe}$	3,45	1,63E-26	8,31E-30	4,80E-31
8	$^{90}\text{Zr} (n, p) ^{90}\text{Y}^m$	3,85	1,02E-26	5,23E-30	1,50E-31
9	$^{65}\text{Cu} (n, p) ^{65}\text{Ni}$	3,95	7,72E-27	1,26E-30	1,70E-31

10	$^{54}\text{Fe} (n, \alpha) ^{51}\text{Cr}$	4,75	4,57E-26	2,36E-29	1,40E-30
11	$^{56}\text{Fe} (n, p) ^{56}\text{Mn}$	5,4	3,84E-26	1,59E-29	9,00E-31
12	$^{48}\text{Ti} (n, p) ^{48}\text{Sc}$	5,95	2,14E-26	4,07E-29	1,2E-30
13	$^{24}\text{Mg} (n, p) ^{24}\text{Na}$	6,15	6,96E-26	2,31E-29	1,10E-30
14	$^{27}\text{Al} (n, \alpha) ^{24}\text{Na}$	6,75	5,08E-26	1,79E-29	7,00E-31
15	$^{59}\text{Co} (n, \alpha) ^{56}\text{Mn}$	6,95	1,38E-26	5,80E-30	2,90E-31
16	$^{96}\text{Zr} (n, 2n) ^{95}\text{Zr}$	8,05	5,88E-25	9,08E-30	4,50E-31
17	$^{204}\text{Pb} (n, 2n) ^{203}\text{Pb}$	8,65	8,16E-25	8,78E-29	2,90E-30
18	$^{116}\text{Cd} (n, 2n) ^{115}\text{Cd}$	9,05	6,22E-25	2,78E-29	2,00E-30
19	$^{113}\text{Cd} (n, p) ^{113}\text{Ag}$	10,25	1,76E-26	1,25E-29	1,60E-30
20	$^{65}\text{Cu} (n, 2n) ^{64}\text{Cu}$	10,45	3,84E-25	4,55E-29	4,00E-30
21	$^{108}\text{Cd} (n, 2n) ^{107}\text{Cd}$	10,85	5,63E-25	1,99E-29	2,40E-30
22	$^{59}\text{Co} (n, 2n) ^{58}\text{Co}$	11,05	3,81E-25	8,31E-29	3,30E-30
23	$^{50}\text{Ti} (n, \alpha) ^{47}\text{Ca}$	11,45	5,22E-27	4,05E-31	3,80E-32
24	$^{112}\text{Cd} (n, p) ^{112}\text{Ag}$	11,5	1,93E-26	1,18E-29	7,00E-31

25	$^{90}\text{Zr} (n, 2n) ^{89}\text{Zr}$	12,45	4,77E-25	9,51E-29	2,20E-30
26	$^{58}\text{Ni} (n, 2n) ^{57}\text{Ni}$	13,45	4,89E-26	1,27E-29	7,00E-31

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kalinnikov et al. // Nucl. Instr. and Meth., 1992, V. B70, P. 62-68.
2. J. Frana // J. Radioanal. Nucl. Chem. 2003, V. 257, 583.
3. И.Адам и др. // Препринт ОИЯИ, Р10-2000-28, Дубна, 2000, 22 с.
4. Adam J. et al. JINR Preprint E15-2008-118. Dubna, 2008, 29 p.
5. Корнеев С.В, Марцынкевич Б.А, Хильманович А.М.// Письма в ЭЧАЯ.

2013г (принята в печать).

ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Председатель секции: д.ф.-м.н. Е.М. Сыресин

Секретарь секции: Н.В. Анфимов

ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОПИКСЕЛЬНЫХ ЛАВИННЫХ ФОТОДИОДОВ СКАНИРУЮЩИМ ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ

Н.В. Анфимов

ЛЯП им. В.П. Джелепова, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

Микропиксельный Лавинный ФотоДиод (МЛФД) - представляет из себя полупроводниковый фотодетектор, состоящий из множества микросчетчиков фотонов - пикселей. Каждый пиксель работает в режиме да/нет, но МЛФД, в целом, является "аналоговым" прибором, способным измерять интенсивность света в диапазоне, ограниченном числом пикселей. Наиболее распространенный тип МЛФД - поверхностно-пиксельный, имеет плотность пикселей порядка 1000 мм^{-2} , что ограничивает области возможного применения МЛФД. Увеличение плотности пикселей приводит к уменьшению геометрического фактора (фактора заполнения). Уникальная разработка ОИЯИ - глубинный МЛФД имеет плотность пикселей до $40\,000 \text{ мм}^{-2}$, без существенной потери эффективности регистрации фотона. В ряде работ, например [1], утверждалось, что в такой конструкции эквивалентный фактор заполнения близок к 100%. Однако, замечено, что эффективность изменяется в зависимости от плотности и размеров пикселей, что неявно указывает на неэффективность работы части площади и, соответственно не 100% геометрический фактор.

В настоящей работе было выполнено сканирование различных типов МЛФД лазерным пучком малого размера ($\sim 1 \text{ мкм}$). Методика была изначально отработана в Карловом Университете в г. Прага, Чешская Республика на поверхностно-пиксельных МЛФД красным (660 нм) лазерным пучком. И позже адаптирована для глубинных МЛФД. Дополнительно создается установка для сканирования фотодиодов голубым (440 нм) лазером в филиале НИИЯФ МГУ (г. Дубна). Результаты сканирования выявили пиксельную структуру глубинного МЛФД, что свидетельствует о не 100% эффективности сбора зарядов на пиксели, что

эквивалентно уменьшению фактора заполнения.

[1] Z. Sadygov, et. al. Microchannel avalanche photodiode with broad linearity range. Technical Physics Letters, №6, v.36, p. 528-530, ISSN:1063-7850, eISSN:1090-6533

РАЗРАБОТКА И МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ МАГНИТНЫХ ОХЛАЖДАЮЩИХ УСТРОЙСТВ, РАБОТАЮЩИХ ПО КАСКАДНОМУ ЦИКЛУ*

О.В. Балбихина, А.Ю. Карпенков, Д.Ю. Карпенков, К.П. Скоков

Тверской государственной университет, г. Тверь, Россия

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время все актуальнее становятся вопросы касемо альтернативных принципов охлаждения, не связанных с применением традиционных хладагентов [1].

Технология магнитного охлаждения успешно применяется для получения сверхнизких температур и является перспективным методом охлаждения при температурах вблизи комнатных [1-2]. Данная технология основывается на магнитокалорическом эффекте (МКЭ), который определяется как изменение температуры, наблюдаемое в большинстве магнитных материалах при изменении внешнего магнитного поля. Основываясь на МКЭ, возможно создание магнитных холодильников - машин, где магнитные материалы выступают в качестве рабочих тел вместо газа, а процессы намагничивания или размагничивания используется вместо процессов сжатия или расширения.

Заинтересованность в магнитных холодильниках, связанна с их энергетически и экономически выгодным потенциалом, высокой эффективностью, надежностью и экологичностью.

Эффективность работы магнитного рефрижератора (МР) зависит от различных конструкционных решений: объем рабочего тела, конфигурация источника магнитного поля, качественная конструкция рабочей области рефрижератора [3]. Результат решения данных конструкционных задач и определяет основные

* Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 12-02-31314 и № 13-02-00856 и стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам на 2012-2014 годы.

характеристики МР: температурный диапазон охлаждения, мощность охлаждения и холодильный коэффициент.

Магнитные системы, собранные из постоянных магнитов, являются более подходящими для использования в МХ. Это обуславливается тем, что они не требуют энергии для того чтобы сгенерировать магнитное поле и к тому же они имеют относительно небольшие геометрические размеры, что позволяет создавать компактные МР [4]. В идеале, магниты в системе должны располагаться так, чтобы создавать максимально возможное поле в как можно большем зазоре, при этом должно использоваться минимум магнитного материала.

Использование технологии магнитного охлаждения при создании магнитных рефрижераторов, работающих по простым циклам и использующих в качестве источника магнитного поля системы из постоянных магнитов с максимальной величиной магнитной индукции 1-2 Тл, в самых реалистичных сценариях способно обеспечить

охлаждение необходимого объема всего на несколько градусов [2]. Это означает, что магнитокалорический материал должен использоваться в качестве активного компонента в регенеративных или каскадных процессах (циклах). Принцип каскадного рабочего цикла заключается в том, что каждый элемент рабочего тела непосредственно является тепловым насосом для соседнего элемента. Таким образом, магнитная система для МХ, работающего по каскадному циклу, должна состоять из нескольких однотипных элементов.

ДЕТАЛИ МОДЕЛИРОВАНИЯ

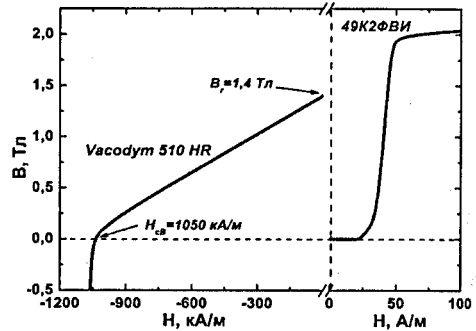


Рисунок 1. Полевые зависимости индукции для материалов, используемых при моделировании.

Для моделирования различных конфигураций магнитных систем, а так же для численной оценки величины создаваемого ими полей использовалась программа ELCUT 5.10.

При моделировании магнитных систем использовались магнитные характеристики реальных материалов. В качестве магнитотвердых материалов были выбраны магниты на основе соединения NdFeB марки Vacodum 510 HR. На рисунке 1 приведены кривые намагничивания используемых для моделирования материалов.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Одним из преимуществ МР является их компактность, поэтому исследуемая магнитная система была разработана с целью максимального уменьшения геометрических размеров конечного устройства. Конструкция и линейные размеры элемента разработанной системы представлены на рисунке 2в. Основа

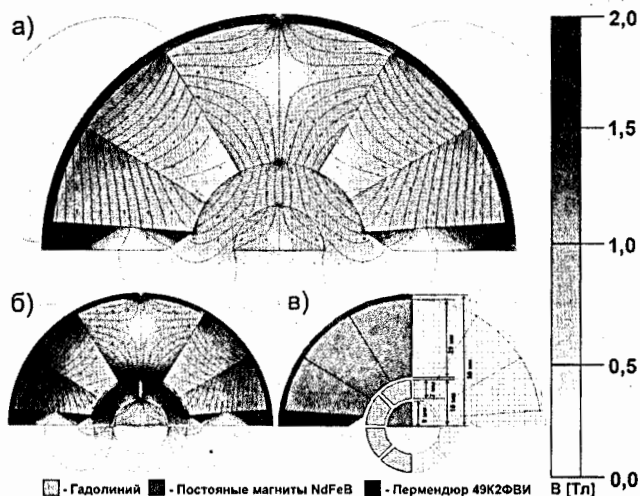


Рисунок 2. Конфигурация создаваемого системой магнитного поля: а) без рабочего тела; б) с рабочим телом; в) конструкция и линейные размеры

конструкции – это два сектора, собранных из специальным образом сориентированных магнитов.

С целью приближения результатов моделирования к работе реального устройства была промоделирована данная магнитная система с использованием рабочего тела, в качестве которого был выбран редкоземельный металл гадолиний, используемый в настоящее время в большинстве созданных прототипов МР [3].

Результаты моделирования магнитной системы при использовании рабочего тела и без него приведены на рисунке 2б и 2а, соответственно.

К преимуществам данной системы можно отнести следующие позиции: а) высокая однородность и четкое разграничение областей с низким и высоким значениями индукции создаваемого магнитного поля; б) непрерывное вращение магнитокалорического материала, что позволяет добиться высокой частоты работы магнитного холодильника; в) непрерывное использование областей с высоким значением магнитного поля.

Совсем недавно авторами [4] для характеристик магнитных систем, используемых в магнитных холодильниках, был введен параметр Λ_{cool} , определяемый как:

$$\Lambda_{cool} = \left(\langle B_{\max}^{2/3} \rangle - \langle B_{\min}^{2/3} \rangle \right) \frac{V_{\text{зазора}}}{V_{\text{магн}}} P_{\text{поля}}$$

где $V_{\text{магн}}$ - это объем магнитов, $V_{\text{зазора}}$ - объем, в котором создается магнитное поле, $P_{\text{поля}}$ - это интервал времени цикла, в течение которого магнитокалорический материал находится в магнитном поле, $\langle B_{\max}^{2/3} \rangle$ - это усредненная по объему индукция, создаваемого в зазоре магнитного поля в степени $2/3$ и $\langle B_{\min}^{2/3} \rangle$ - это усредненная по объему индукция магнитного поля в степени $2/3$ в области, где магнитокалорический материал находится в размагниченном состоянии.

Для оценки эффективности данной магнитной системы воспользуемся так же параметром Λ_{cool} . Используя данные рисунков 2а-в и, предполагая, что параметр $P_{\text{поля}}=1$, что говорит о том, что область с наивысшим значением магнитного поля используется в течение всего цикла получим, что параметр $\Lambda_{cool}=0.145 \text{ Тл}^{2/3}$, что

соизмеримо с наилучшими опубликованными ранее конфигурациям магнитных систем [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Андреевко А.С., Белов К.П., Никитин С.А., Тишин А.М. Магнитокалорический эффект в редкоземельных магнетиках // УФН. 1989. Т.158. С.553–579.

[2] Tishin A.M., Spichkin Y.I. The magnetocaloric effect and its applications // Philadelphia: Institute of Physics Publishing, Bristol. 2003. 475 P.

[3] Yu B., Liu M., Egolf P.W., Kitanovski A. A review of magnetic refrigerator and heat pump prototypes built before the year // International Journal of Refrigeration. 2010. V.33. P.1029-1060.

[4] R. Bjørk, C.R.H. Bahl, A. Smith, N. Pryds // Review and comparison of magnet designs for magnetic refrigeration. International Journal of Refrigeration. 2010. V.33. P.437-448.

НОВЫЕ ИННОВАЦИОННЫЕ РАЗРАБОТКИ ДЛЯ МЕДИКО- БИОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В. Вартик¹

¹ЦКП «Нанобиофотоника», ОИЯИ, г. Дубна, Россия.

АННОТАЦИЯ

Мы рассматриваем теоретическое и практическое понимание устройств: КАРС (Микроскопия Когерентного Антистокского Рассеивания Света) и «Bioscope». В работе представлены методики исследований и соответствующие результаты.

ВВЕДЕНИЕ

Открытия в биологии часто возникают из-за развития новых инструментов микроскопии. Многих проблем можно решать только после введения подходящих микроскопических методов. КАРС обеспечивает прямой и неинвазивный подход к визуализации нуклеиновых кислот, белков и других молекул работающие в живых клетках, с достижением трехмерного изображения с высоким пространственным, спектральным разрешением, высокая скорость сканирования, высокой чувствительности и высокой избирательности химических веществ. КАРС микроскопия обеспечивает информацию об химическую и физическую структуру образцов на субмикронные размеры[1].

Биоскоп может быть использован в качестве нового инструмента для диагностики в медицине и биологии. Принцип работы устройство на основе измерения интенсивности лазерного света[2].

Обычно используемая в научных исследованиях аппаратура ориентирована на оценку отдельных физико-химических показателей организма. И только после детального анализа всей показателей можно делать определенные заключения об изменениях на целостном уровне организма. В связи с этим особый интерес представляет вопрос о возможности использования в биологических исследованиях нового аппаратурного комплекса «Биоскоп», предназначенного

для получения оценки интегративного состояния биологических объектов бесконтактно (дистанционно) и в реальном времени[3].

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

КАРС микроскоп. В микроскопе используется несколько каналов записи за один скан: сигнал в прямом направлении (F-CARS), сигнал в обратном направлении

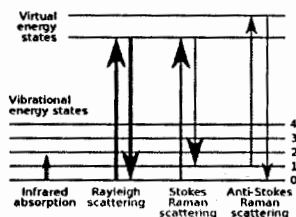


Рис.1. Энергетическая диаграмма.

(E-CARS), сигнал рассеянного излучения на лазерной частоте (Reflected), сигнал проходящем свете (Transmission) и люминесцентный сигнал (рис.1). Таким образом, поставлена задача получить и исследовать результаты с каждого канала.

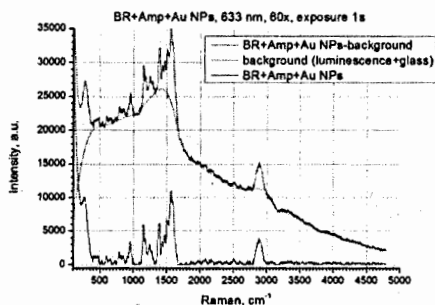


Рис. 2. Раман спектр бактериородопсина ($1530, 2875 \text{ cm}^{-1}$) в ампиоле ($1200, 1450 \text{ cm}^{-1}$) с наночастицами золота ($1360, 1410 \text{ cm}^{-1}$).

Для получения раман спектров используется накачка на 633 нм. В биологических образцов время сканирования задавали по 1 секунде (рис.2).

На люминесцентном канале были получены спектры оксифторидного стекла допированного ионами $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$, при накачке на 980 нм, в результате чего наблюдалось процесс апконверсии (излучение в зелено-синее область) (рис.3А).

Для получение сигнала E-CARS использовался раман спектр липидов DPPC (рис.3Б). Для получения сигнала E-CARS нужно подстраивать ОРО: $\lambda_{\text{нак.}} = 924 \text{ нм}$, $\lambda_{\text{ст.}} = 1064 \text{ нм}$, что соответствует резонансу полистирена на частоте 1445 см^{-1} (то есть сигнал E-CARS представляет с собой измерение спектра конкретного пика на длине волны 816 нм и время измерения 3с).

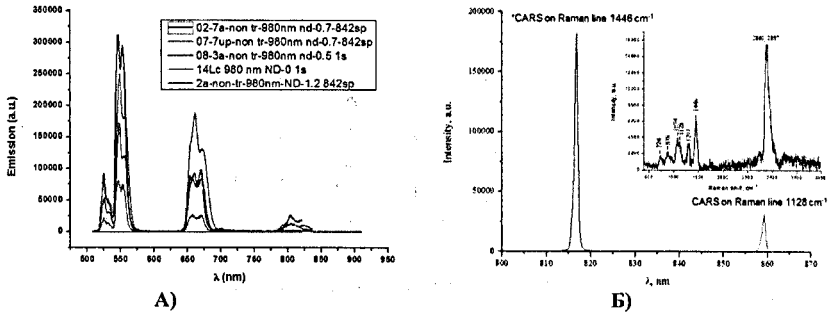


Рис.3. Люминесцентный спектр апконверсии оксифторидного стекла допированного ионами $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ с разными матрицами (А). Спектр E-CARS который соответствует резонансу липида DPPC на чистоте 1445 (Б).

КАРС представляет особое преимущество при получении раман-картинках (рис.4), то есть получить картинки по селективности частот (это позволяет исключить традиционные методы селективного измерения с помощью красителей, маркеров) и получение спектров в каждом пикселе данных картинок.

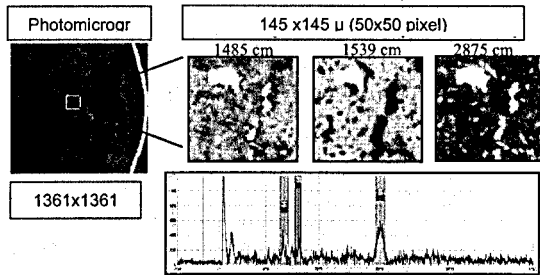


Рис. 4. Раман-картинки при селектирование 3 разных частот бактериородопсина в ампифиле с nano частицами золота.

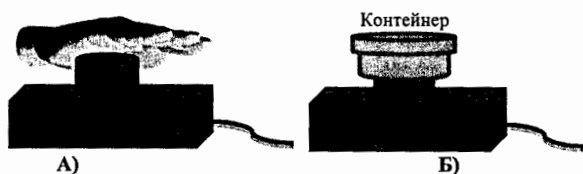


Рис. 5. Схема измерений для каждого эффекта (А – 1 эффект, Б – 2 эффект).

«Биоскоп». Во время исследования данной разработке были выявлены 3 главных эффекта: 1. Изменение интенсивности отражённого света, зарегистрированное с помощью датчика, который варьирует в зависимости от измеренного биологического объекта (рис.5а), 2. Изменение интенсивности отраженного света зарегистрированное с помощью датчика, которая образуется при химической реакции сопровождаемая эффектом энтропии (рис.5б) и 3. Временная «биологенизация». Отдельно были проведены ряд экспериментов, которые демонстрируют непричастность к регистрируемые эффекты: термообмен, электромагнитные поля, вращение света в оптоволокно, вибрация моторчика, и др. Биоскоп реагирует только на живые объекты, а на не живые не наблюдаются изменения в регистрируемые сигналы, исключение только для воды (рис. 6).

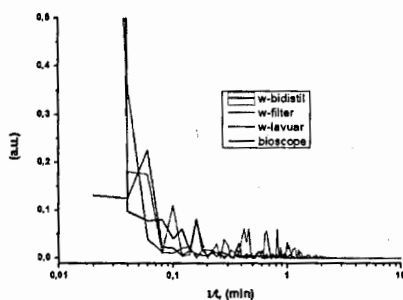


Рис. 6. Распределение частот по логарифмической шкале X сигнала от различных источников воды.

Для исследования первого и третьего эффекта были измерены сигналы от руки и яблоко в расстоянии от датчика 1 см в течение 30 мин и с шагом в 0,1 секунда (рис.5а). Для вычисления «биологенизации» яблоко, были сделаны ряд

математических операции и было выявлено достоверность эффекта и сильная корреляция между сигналом от руки и от биологенизированного яблоко (рис.7).

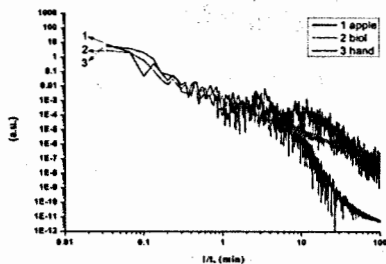


Рис. 7.

Рис. 7. Распределение частот по логарифмической шкале XY сигналов от (1-черная линия) яблоко, (3-синяя линия) руке и от (2-красная линия) биологенизированного яблоко.

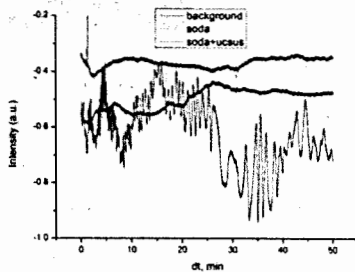


Рис. 8.

Рис. 8. Регистрация сигнала Биоскопом во время измерени химических реакций – пищевая сода+уксус.

Объяснение тому что «Биоскоп» реагирует только от живых биологических объектов приводит к выводу что изменения в регистрированного сигнала происходит благодаря энтропией. В этом случае мы измерили самое обыкновенное химическая реакция между уксусом и пищевой соды (рис.8) в течение 50 мин, при котором и можно объяснить данные выводы.

ВЫВОДЫ

Данные инновационные устройства дают возможность использовать их в сегодняшних самых интересующих областей науки, нанотехнологии и именно в физико-биологических исследований.

Что касается КАРС микроскопа, были исследованы и получены спектры и картинки с большой вибрационной селективности, высокое пространственное разрешение 2D и большой скорости сканирования благодаря пикосекундных лазеров (что очень важно для исследования биологических живых объектов), поляризационные устройства, и др. Таким образом КАРС показывает себя как перспективную дополнительную технику в микро-спектроскопии, подходящий инструмент для исследования в биологии, фармацевтики, медицине.

Исследования данных полученные Биоскопом демонстрирует то что источник сигналов при дистанционное влияние биологических систем не может быть объяснено с помощью известных традиционных физических методов, но их можно попытаться объяснить в рамках кванта-механических представлений (влияние возникает от так называемого «квантовый ореол» во круг биологических объектов). Он может быть применен в качестве нового дополнительного биомедицинского инструмента для бесконтактной диагностики и мониторинга состояния больного во время лечения.

В будущем планируется тщательная изучения приборов с целью модифицировать и модернизировать не только техническую часть, но и софт программного обеспечения.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Michiel Muller and Andreas Zumbusch, Coherent anti-Stokes Raman Scattering Microscopy, ChemPhysChem 2007.

[2] Г.Т. Саркисов, Р.Ш. Саркисян, Безконтактная оценка функционального состояния крыс при экспериментальном трихинеллезе, Институт зоологии научного центра зоологии и гидроэкологии НАН РА; Совместный научно-экспериментальный центр ипээ им. А.Н. Северцова РАН И из НЦЗГЭ НАН РА, 2010.

[3] Draayer J.P., Grigoryan H.R., Sargsyan R.Sh., Ter-Grigoryan S.A. Systems and Methods For Investigation of Living Systems - United States Patent Application Publication, Pub. No.: US 2006/0044564 A1, Pub. Date: Mar. 2, 2006.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИСТЕМ ГИБКОЦЕПНОЙ ПОЛИМЕР-НАНОДИСПЕРСНЫЙ МЕТАЛЛ*

Б.С. Колупаев, Ю.Р. Максимцев, Е.В. Малиновский^{1#}

Ровенский государственный гуманитарный университет, г. Ровно, Украина

Многокомпонентные полимерные системы с нанодисперсным металлическим наполнителем представляют значительный интерес не только как заменители металла, но и как низко- и высокоомные проводники электротехнического назначения. Однако при этом возникают большие трудности, поскольку необходимо сочетать преимущества, присущие полимерным материалам, с электропроводностью, характерной для металлов. Соответственно, цель исследования – разработать метод получения гетерогенных полимерных систем (ГПС) и направленного регулирования их электрофизических свойств типом и концентрацией нанодисперсного металла в определенной полимерной матрице. С помощью электрического взрыва проводника в полимерной матрице получены ГПС, содержащие нанодисперсные порошки W, Cu (диаметром (20–45) нм) в ПММА, ПВХ, ПС в объеме (0+1,5) об.%. Во избежание контактных явлений исследование электрофизических свойств ($\rho_V, j, \epsilon', \operatorname{tg}\delta$) ГПС проводили в ячейке с электродами из металла, входящего в состав полимерного композита. Перед измерениями образцы выдерживали в течении 24 час. в эксикаторе над хлористым калием.

Результаты зависимости $\lg \rho_V = f(\varphi)_T$ (где φ – содержание наполнителя; T – температура) показали, что изменение удельного объемного сопротивления ρ_V ГПС наступает уже при введении первых долей электропроводящего наполнителя. Так, концентрационный ингредиент $\rho_V/d(\lg \rho_V)/d\varphi/$ при $T < T_g$

*Работа выполнена при финансовой поддержке МОН Украины (код проекта 2201040-2281).

malina7676@mail.ru

(где T_g – температура стеклования) в случае ПС+0,01 об.% Си составляет 1,26, а W – соответственно 1,67. При дальнейшем увеличении содержания нанодисперсных наполнителей величина ρ_V , после сингулярности в области $\varphi=0,06$ об.% ($W - 0,05$; Си – 0,07), имеет тенденцию к уменьшению. Характерно, что отжиг ГПС сдвигает область сингулярности вправо по шкале ρ_V-T . В предположении о сферичности наночастиц и равномерном их диспергировании в объеме полимера, исходя из трехкомпонентной модели: полимер в объеме – граничный слой (ГС) – нанодисперсный металл, расчет расстояния между частицами наполнителя показывает, что при $\varphi = \varphi_{кр}$ (где $\varphi_{кр}$ – критическое содержание наполнителя) оно составляет $(0,5 \div 1,5) \cdot 10^{-6}$ м. Соответственно, в ГПС в области рассмотренных содержаний нанодисперсного металла не образуется тонкопроводящих мостиков из частиц наполнителя. При этом исследовано влияние размера и характера упаковки наночастиц на электрофизические свойства композита. Для объяснения полученных результатов использованы избыточные функции, в которых избыточная величина $A = A_1 - A_2$ представляет собой разность между экспериментальной концентрационной зависимостью функции $A_1(\rho_1, j, \epsilon', tg\delta_1)$ и ее модельной идеальной составляющей A_2 . Такой подход позволил установить, что температурная зависимость свойств композита, в основном, обусловлена температурным коэффициентом $\rho_V, j, \epsilon', tg\delta$ полимерного связующего, находящегося в высокоэластическом состоянии.

Используя структурную модель идеальной, атермической и реальной смеси, установлено, что необходимо учитывать интер- и интрамолекулярные, а также межчастичные взаимодействия в ГПС, с помощью направленного изменения которых можно регулировать комплекс электрофизических свойств материала. По интенсивности изменения их величины, путем экстраполяции к $\varphi \rightarrow 1$, установлены условия реализации туннельного эффекта проводимости. С учетом, что электроны способны покидать поверхность нанодисперсного металла под

действием внешнего электрического поля ($E = (10^5 \div 10^6) \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$) и их потенциальная энергия вне металла (при $x > 0$) принимает вид: $U(x) = U_0 - eEx$ (где E – постоянное электрическое поле; U_0 – потенциальный барьер), определена вероятность участия электрона в проводимости системы:

$$D \approx c^2 \exp(-\delta/U(x)),$$

где δ – постоянная, характеризующая тип металла нанокompозита. Это дало возможность наблюдать резкую зависимость коэффициента D от величины поля E и большие токи при малых значениях D . На примере температурной зависимости электропроводности ПММА-систем показано, что при $T < T_g$ величина $\lg \rho_V = f(T)_\phi$ прямолинейно возрастает, а в высокоэластическом – вырождается в криволинейную. Вблизи T_g кривые $\lg \rho_V = f(T)_{\phi,E}$ претерпевают излом. Это дало возможность при $T < T_g$, исходя из условия $\gamma = \gamma_0 \exp(-\Delta E/kT)$, определить энергию активации проводимости ГПС. Так, для композиций на основе ПВХ, содержащего в качестве наполнителя нанодисперсные порошки вольфрама и меди, соответственно в количестве 0,05 и 0,11 об.%, величина ΔE составляет 36 и 69 кДж·моль⁻¹. Для исходного ПВХ энергия активации равна 24 кДж·моль⁻¹. Установлено, что по мере увеличения содержания нанодисперсного металла в полимерной матрице более 0,10 об.% величина ρ_V ГС уменьшается. В области $(0,10 \leq \phi \leq 0,15)$ об.% Cu эта величина соответственно в $1,6 \cdot 10^3$ раз меньше, чем систем ПВХ+W.

Исследования диэлектрической релаксации полимерных композитов в однородном поле при переменном напряжении источника питания показали, что величины ϵ' , ϵ'' , $\text{tg} \delta$ нелинейно зависят от содержания ингредиентов. При этом наблюдается дисперсия свойств. Так, величина ϵ нелинейно уменьшается по мере возрастания частоты действия электрического поля, типа полимерной матрицы, наполнителя.

ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Председатель секции: к.ф.-м.н. Т.А. Стриж

Секретарь секции: А.В. Мележик

ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ В МАТЕРИАЛАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ*

Е.И. Александров[#]

ЛИТ ОИЯИ, г Дубна, Россия

АННОТАЦИЯ

В данной работе рассматривается создание программного комплекса для моделирования тепловых процессов в материалах, облучаемых ионными пучками [1]. Созданный комплекс удовлетворяет следующим требованиям: «кроссплатформенность» – возможность использования комплекса на вычислительных платформах с различными операционными системами; «гибридность» – возможность запуска параллельных версий алгоритмов как на многоядерных системах, так и на системах с графическими ускорителями; «мультиалгоритмичность» – возможность запуска программных модулей, реализующих разные численные алгоритмы решения задач, и «эластичность» – возможность расширения комплекса путем добавления физических характеристик новых материалов в существующую базу данных, а также возможность добавления программных модулей, реализующих другие алгоритмы. Для удобства редактирования или добавления новых физических характеристик материалов, хранящихся в XML БД, разработаны и реализованы соответствующие программные интерфейсы.

* Работа выполнена в ЛИТ ОИЯИ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы» по теме: "Создание программного комплекса для численного решения больших задач современной электроники и лазерных нанотехнологий с использованием гибридных ЭВМ сверхвысокой производительности"

[#] aleksand@jinr.ru

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для удобства использования расчетных модулей для описанной выше физической задачи, необходимо создать комплекс удовлетворяющий следующим требованиям:

- Обеспечить проведение расчетов, как на персональных компьютерах, так и на суперкомпьютерах с гибридной архитектурой
- Иметь возможность интегрирования в более крупный комплекс GIMM_NANO
- Выходные данные должны быть представлены как в текстовом виде, так и в формате Tecplot Focus[2]
- Поддерживать различные OS

Были рассмотрен опыт построения других уже существующих комплексов и систем, таких как различные компоненты ATLAS TDAQ System[3-4] и HERWEB[5]. На основе этого были разработаны следующие принципы

- Кросс-платформенность – возможность запускать комплекс на различных OS
- Модульность – возможность выбора используемого расчетного модуля
- Гибридность – возможность запуска на CPU и GPU
- Эластичность – возможность добавления новых мишеней/ионов и возможность редактирования характеристик уже существующих.
- Стандартизированный входной и выходной потоки

РЕАЛИЗАЦИЯ ПРИНЦИПОВ

Теперь рассмотрим более подробно те принципы, что были заложены в созданный комплекс.

Кросс-платформенность. Для обеспечения кросс-платформенности следует выполнять следующие правила:

- По-возможности, избегать библиотек, которые работают только в определенной операционной системе. Если это невозможно, то нужно вставлять

альтернативный код для других систем, на которых планируется использование комплекса

- Использование типов переменных, которые будут одинаково определяться как на 32-, так и на 64-битовых архитектурах (например, `_int32`)

Модульность и гибридность. Модульность и гибридность осуществляется при помощи использования динамических библиотек, т.е. имеется базовый класс который наследуют все алгоритмы реализации задачи. Если в свою очередь у алгоритма существует параллельные реализации, то они наследуют уже ему (рис. 1).

Настройки существующий алгоритмом и их реализации происходит с помощью конфигурационного файла "config.xml". В нем находятся как общие параметры для

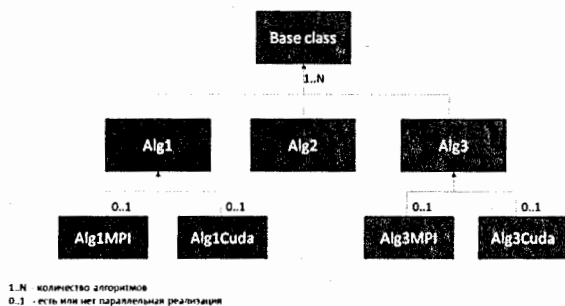


Рис. 1 Схема наследования классов

всех расчетных модулей: *default_method* - параметр определяющий выбор расчетного модуля по умолчанию (если пользователь во входящих параметрах не задаст его явно); *default_mode* - параметр определяющий выбор метода распараллеливания; *output_dir* - определяет директорию для выходных данных (файлов расчетов и лог файлов); так и параметры относящиеся к каждому конкретному расчетному модулю: *name* - определяет имя расчетного модуля; *id* - определяет уникальный номер расчетного модуля, использующийся для выбора пользователем модуля; *path/pathMPI/pathGPU* - параметры определяют путь к

соответствующим динамическим библиотекам, если библиотека для конкретного метода распараллеливания отсутствует, то соответствующий параметр, `path` или `pathMPI` или `pathGPU` не вносится в `config` файл.

Помимо выше перечисленных общих параметров, у каждого расчетного модуля существует набор индивидуальных параметров, которые удовлетворяют следующим требованиям: каждый параметр должен быть представлен как XML – элемент, находящийся внутри метода и иметь атрибуты – *name* (имя), *value* (значение), *type* (тип), *variation* (область допустимых значений), *comment* (описание).

Эластичность. Для обеспечения эластичности все физические данные хранятся в специальной базе данных. Данная база данных выполнена в виде файла в формате XML. Это позволяет легко и без использования сторонних программ посмотреть все значения и в случае необходимости внести в них изменения. Дополнительно был разработан API к базе данных для изменения ее непосредственно из программы.

Входной и выходной потоки. Входные данные задаются в виде файла в текстовом формате со следующей структурой: имя параметра, его тип и его значение. Ниже приведены возможные параметры и их описания: *ionId* – уникальный номер иона из физической базы данных; *targetId* – уникальный номер мишени из физической базы данных; *energy* – энергия иона, значение этого параметра находится в диапазоне 300 – 800 MeV; *numberR* – сетка по R; *numberZ* – сетка по Z; *algorithmId* – необязательный параметр, определяющий выбор расчетного модуля; *mode* – необязательный параметр, определяющий выбор метода распараллеливания.

Выходные потоки представлены в двух форматах это текстовый файл с различной информацией, например заданные входные параметры, и гистограмма в формате `Terplot`.

Комплекс. На рисунке 2 приведена структура полученного комплекса и



Рис. 2 Структура комплекса

пример результатов работы приведен на рис. 3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Одной из главных особенностей созданного комплекса является возможность интеграции его с другими расчетными модулями или даже его адаптация для других математических моделей. Кроме этого при проектировании других комплексов могут быть использованы отдельные принципы данного комплекса и способ их реализации.

```

11c-2 la=1 E=788
number2=500 numberR=180
time=1.81

Shohee Energy=791728
Zakaz Energy=698805

Bez Razmer Energy=1.81991

-----
hz=8.480882
hr=8.8085851
ht=1e-05
Kolichestvo vremenngh sloev=181000

Co=27330 Ci=4.451e+06
aL=418 aL1=91
G=4.85e+18

ae=0.150818 al=0.80828448
ge1=14.8189 gi1=8.090988

Tem.Plav. M1 =1726
tPl18e=4.75333
Mdel.Tem.Plav. M1 =383880
u0tPl18e =2.62

-----
c100tPl1=1 c188tPl1=1.5
c1tPl1=55.1167
tPl1=4329.33 tPl1a2=4289.33

Time all= 2892.64 sec
  
```

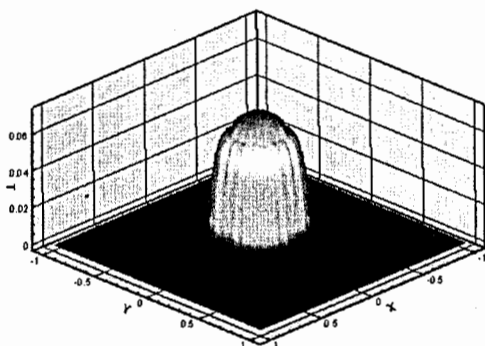


Рис. 3 Примеры выходных данных

Программный комплекс был протестирован на высокопроизводительных кластерах: Ixhub (ОИЯИ) и K100 (ИПМ).

Одним из перспективных направлений использования данного комплекса является проведение, на его основе, сравнения эффективности работы алгоритмов MPI и CUDA для различных архитектур. По результатам сравнения определяются рекомендации по использованию того или иного алгоритма в зависимости как от параметров вычислительной платформы, так и параметров численного метода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] И.В. Амирханов, А.Ю. Дидык и др. “Распыление твердых тел под действием тяжелых ионов и температурные эффекты в электронной и решеточной подсистемах” *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. 2006. Т. 37. № 6. С.1592-1644.

[2] <http://www.tecplot.com/>.

[3] E. Alexandrov, I. Alexandrov, S. Kolos, V. Kotov “Web Monitoring Interface Architectural Analysis and Design”,
https://edms.cern.ch/file/822820/1/WMI_Design_2.pdf, 2007

[4] I. Soloviev “Configuration Databases in the ATLAS DAQ Prototype Project”
Computing in High Energy Physics Conference, 1998

[5] E. Alexandrov, V. Kotov, V. Uzhinsky, P. Zrelov “HEPWEB - WEB Page for Monte Carlo Simulations in High Energy Physics”, Dubna, 2011

В настоящее время в Лаборатории Информационных Технологий реализуется проект по созданию прототипа центра Tier 1 в ОИЯИ. Подготовлены стойки для установки серверов и дисковых накопителей, обеспечен питание и каналы связи, прорабатываются варианты по стыковке с центром Tier 0 в ЦЕРН, Швейцария.

СХЕМА ПРОТОТИПА TIER 1 В ОИЯИ

На рисунке 2 представлена схема центра TIER 1 в ОИЯИ. Схема довольно сложна, мы не будем ее рассматривать в подробностях, а лишь отметим для себя, что нам необходимо заменить каналобразующее оборудование, отмеченное красным кругом.

Рассматривается вариант по установке Extreme Networks BlackDiamond X 8.

Коммутатор BlackDiamond X 8 является уникальным представителем коммутаторов высокой плотности портов. Малый размер и, при этом, необычайная гибкость, делает его идеальным как для Дата-центров и любых ЦОД, так и для пиринговых стыков и любых крупных площадок обмена трафиком. Созданный для больших виртуальных и облачных дата-центров, коммутатор BlackDiamondX8 предоставляет самую высокую в отрасли плотность портов 10GbE (768 портов) и 40GbE (192 порта).[3]

Впервые в России ExtremeBDX8 был представлен в мае 2012 года на выставке Связь-Экспокомм российским представительством ExtremeNetworks.

СРАВНЕНИЕ EXTREME NETWORKS BLACKDIAMOND X8 И DELL FORCE10 C300 CHASSIS-BASED SWITCHES

Рассматриваются варианты по установке Extreme Networks BlackDiamond X8 и dell force10 c300 chassis-based switches. Коммутаторы Dell force10 C300 используются в большинстве центрах Tier 1 и, в среднем, справляются с поставленными перед ними задачами.

Линейка коммутаторов Extreme Networks BlackDiamond X 8 линейка это оборудование следующего уровня. В таблице 1 приведены основные сравнительные характеристики, представленных моделей:

Таблица 1. Сравнительная характеристика Extreme networks blackdiamond x8 и dell force10 c300 chassis-based switches.

ХАРАКТЕРИСТИКА	EXTREMENETWORKS	FORCE10 C300
РАЗМЕР, U (UNIT)	14,5	13
ПОРТЫ 1 GB/S		384
ПОРТЫ 10GB/S	768	64
ПОРТЫ 40GB/S	192	-
ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ, ТБ/S	2.56	1.536

Тут стоит отметить, что в будущем, возможно, потребуется повысить производительность каналов связи с серверами, и нам необходимо будет иметь 67 портов, обеспечивающих соединение на скоростях до 10Gb/s, поэтому выбор в пользу Extreme Networks BlackDiamond X 8 будет вполне оправдан.

Производитель обещает в ближайшем будущем выход полноценных 100G портов и нового управляющего модуля, способного наподобие Summitx480 обрабатывать более 512K маршрутов в FIB (Forwarding Information Base), принимая FV (Full view).

Также одним из главных преимуществ BlackDiamond X 8 является малая задержка коммутации между портами. Она составляет всего 2,3 микросекунды. Этот показатель очень важен для работы высокопроизводительных вычислительных центров, ЦОД, Дата-центров и при построении решений для гибридных сетей с поддержкой передачи FC через Ethernet (FCoE). Таким образом, BDX8 может стать универсальным транспортом, для построения унифицированной ИТ-инфраструктуры, и, как следствие, снижению числа узлов обслуживания и вероятности отказа.[3]

Безусловно, Extreme не стремится сделать новый Cisco Catalyst 6500 своего времени, нагружая его всё более сложным и непрофильным функционалом. Не стоит искать на нём подобие UBRL (User-based rate limiting) или ждать появления модулей с NAT. Однако широкие возможности ExOS уже сейчас гарантируют всю палитру возможностей по коммутации и маршрутизации, а именно, полную

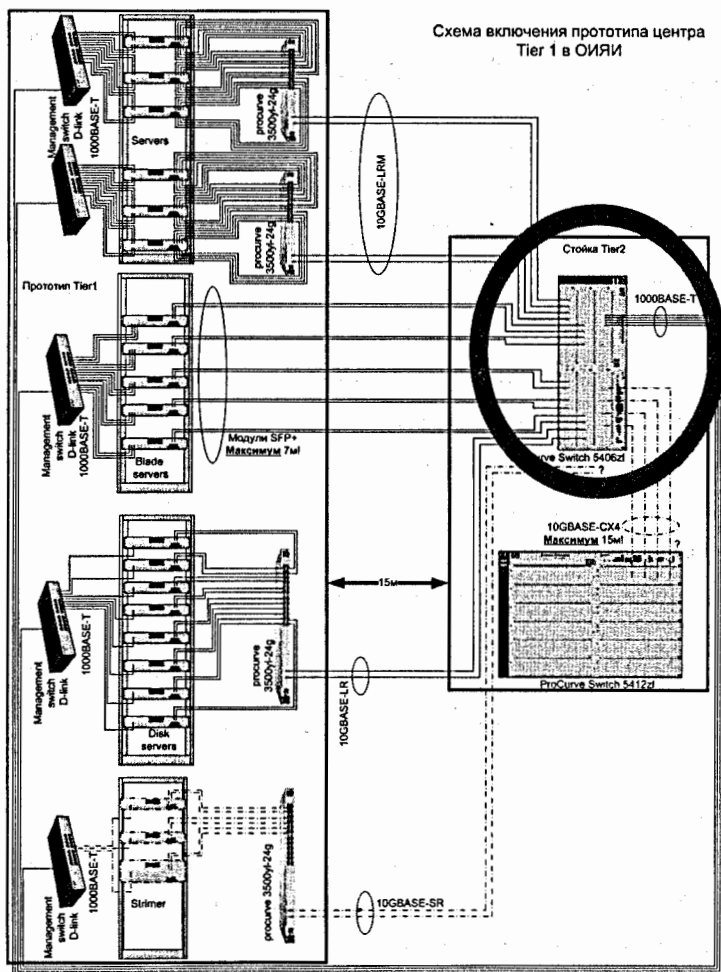


Рисунок 2. Схема включения прототипа центра Tier 1 в ОИЯИ.

поддержку BGP, OSPF, MPLS/VPLS, VR и, наконец, появившихся VRF (L3-VPN).[3]

СРАВНЕНИЕ САМЫХ МОЩНЫХ КОММУТАТОРОВ В МИРЕ

Линейка самых мощных коммутаторов постоянно обновляется. На сегодняшний день разные производители представляют несколько моделей для

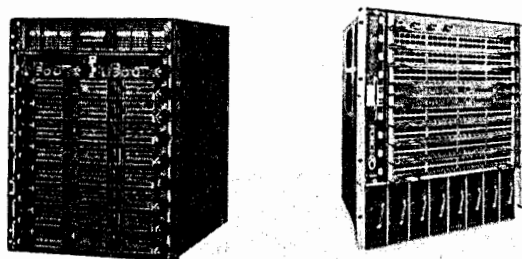


Рисунок 3. Extreme Networks BlackDiamond X8 (слева) [2] и Dell force10 C300 chassis-based switches (справа) [4].
 обслуживания Дата-центров. Мы рассмотрим Cisco Nexus 7018, Juniper QFXC08 и сравним их с BlackDiamond X 8.

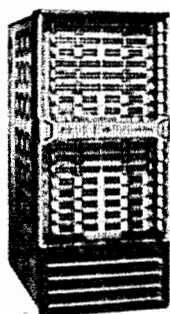
Основные характеристики приведены в таблице 2.

Проведя подробный анализ технических характеристик можно с уверенностью утверждать, что выбор коммутатора BlackDiamond X 8 является на сегодняшний день оптимальным для решения поставленных задач. Он позволит связать на своей площадке потоки трафика лабораторий ОИЯИ, а также объединить центры Tier 1, Tier 2 с центром Tier 0 в Швейцарии.

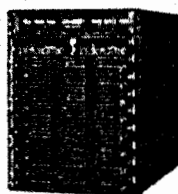
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ:

- [1] <http://www.extremenetworks.com/products/blackdiamond-x.aspx>
- [2] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCOPN/WebHome>
- [3] [http://shop.nag.ru/catalog/00001.Kommutatory/05288.Extreme-Networks/09598.48001#!prettyPhoto\[catalog_item_image_list\]/0/](http://shop.nag.ru/catalog/00001.Kommutatory/05288.Extreme-Networks/09598.48001#!prettyPhoto[catalog_item_image_list]/0/)
- [4] <http://www.dell.com/us/enterprise/p/force10-c-series>

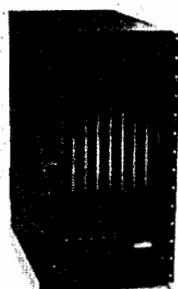
Самые мощные и новые коммутаторы



Cisco Nexus
7018



Extreme Networks
BlackDiamond X8



Juniper QFX
C08

Коммутаторы других производителей: Alcatel-Lucent, Arista, Avaya, Brocade, Force10, HP, Huawei и т.д. - в разы, а иногда на порядок менее производительные

Рисунок 4. Самые мощные коммутаторы в мире.

Таблица 2. Сравнение самых мощных коммутаторов в мире.

	CISCO NEXUS 7018	BLACKDIA MOND X8	JUNIPER QFX C08
РАЗМЕР, U (UNIT)	25	14,5	21
ЭНЕРГОПОТРЕБЛЕНИЕ ПРИ МАХ КОЛ-ВЕ ПОРТОВ, w	8753	4000	6420
ОБДУВ	SIDE-TO-SIDE	FRONT-TO-BACK	FRONT-TO-BACK
КОЛИЧЕСТВО 10GBIT ПОРТОВ ДЛЯ ПОДКЛЮЧЕНИЯ СЕРВЕРОВ	768	768	-
КОЛИЧЕСТВО 40GBIT ПОРТОВ ДЛЯ ПОДКЛЮЧЕНИЯ СЕРВЕРОВ	-	192	128

ПРОЕКТИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА MPD КОЛЛАЙДЕРА NICA*

К.В. Герценбергер^{1#}

¹ЛФВЭ им. В.И. Векслера и А.М. Балдина, ОИЯИ, Дубна, Россия

АННОТАЦИЯ

Обработка и хранение экспериментальных данных в современных экспериментах физики высоких энергий является крайне актуальными проблемами. Для решения этих задач в эксперименте MPD [1] ускорительного комплекса NICA началась разработка распределённого кластера на базе "фермы" серверов Лаборатории физики высоких энергий. Данная статья описывает подходы и методы проектирования такого распределённого кластера для обработки и хранения данных, получаемых с многоцелевого детектора. Приведена схема и состав кластера, развёрнутого к настоящему времени, а также методы и программное обеспечение для создания хранилища данных и распараллеливания обработки событий эксперимента MPD. В статье представлены два подхода к распараллеливанию обработки данных: использование инструмента PROOF программной среды ROOT и системы планирования, разрабатываемой автором данной статьи.

ПРЕДПОСЫЛКИ РАЗРАБОТКИ КЛАСТЕРА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА MPD

Согласно программе Объединенного института ядерных исследований по созданию ускорительного комплекса ионов в диапазоне энергии до 11 ГэВ/нуклон и многофункционального детектора MPD для исследования материи, образованной при столкновении тяжелых ионов, предусмотрено создание на базе Нуклотрона ускорительно-накопительного комплекса NICA. Для поддержки эксперимента MPD разрабатывается программная среда MPDRoot, служащая, как

* Работа поддержана грантом для молодых ученых и специалистов ОИЯИ 2012 года
gertsen@jinr.ru

для моделирования работы детектора, так и для реконструкции экспериментальных данных и последующего анализа событий столкновения тяжелых ионов, регистрируемых многоцелевым детектором.

Необходимость разработки распределённого кластера для эксперимента MPD обусловлена, прежде всего, следующими причинами: высокая скорость набора событий (до 6 КГц); в центральном столкновении Au-Au при энергиях NICA образуется до 1000 заряженных частиц; планируется годовой объем данных, получаемых с детекторов, порядка 5-10 ПБ; реконструкция события в MPDRoot занимает сейчас десятки секунд, поэтому последовательная обработка миллиона событий может занимать месяцы.

ОРГАНИЗАЦИЯ ХРАНИЛИЩА ДАННЫХ НА РАСПРЕДЕЛЁННОМ КЛАСТЕРЕ

В 2013 году началось развёртывание распределённого кластера на базе фермы ЛФВЭ для эксперимента MPD. Сегодня кластер включает шесть машин с общим числом ядер – 96, связанных сетью InfiniBand с пропускной способностью 10 Гб/с (рисунок 1).

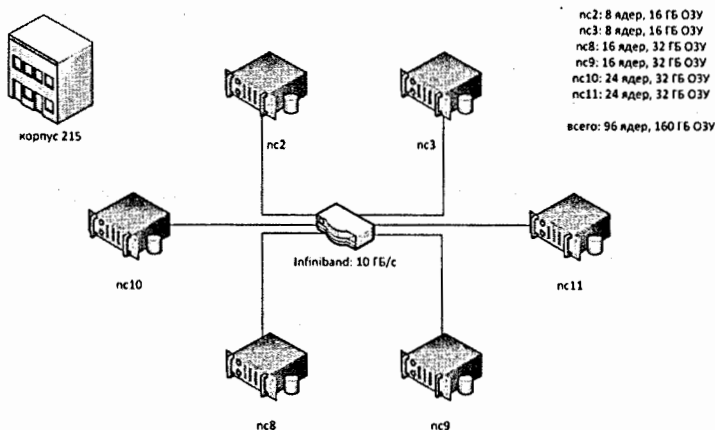


Рис. 1. Начальная схема кластера для эксперимента MPD в ЛФВЭ.

Для организации хранилища данных были проведены работы по развёртыванию и настройке на серверах распределённой файловой системы GlusterFS [2]. Она агрегирует существующие файловые пространства серверов в единую распределённую файловую систему. Для соединения узлов хранения можно использовать протокол TCP/IP или Infiniband RDMA. Автоматическая репликация, работающая в качестве фоновой службы, позволяет предотвратить потерю данных и восстановить файлы в случае аппаратного или программного сбоя жестких дисков. Особенностью файловой системы также является, постоянно работающая, фоновая служба самопроверки, которая восстанавливает поврежденные файлы в случае сбоев.

На шести серверах “фермы” ЛФВЭ существующие разделы на файловой системе ext3 были объединены в тома */nica/mpd/* разделяемого пространства на GlusterFS общим объемом 10 ТБ. Для домашних директорий пользователей создан разделяемый раздел */nica/user/*, таким образом, что пользователи, осуществляя вход на “ферму” через любой из серверов, оказываются в одной и той же домашней директории. Все тома реплицированы на жестких дисках разных машин. В настоящий момент более 60 пользователей эксперимента MPD активно используют разработанное хранилище данных на GlusterFS.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНСТРУМЕНТА PROOF ДЛЯ ОБРАБОТКИ СОБЫТИЙ MPD НА ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ АРХИТЕКТУРАХ

Инструмент PROOF, являющейся частью среды ROOT, использует независимый по данным параллелизм, обрабатывая одновременно данные разных событий. PROOF [3] позволяет проводить параллельную обработку данных в ROOT на трёх типах параллельных аппаратных платформах: на одной многоядерной машине, на вычислительном кластере гетерогенных машин и в системе GRID.

Поддержка инструмента PROOF была добавлена в программную среду MPDRoot. Запуск параллельной обработки данных событий эксперимента MPD реализован при помощи дополнительного параметра макроса, который, по

умолчанию, работает последовательно. В зависимости от значения параметра можно распараллеливать обработку событий на произвольной многоядерной машине при помощи PROOF-Lite или на вычислительном кластере PROOF On Demand. На рисунке 2 представлен график ускорения реконструкции событий MPD на кластере PROOF On Demand.

Работа PROOF On Demand на “ферме” ЛФВЭ реализована следующим образом. Клиент указывает, что задача будет исполняться на кластере PROOF и передает серверу задачу для параллельного исполнения. Сервер запускает задачу на рабочих узлах и передает им по одному событию. После обработки полученного события каждый освободившийся узел получает следующее событие для обработки. После

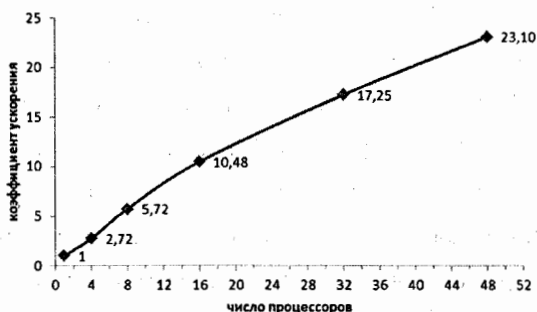


Рис. 2. Ускорение реконструкции смоделированных событий MPD.

обработки всех событий данные результата объединяются на сервере и пересылаются клиенту.

СИСТЕМА ПЛАНИРОВАНИЯ MPD-SCHEDULER

Для распараллеливания запускаемых работ на вычислительном кластере была разработана система планирования MPD-scheduler. Данный планировщик реализован на языке программирования C++ с поддержкой классов ROOT и использует систему планирования Torque/Maui для распределения работ по узлам вычислительного кластера. Работы, запрашиваемые на выполнение, передаются планировщику в виде XML-файла. XML-тэги работы описывают название

параллельно исполняющегося макроса, пути к файлам с данными и результатом, режим параллельной обработки и выделяемые работе ресурсы.

При выполнении работы планировщик MPD генерирует bash-скрипты, одновременно запускающие работы по обработке событий через систему планирования Torque на кластере. После завершения параллельной обработки планировщик объединяет файлы результатов в один файл.

Таким образом, были достигнуты следующие результаты: развёрнут распределённый кластер на базе “фермы” ЛФВЭ для эксперимента MPD, организовано хранилище данных при помощи распределённой файловой системы GlusterFS, организован сервер Proof On Demand для параллельной обработки событий эксперимента, разработан планировщик MPD-scheduler для распределения задач обработки данных MPD на кластере, получены практические значения ускорения, а также аналитическая оценка требуемой вычислительной мощности для эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] MPD Collaboration, “The MultiPurpose Detector – MPD. Conceptual Design Report”, JINR, 2012.
- [2] GlusterFS Developers, “Gluster File System 3.3.0. Administration Guide”, Gluster, 2012.
- [3] A. Hayrapetyan and M. Vala, “ROOT and PROOF Tutorial”, GridKa School, Karlsruhe Institute of Technology, 2012.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ И ОБРАБОТКА БОЛЬШИХ МАССИВОВ ДАННЫХ С УСКОРИТЕЛЕЙ

В.Б. Загер, А.И. Крылов

ЛЯР им. Г.Н. Флёрва, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

АННОТАЦИЯ

Для отображения и анализа данных с ускорителей ЛЯР было написано специальное программное обеспечение. Примененные при разработке методы могут быть использованы для реализации подобных проектов на других научно-исследовательских установках.

ВВЕДЕНИЕ

В Лаборатории Ядерных Реакций разработана и успешно применяется система контроля и анализа данных с ускорительных установок через интернет. Изначально система работала с небольшим количеством данных и их анализ и долговременное хранение не требовались. В настоящий момент время хранения составляет 3 месяца, а частота обновления данных 1 раз в 5 секунд, или около 100 новых записей в секунду. При таких нагрузках пришлось полностью переделать и оптимизировать программное обеспечение для быстрого и удобного отображения и анализа данных.

В настоящий момент реализованы следующие варианты работы с данными:

1. Построение статичных графиков средствами PHP
2. Построение динамичных графиков средствами Adobe Flash
3. Построение динамичных графиков средствами JavaScript
4. Построение и анализ данных с помощью Labview
5. Построение и анализ данных с помощью ROOT (PyROOT)

Для более детального анализа возможно подключение к базе данных через ODBC любой программой например Excel или Origin.

ПОЛНОЕ ОПИСАНИЕ

Для анализа и математических вычислений над данными и последующем их отображении в интернет был написан специальный многопоточный веб-сервер на Labview.

Основная идея заключается в том, что сервер слушает входящие соединения на порту и в зависимости от запроса запускает нужную программу, тоже написанную на Labview.

Результат работы сервер отправляет пользователю в виде изображения. Это очень удобно для построения сложной визуализации на веб-странице.

Стандартный механизм программы для веб-сервера такой:

- Получить данные запроса от веб-сервера
- Подключится к базе данных (или другому источнику данных)
- Обработать данные и построить график или значение
- Вернуть серверу дескриптор на контейнер содержащий результат
- Завершить работу

Применение Labview очень упрощает разработку программного обеспечения и не требует специальных знаний программирования, простейший модуль (плагин) состоит всего из нескольких элементов.

Аналогичным способом реализована работа с ROOT.

В качестве веб-сервера используется Apache, программы для работы с данными пишутся на Python и используют библиотеки PyROOT. Удобно использование Python программ через CGI или FastCGI интерфейсы.

ВЫВОДЫ

Применение предложенных методов повысило удобство и функциональность системы онлайн мониторинга ускорителей ЛЯР. Система универсальна и позволяет использовать написанные модули для анализа с любых источников данных, она была использована в ряде успешных экспериментов совместно с Федеральным космическим агентством Роскосмос.

Дальнейшее развитие системы: переход к NoSQL базе данных, что позволит увеличить скорость обработки запросов и время хранения данных до 2-х лет и более.

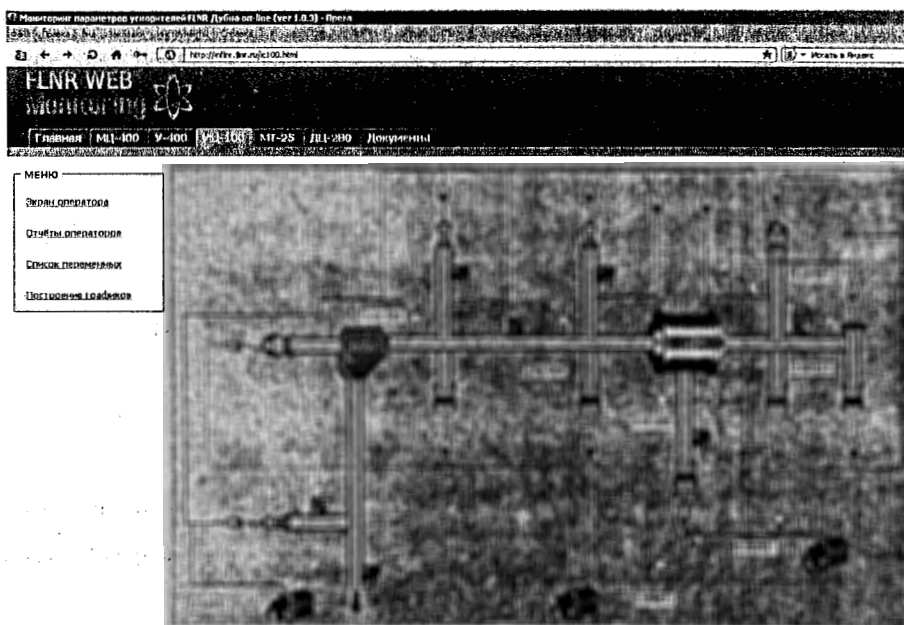


Рис.1 Отображение текущего состояния ускорителя ИИ-100, Вся графика генерируется средствами Labview.

РАЗВИТИЕ УЧЕБНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ И ТЕСТОВОЙ ГРИД-ИНФРАСТРУКТУРЫ*

Н.А. Кутовский^{1,2#}

¹ЛИТ, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

²Национальный центр физики частиц и высоких энергий Белорусского государственного университета, г. Минск, Беларусь

АННОТАЦИЯ

В данной статье приведена информация о работах, выполненных в 2012 году на учебно-исследовательской и тестовой грид-инфраструктуре, а также описаны текущие работы и планы по её развитию.

РЕОРГАНИЗАЦИЯ ИНФРАСТРУКТУРЫ

Для более эффективного использования аппаратных ресурсов и облегчения управления всей учебно-исследовательской и тестовой грид-инфраструктурой [1] была создана локальная облачная инфраструктура с использованием программного продукта OpenNebula (<http://opennebula.org>), которая в 2012 году была введена в эксплуатацию. Сервисы всех грид-полигонов учебно-исследовательской и тестовой грид-инфраструктуры были перенесены в это облако.

Также в данном облаке был развёрнут полигон для вычислений на базе персональных компьютеров – ПК (т.н. DesktopGrid, DG). Схема, соответствующая текущей конфигурации учебно-исследовательской и тестовой грид-инфраструктуры, представлена на рис. 1.

ПОЛИГОН НА БАЗЕ ЕМІ

В 2012 году все сервисы полигона ЕМІ были обновлены до последних на тот момент стабильных версии. Также в этот полигон был интегрирован грид-сайт Института физики (г. Баку, Азербайджан).

* В 2012 году работа поддержана грантом для молодых ученых и специалистов ОИЯИ.

Nikolay.Kutovskiy@jinr.ru

На данном сегменте инфраструктуры в 2012 году были проведены следующие мероприятия в рамках обучения грид-технологиям:

- с 26.09 по 12.10 практика по основам грид-технологий для студента из ЮАР;
- с 24.09 по 28.09 курс для системных администраторов из Института теоретической физики имени В. В. Боголюбова (Киев, Украина) и Национального технического университета Украины «Киевский политехнический институт» по установке и настройке сервисов UMD и AliEn;
- с 23.07 по 03.08 курс для системных администраторов из Египта, Монголии и Азербайджана по установке базового набора грид-сервисов EMI2;
- семестровые курсы по введению в грид-технологии для студентов и магистров УНЦ ОИЯИ и университета «Дубна».

ПОЛИГОН DESKTOPGRID

В подобных инфраструктурах в качестве вычислительных ресурсов используются ПК. Целью создания данного полигона в ЛИТ ОИЯИ является апробация технологии с последующей адаптацией в эту среду приложений, востребованных исследовательскими группами ОИЯИ и организаций из его стран-участниц. В качестве ПО для создания этой платформы был выбран пакет SZTAKI-BOINC, который вместе с пакетом 3G-bridge был развёрнут на виртуальной машине в облаке. Помимо этого, на нескольких ПК был установлен BOINC-клиент для использования их в качестве счётных узлов данного полигона. Инсталляция в полигоне на базе EMI дополнительного сервиса CREAM с компонентой EDGI executor с соответствующей настройкой позволила организовать запуск и выполнение задач из полигона EMI на вычислительных ресурсах DG.

С помощью запуска тестовых приложений произведена отладка полигона DesktopGrid. Идёт проработка различных аспектов построения и использования DG-среды из ресурсов организаций стран-участниц ОИЯИ.

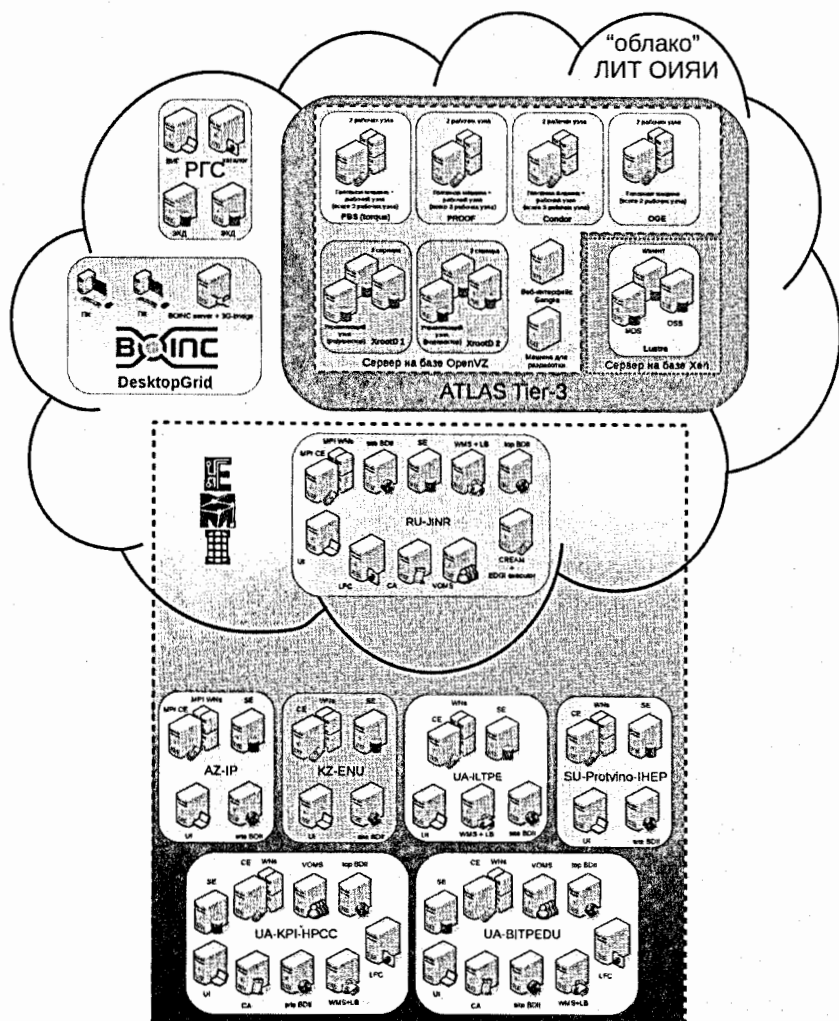


Рисунок 2. Схема учебно-исследовательской и тестовой грид-инфраструктуры.

ПОЛИГОН РГС

Для выполнения обязательств ЛИТ ОИЯИ в рамках участия в проекте создания Российской грид-сети (РГС) для высокопроизводительных вычислений на учебно-исследовательской и тестовой инфраструктуре был установлен следующий набор сервисов:

- 1) веб-интерфейс пользователя для разработки проблемно-ориентированных интерфейсов (ПОИ) в виде расширений к нему;
- 2) два элемента хранения данных на базе GridFTP;
- 3) машину для разработки подсистемы хранения данных (ПХД) РГС.

ПОИ разрабатывались для конкретных прикладных пакетов с целью облегчения работы пользователей в РГС, т.е. для выполнения таких операций, как формирование и запуск счётных заданий, контроль хода их выполнения и получение результатов вычислений. ПОИ призванные скрыть от пользователя детали и сложности работы самой грид-сети. Непосредственный счёт на вычислительных ресурсах выполняется с использованием того или иного конкретного прикладного пакета, который должен быть установлен на рабочих узлах грид-сайтов.

Командой ЛИТ ОИЯИ в 2012 году были разработаны ПОИ к таким прикладным программным пакетам, как Fire Dynamics Simulator (моделирование пожаров и задымлений) и ZondGeoStat (обработка геофизических, геохимических полей и данных дистанционных зондирований) [2].

Также в 2012 году членами этой же команды была разработана подсистема хранения данных РГС на базе GridFTP сервиса с возможностью каталогизации исходных данных и результатов расчетов, обеспечивающая аутентификацию и авторизацию пользователей при доступе к данным с использованием цифровых сертификатов X.509. Она предназначена для использования в качестве временного хранилища исходных данных и результатов расчетов пользователей РГС на время выполнения вычислений.

ТЕКУЩИЕ РАБОТЫ И ПЛАНЫ

Ведутся работы по увеличению количества счётных узлов полигона DG, а также отбор приложений из возможных кандидатов для адаптации в этот полигон.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Кутовский Н.А. «Учебно-исследовательская и тестовая грид-инфраструктура» // XV-ая научная конференция молодых учёных и специалистов ОИЯИ (14 - 19 февраля 2011, Дубна): труды. ОИЯИ, Дубна, Россия, 2011. С. 241 - 244.

[2] Kutovskiy N.A., Lensky I.I., Semenov R.N. Problem-oriented web-interfaces for Russian grid network // The 5th International conference «Distributed Computing and Grid-technologies in Science and Education» (Dubna, 16 - 21 July 3, 2012): proceedings. Dubna, 2012. P. 186-188.

МЕТОДИКА АДАПТАЦИИ ПРИКЛАДНОГО ПАКЕТА МЕЕР ДЛЯ РАБОТЫ В ГРИД-СРЕДЕ

Е.М. Мажитова

ЕНУ им. Л.Н.Гумилева, г. Астана, Казахстан

АННОТАЦИЯ

В данной статье описан алгоритм выполнения прикладных задач в грид-среде, на примере адаптации прикладного пакета Меер на платформе ЕМІ.

ГРИД ТЕХНОЛОГИИ

В последние годы быстрое развитие получили грид-технологии - инфраструктурные технологии промежуточного слоя, предоставляющие возможность интеграции вычислительных и информационных ресурсов глобальных сетей для решения сверхсложных и ресурсоемких задач вычислительного характера и/или обработки информации [1].

Архитектура грид представлена в виде иерархической структуры, состоящей из нескольких уровней со своими для каждого уровня сервисами, взаимодействующими посредством определенных протоколов.

Для взаимодействия уровней между собой требуется применение промежуточного программного обеспечения промежуточного слоя (ППО). К настоящему моменту существует несколько реализаций ППО для построения грид систем - это Condor, Globus Toolkit, ЕМІ.

Платформа ЕМІ

European Middleware Initiative (ЕМІ) - это программная платформа для высокопроизводительных распределенных вычислений. Целью проекта ЕМІ является поставка консолидированного промежуточного набора компонент на основе четырех основных поставщиков промежуточного программного обеспечения в Европе - ARC, dCache, gLite and UNICORE. ЕМІ является первым шагом на пути стабильной интеграции распределённых вычислений и услуг по управлению данными. Она предоставляет широкий набор технологий для

развертывания распределенной вычислительной инфраструктуры в Европе и за ее пределами [2].

В настоящее время ЕМІ является наиболее востребованным промежуточным программным обеспечением.

АДАПТАЦИЯ ПРИКЛАДНЫХ ПАКЕТОВ

Для того чтобы пользователи могли применять грид для своих нужд, их необходимо обучить работе в этой среде, а также адаптировать для нее прикладные программные пакеты (ППП) [3].

Прикладной пакет МЕЕР

МЕЕР (MIT Electromagnetic Equation Propagation) - это бесплатный программный пакет для моделирования электромагнитных систем методом конечных разностей во временной области (FDTD) [4]. Он предназначен для проведения параллельных вычислений с распределенной памятью на любых системах, поддерживающих стандарт MPI, и работает на любых Unix-подобных системах (например, GNU/Linux).

МЕЕР наиболее часто используется для расчета спектров отражения и прохождения электромагнитного излучения, расчета резонансных частот и соответствующих им мод, расчета распределений полей, возникающих в результате воздействия произвольных источников. Позволяет проводить моделирование одномерных (1D), двухмерных (2D), трехмерных (3D) систем.

Поскольку прикладной пакет МЕЕР удовлетворяет таким требованиям как:

- возможность запуска под ОС Linux,
- возможность вызова в режиме командной строки,
- отсутствие интерактивности,
- указание параметров запуска и входных данных через аргументы в командной строке и/или отдельном файле,

его можно адаптировать по следующей методике.

Методика адаптации предполагает выполнение следующих действий:

- разработка файла сценария, а именно настройка необходимой среды окружения, проверка выполнения всех необходимых условий для запуска приложения, вызов приложения с необходимым набором параметров;

- разработка файла описания задания на соответствующем языке конкретной грид-среды (jdl-файл).

Имея файл сценарий и jdl-файл, для работы с адаптированным пакетом пользователю необходимо:

- сформировать набор входных данных, таким же образом, как он бы это делал работая с этим же приложением у себя на компьютере локально.

- подправить в jdl-файле имена файлов с входными и выходными данными.

ОЖИДАЕМЫЙ РЕЗУЛЬТАТ

Возможность работы с пакетом MEEP в грид-среде, предоставляющей доступ к большим вычислительным ресурсам.

Пользователь сможет выполнять следующие операции:

- запускать задания, использующие пакет MEEP, на выполнение в грид-среде,

- контролировать ход выполнения задания в грид-среде, включая возможность отмены задания,

- получать результаты успешно завершенных заданий для дальнейшего анализа и/или проведения следующих этапов вычислений.

ЛИТЕРАТУРА

[1] А.П. Демичев, В.А. Ильин, А.П. Крюков, «Введение в грид-технологии», Препринт НИИЯФ МГУ - 2007 - 11/832 Москва.

[2] European Middleware Initiative - <http://www.eu-emi.eu/>.

[3] В. В. Кореньков, Н. А. Кутовский, Р. Н. Семёнов, «Опыт адаптации прикладных программных пакетов для работы в грид-средах», Компьютерные исследования и моделирование 2012 Т. 4 № 2 С. 339–344.

[4] Программный пакет MEEP - <http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Meep>.

ОПИСАНИЕ АДАПТАЦИИ ПРИКЛАДНОГО ПАКЕТА FDS НА БАЗЕ ПЛАТФОРМЫ ЕМІ

А.А. Оспанов

ЕНУ им. Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан

АННОТАЦИЯ

В данной статье приводится описание адаптация пакета FDS в грид-среде.

ГРИД ТЕХНОЛОГИИ

Грид – географически распределенная инфраструктура, объединяющая множество ресурсов разных типов (процессоры, долговременная и оперативная память, хранилища и базы данных, сети), доступ к которым пользователь может получить из любой точки, независимо от места их расположения. Грид предполагает коллективный разделяемый режим доступа к ресурсам и к связанным с ними услугам в рамках глобально распределенных виртуальных организаций, состоящих из предприятий и отдельных специалистов, совместно использующих общие ресурсы. В каждой виртуальной организации имеется своя собственная политика поведения ее участников, которые должны соблюдать установленные правила. [1]

Grid-технологии обеспечивают гибкий, безопасный и скоординированный общий доступ к ресурсам, под которыми понимаются не только процессорные ресурсы или ресурсы хранения информации, но и сетевые ресурсы, а также системное или прикладное программное обеспечение.

Платформа ЕМІ

European Middleware Initiative (EMI) - это программная платформа для высокопроизводительных распределенных вычислений. Целью проекта ЕМІ является поставка консолидированного промежуточного набора компонент на основе четырех основных поставщиков промежуточного программного обеспечения в Европе - ARC, dCache, gLite and UNICORE. ЕМІ является первым шагом на пути стабильной интеграции распределённых вычислений и услуг по

управлению данными. Она предоставляет широкий набор технологий для развертывания распределенной вычислительной инфраструктуры в Европе и за ее пределами [2].

В настоящее время, грид используется в различных сферах жизнедеятельности. В частности, широко применяется в научной сфере для решения сложных научных, производственных и инженерных задач, которые невозможно решить в разумные сроки на отдельных вычислительных установках. Так примером использования грид-технологий является адаптация прикладного пакета FDS в грид-среду.

ПРИКЛАДНОЙ ПРОГРАММНЫЙ ПАКЕТ FDS

Программа FDS (Fire Dynamics Simulator) реализует вычислительную гидродинамическую модель (CFD) тепломассопереноса при горении. FDS численно решает уравнения Навье-Стокса для низкоскоростных температурно-зависимых потоков, особое внимание уделяется распространению дыма и теплопередаче при пожаре.[3]

FDS - бесплатное программное обеспечение, разработанное Национальным институтом стандартов и технологии (НИСТ) министерством торговли США при содействии Технического научно-исследовательского центра VTT.

Первая версия FDS официально была выпущена в феврале 2000 года. На сегодняшний день приблизительно половина приложений модели служит для проектирования систем управления дымом и изучения активации спринклеров и детекторов. Другая половина служит для восстановления картины пожара в жилых и промышленных помещениях.

Основной целью FDS на протяжении своего развития было решение прикладных задач пожаробезопасности и в тоже время обеспечение инструмента для изучения фундаментальных процессов при пожаре.

Гидродинамическая модель (CFD) численно решает уравнения Навье-Стокса для низкоскоростных температурно-зависимых потоков, особое внимание уделяется распространению дыма и теплопередаче при пожаре. Основным

алгоритмом является определенная схема метода предиктора-корректора второго порядка точности по координатам и времени. Турбулентность выполняется с помощью модели Смагоринского «Масштабное моделирование вихрей» (LES). Прямое численное моделирование (DNS) можно выполнять, если лежащая в основе расчетная сетка достаточно точна.

FDS - это компьютерная программа, моделирующая процесс пожара. Программа, написанная на Fortran, считывает входные параметры из текстового файла, численно решает систему основных уравнений и записывает определенные пользователем выходные данные в файлы.

Методика адаптации пакета FDS в грид-среду предполагает выполнение следующих действий:

- разработка файла сценария, а именно настройка необходимой среды окружения, проверка выполнения всех необходимых условий для запуска приложения, вызов приложения с необходимым набором параметров;
- разработка файла описания задания на соответствующем языке конкретной грид-среды (jdl-файл).

Имея файл сценарий и jdl-файл, для работы с адаптированным пакетом пользователю необходимо:

- сформировать набор входных данных, таким же образом, как он бы это делал, работая с этим же приложением у себя на компьютере локально.
- подправить в jdl-файле имена файлов с входными и выходными данными.

ОЖИДАЕМЫЙ РЕЗУЛЬТАТ

В ходе выполнения данного этапа ожидается следующий результат: возможность пользователя формировать и запускать счётные задания в грид-сеть, контролировать ход их выполнения и получать результаты вычислений с помощью проблемно-ориентированного веб-интерфейса, скрывающем от пользователя детали и сложности работы самой грид-сети, а непосредственный счёт на вычислительных ресурсах будет выполняться с использованием

прикладного пакета, который должен быть установлен на рабочих узлах грид-сайта.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Белов С.Д., Сети нового поколения и грид-технологии, Учебный курс
- [2] European Middleware Initiative - <http://www.eu-emi.eu/>
- [3] Программный пакет FDS - <http://code.google.com/p/fds-smv/>

СОЗДАНИЕ СЕРВИСА ВИДЕОТРАНСЛЯЦИИ В ЛФВЭ ОИЯИ

И.П. Слепов

ЛФВЭ им. В.И. Векслера и А.М. Балдина, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

АННОТАЦИЯ

В статье рассказывается об организации видеотрансляции и создании сервиса для обеспечения видеотрансляции в интернет событий, происходящих в большом конференц-зале ЛФВЭ, в корпусе 215. Сервис основан на распределенной аппаратно-программной системе, где серверная часть отвечает за сбор, обработку и хранение, а клиентская часть обеспечивает кроссплатформенное и кроссбраузерное отображение запрошенных мультимедиа данных.

ВВЕДЕНИЕ

В сентябре 2012 года в лаборатории ЛФВЭ института ОИЯИ проходил международный симпозиум SPIN2012. К этому событию была проведена серьезная подготовка и отремонтирован большой конференц-зал. К сожалению, не все желающие смогли приехать в Дубну для участия в этой конференции. Поэтому было решено организовать видео-трансляцию в интернет и запись всех презентаций, проходивших в этом конференц-зале.

Требования к организации трансляции были таковы, чтобы она проходила в реальном времени, а также её могли наблюдать одновременно более 200 человек по всему миру. Необходимо было не только видеть и слышать докладчика и ведущего, но также нужно было транслировать саму презентацию.

Следующим требованием было сделать простой и понятный интерфейс, чтобы все пользователи сразу смогли разобраться в настройках программы. Ну и последним требованием на тот момент было обеспечить независимость от операционной системы компьютера, используемой пользователем.

ОРГАНИЗАЦИЯ ВИДЕОТРАНСЛЯЦИИ

Для организации видеотрансляции требуются четыре основных компонента:

- 1) Камера

- 1) Камера
- 2) Кодер
- 3) Видеосервер
- 4) Видеоплеер

Камера фиксирует видеоизображение и передает его в виде потока данных. Типы камер: аналоговая камера, сетевая камера, USB веб-камера, программный эмулятор камеры.

Кодер нужен для того, чтобы преобразовать поток данных от камеры к необходимому формату и обеспечить его передачу по определенному протоколу передачи мультимедиа данных (Apple HTTP Live Streaming, Flash HTTP Streaming, RTSP/RTP, RTMP). Существуют как аппаратные кодеры (Eriphan VGA2USB Grabber, AXIS Q7401, ViewCast Niagra 2120), так и программные кодеры (Windows Media Encoder, Adobe FMLE, WireCast, VLC), а также кодер может быть встроен в камеру или видеоплеер.

Видеосервер, как правило, работает на отдельном компьютере (сервере) и выполняет множество важных функций. На нем регистрируются все видеопотоки, которые могут быть ретранслированы, сохранены, транскодированы или просто отданы по другому протоколу. Программные видеосерверы (Adobe Flash Streaming Server, Windows Media Services, Wowza Media Server, Erlyvideo, Red5) имеют ряд преимуществ перед аппаратными (Cisco/TANDBERG, Vidicor, Polycom, Eriphan VGA Broadcaster Lite). Они обладают гибкой конфигурацией и открытой архитектурой, что позволяет наращивать и изменять параметры системы по мере необходимости.

Видеоплеер работает на стороне клиента, т.е. он открывается в программе или в браузере, забирает у видеосервера и воспроизводит обработанные мультимедиа данные конечному пользователю.

Бывает так, что эти компоненты объединены в одно устройство или совмещены друг с другом, но в таком случае они не всегда являются полноценной заменой отдельным устройствам. Например, сетевые камеры, которые могут совмещать в

себе все эти элементы, но в силу слабой аппаратной мощности показывать видео они способны не более чем 20 зрителям, или устройства Polycom, предназначенные для организации видеоконференций, но не могут быть использованы для видеотрансляций, по той же причине, что и сетевые камеры.

СОЗДАНИЕ СЕРВИСА ВИДЕО-ТРАНСЛЯЦИИ

На начальном этапе создания сервиса видео-трансляции в конференц-зале мы имели только компьютер, микрофоны и проектор с экраном. Опираясь на наши требования, зрителю необходимо показывать 2 видеопотока: общий план с докладчиком, ведущим, экраном проектора, и отдельно саму презентацию. Для общего плана мы купили сетевую камеру Axis Q6035 со встроенным кодером. Чтобы объединить звуковую часть мы использовали звуковой микшер, который собирал звуки со всех микрофонов и источников звука в зале и отправлял их на сетевую камеру. Таким образом, с сетевой камеры уже можно было слышать и видеть всё, что происходит на конференции. Презентацию с экрана решили снимать с помощью программы эмулятора камеры VH Screen Capture Driver и бесплатного программного кодера Adobe Flash Media Live Encoder.

Рассмотрев весь ассортимент компонентов для организации видео-трансляции, оказалось, что существует ряд проблем с выбором видеосервера. Аппаратные решения мы отказались рассматривать ввиду того, что они очень дорого стоят. Продукты от Microsoft используют только свой формат видеопотока Silverlight, продукты от Adobe используют только Flash. Эти особенности накладывают ограничения на использование операционной системы конечным пользователем, например Adobe Flash официально не поддерживается на устройствах от Apple. Отличным от других оказался видеосервер Wowza Media Server, он работает с разными форматами видеопотоков, что делает его кроссбраузерным и кроссплатформенным решением, а также дает возможности гибкой конфигурации всей системы компонентов, что позволит наращивать и изменять параметры системы по мере необходимости.

Теперь нужно реализовать работу следующих цепочек:

- Сетевая камера > Видеосервер > Видеоплеер пользователя
- Эмулятор камеры > Кодер > Видеосервер > Видеоплеер пользователя

Сетевая камера умеет отдавать видеопоток по протоколу – RTP/RTSP. А видеосервер в свою очередь будет использовать протокол RTMP. Для настройки сетевой камеры нужно зайти в ее административный веб интерфейс, выбрать формат видео для транслируемого мультимедийного потока, а также разрешить протокол RTSP (Enable RTSP Server). В случае с AXIS Q6035, протокол RTSP включается во вкладке Advanced (Меню: System Options > Network > TCP/IP > Advanced). Адрес RTSP URL, по которому можно забрать с видеопоток:

`rtsp://<ip>/axis-media/media.amp` (у разных камер этот адрес может отличаться)

Презентация с экрана передается видеосерверу с помощью эмулятора камеры VH Screen Capture Driver и кодера Adobe FMLE по протоколу – RTP/RTSP. Эмулятор камеры необходимо один раз настроить и он будет всегда запускаться вместе с системой эмулирующую подключенную веб-камеру и показывая всё, что происходит на рабочем столе, включая запущенные программы. В кодере нужно указать как источник видеосигнала «эмулятор камеры», а как получатель видеосигнала – адрес видеосервера.

Wowza Media Server был установлен на сервере с операционной системой Linux. Настройка видеосервера происходит через конфигурационные файлы, написанные на языке XML. Для быстрого старта достаточно запустить скрипт распаковки примеров и добавить в конфигурацию 2 видеопотока от наших источников. Детальная настройка описана в документации на официальном сайте, где также приведено множество примеров использования видеосервера.

Теперь остается только забрать потоки с видеосервера и отобразить их на сайте. Для создания веб сайта я настроил на сервере связку программ LAMP (Linux, Apache, MySQL, PHP) и установил систему управления контентом Drupal. Чтобы отобразить видеопотоки на веб-сайте я воспользовался видеоплеером flowplayer, который может воспроизводить не только flash видеопоток, но и

HTML 5. Это необходимо, когда вы используете, например MacOS или iOS системы.

Для настройки flowplayer была написана конфигурация на языке javascript, которую можно увидеть на веб сайте сервиса <http://lheplive.jinr.ru>, если в браузере перейти в режим просмотра кода:

```
flowplayer("screen", { src: "swf/flowplayer-3.2.15.swf", wmode: "opaque" }, {
autoPlay: true,
  playlist: [ { url: 'screen.stream',
    ipadUrl: 'http://159.93.63.21:1935/live/screen.stream/playlist.m3u8',
    live: true, provider: 'rtmp', autoPlay: true, autoBuffering: true } ],
  plugins: { controls: {
    url: 'swf/flowplayer.controls-3.2.14.swf', all: false, play: true, time: true,
fullscreen: true,
    height: 30, tooltipColor: '#456', tooltips: { buttons: true, pause: 'Pause' }
  } },
  rtmp: { url: 'swf/flowplayer.rtmp-3.2.11.swf', netConnectionUrl:
'rtmp://159.93.63.21/live'
  }}}).ipad();
```

В этой конфигурации задаются все нюансы поведения видеоплеера для отображения видеопотока презентации. Настройка для второго видеопотока имеет свои отличия, в связи с тем, что звук транслируется совместно только с одним видеопотоком.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Видео-трансляцию с конференции SPIN2012 одновременно наблюдали около 160 зрителей со всего мира. Все участники имели возможность видеть и слышать докладчика, ведущего, а также видеть презентацию. Реализован простой и понятный веб-интерфейс для зрителей на сайте <http://lheplive.jinr.ru>. Кроссплатформенность сервиса была обеспечена за счёт использования видеосервера Wowza, системы управления контентом Drupal, а также

видеоплеером flowplayer. Симпозиум SPIN2012 прошел успешно. Архив с записями выступлений скоро будет доступен на сайте.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сервис видео-трансляции в конференц-зале ЛФВЭ работает стабильно и постоянно уже больше полугода. Им пользуются на всех семинарах, проходящих в этом зале. Смотреть видеотрансляцию для многих стало даже удобнее благодаря качественному видеопотоку. Планируется добавить элементы веб конференции, оборудовать остальные конференц-комнаты IP-камерами для использования совместно с видеосервером Wowza.

ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Документация к Wowza media server.
<http://www.wowza.com/forums/content.php>, 2013.
2. Документация к Axis Q6035.
http://www.axis.com/files/manuals/um_q6035_46631_en_1206.pdf, 2013.
3. Документация к Adobe FMLE.
http://help.adobe.com/en_US/FlashMediaEncoder/2.5/flash_media_encoder2.5.pdf, 2013.
4. Документация к Drupal. <http://drupal.org/documentation>, 2013.
5. Документация к flowplayer. <http://flowplayer.org/docs/>, 2013.

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

Председатели секции: к.ф.-м.н. М.В. Авдеев и

к.ф.-м.н. Т.В. Тропин

Секретарь секции: Д.К. Дряблов

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В $\text{PbMg}_{1/2}\text{W}_{1/2}\text{O}_3$ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ И ТЕМПЕРАТУРЕ

Т.Н. Данг¹, С.Г. Джабаров^{1,2}, С.Е. Кичанов¹, Д.П. Козленко¹, К. Лате³, Е.В.

Лукин¹, А.И. Мамедов², Р.З. Мехтиева^{1,2}, Б.Н. Савенко¹

¹ЛНФ им. И.М. Франка, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

²Институт Физики НАН Азербайджана, г. Баку, Азербайджан

³Helmholtz Centre Potsdam, Potsdam, German

Среди перовскитоподобных оксидов - антисегнетоэлектриков $\text{PbMg}_{1/2}\text{W}_{1/2}\text{O}_3$ является одним из наиболее интенсивно изучаемых соединений. Спонтанная электрическая поляризация в $\text{PbMg}_{1/2}\text{W}_{1/2}\text{O}_3$ является следствием смещений атомов из электронейтральных равновесных положений. Важная информация для выявления и объяснения механизмов формирования антисегнетоэлектрического состояния может быть получена в результате исследования кристаллической структуры при вариации структурных параметров. Структурные исследования при высоких давлениях дают уникальную возможность изучения взаимосвязи изменений структурных параметров кристалла, межатомных расстояний и углов с изменениями магнитной структуры и макроскопических физических свойств, что необходимо для понимания природы и механизмов физических явлений.

Соединение $\text{PbMg}_{1/2}\text{W}_{1/2}\text{O}_3$ имеет перовскитоподобную кристаллическую структуру. Ниже температуры $T = 313$ К, он обладает орторомбической симметрией с пространственной группой $R\bar{3}m$ и проявляет антисегнетоэлектрические свойства. Исследования кристаллической структуры при одновременном воздействии высоких давлений и температур является довольно трудоемкой научной задачей, и на данный момент структурные особенности фазового перехода в $\text{PbMg}_{1/2}\text{W}_{1/2}\text{O}_3$ изучены недостаточно [1].

В работе исследовались структурные изменения в $\text{PbMg}_{1/2}\text{W}_{1/2}\text{O}_3$ методом энергодисперсионной рентгеновской дифракции в диапазоне температур 300 – 600 К при давлениях 2 ГПа. Эксперименты по рентгеновской дифракции

проведены с использованием гидравлического пресса высокого давления MAX80 [2], установленного на канале F2.1 источника DORIS-III (HASYLAB, DESY, г. Гамбург, Германия). Образец помещался в цилиндрический контейнер из нитрида бора, верхняя часть которого заполнялась образцом, а нижняя – NaCl для калибровки давления. Температура на образце создавалась с помощью графитового нагревателя и контролировалась через термопару. Энергодисперсионный дифракционный спектр регистрировался полупроводниковым германиевым детектором с разрешением 153 эВ на энергии 5.9 кэВ и с 500 эВ на 122 кэВ с общим средним разрешением $\Delta d/d \approx 1\%$. Фиксированный угол Брэгга детектора в эксперименте составлял 9.093° , а время экспозиции ~ 5 мин. Обработка рентгеновских экспериментальных данных осуществлялась методом полнопрофильного анализа с помощью программы FullProf [3].

В диапазоне температур 300-313 К дифракционные спектры соответствуют орторомбической кристаллической структуре симметрии $Pnma$. Значения параметров элементарной ячейки в нормальных условиях составляют $a = 7.753(3)$ Å, $b = 5.432(2)$ Å, $c = 11.187(5)$ Å, что хорошо согласуется с результатами, полученными ранее [1]. При температуре $T = 773$ К наблюдались значительные изменения в дифракционных спектрах, связанные со структурным фазовым переходом в кубическую фазу с пространственной группой $Fm\bar{3}m$. Рассчитанное значение параметра элементарной ячейки для орторомбической фазы составил $a = b = c = 8.245(7)$ Å. Получены зависимости параметров и объема элементарной ячейки для $PbMg_{1/2}W_{1/2}O_3$ от температуры и высокого давления. Установлено, что высокое давление приводит к заметному уменьшению температуры перехода из орторомбической антисегнетоэлектрической в кубическую параэлектрическую фазу. Точка фазового перехода антисегнетоэлектрик-параэлектрик смещается с коэффициентом $dT_c/dP = -10$ К/ГПа.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] V.A. Isupov, *Ferroelectrics*, 289, 131 (2003).

- [2] P. Zinn, J. Lauterjung, R. Wirth. *Zeitschrift für Kristallographie* 212, 691 (1997).
- [3] J. Rodriguez-Carvajal. *Physica B* 192, 55 (1993).

**АНАЛИЗ ДАННЫХ МУРН ОРГАНИЧЕСКИМИ
РАСТВОРАМИ ЖИРНЫХ КИСЛОТ С ПРИМЕНЕНИЕМ
МЕТОДА МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОГО
МОДЕЛИРОВАНИЯ**

М. Авдеев¹, Р.А. Еремин^{1,#}, В. Петренко^{1,3}, Л. Рошта⁴, Х. Холмуродов^{1,2}

¹ЛРБ, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

²МУПОЧ«Дубна», г. Дубна, Россия

³Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, г. Киев, Украина

⁴Wigner Research Centre for Physics, Institute for Solid State Physics and Optics,
Budapest, Hungary

В работе [1] представлены результаты моделирования данных малоуглового рассеяния нейтронов (МУРН) разбавленными растворами жирных (миристиновой и стеариновой) кислот в дейтерированном декалине, на основании данных молекулярно-динамического (МД) моделирования. Молекулы рассматриваемых кислот сильно анизотропны (длины алкильных цепей C14 и C18, соответственно), а их размер сравним с размером молекул растворителя (~ 1 нм). Для такой системы можно ожидать эффекта влияния сольватной оболочки – области пространства вблизи молекулы кислоты, в которой плотность длины рассеяния (ПДР) нейтронов модулируется и отлична от значения для чистого растворителя – на МУРН. В [1] было показано, что модуляция ПДР в области растворителя вносит существенный вклад в рассеяние, рассчитанный в квазиизотропном приближении. Целью настоящей работы был расчет пространственных распределений ПДР в изучаемых системах в области близкой к молекуле кислоты и дополнительное обоснование выбранной в [1] модели для описания МУРН рассматриваемыми системами.

[#] era@jinr.ru

На начальных этапах работы был проведен выбор параметров потенциала Леннарда-Джонса межмолекулярного взаимодействия [2] и определено качество описания им плотностных свойств для смесей стереоизомерных форм декалина [3]. Также было проведено исследование объемных свойств рассматриваемых кислот в декалине, а полученные результаты были сравнены с ранними данными по бензолу [4].

На основании данных МД моделирования для эволюции системы в течение 2 нс можно рассчитывать распределения ПДР в интересующей области пространства и проводить моделирование данных МУРН с использованием моделей рассеивающих частиц. В настоящей работе, в отличие от [1], была выбрана декартова система координат, жестко связанная с молекулами кислот. Как показано на Рис. 1 значение контраста ПДР (ПДР за вычетом ПДР чистого растворителя) модулировано присутствием молекулы кислоты на расстоянии (~ 1 нм) от формальной границы растворитель – растворенная молекула, как в продольном, так и в поперечном направлении относительно оси молекулы кислоты.

В [1] моделирование данных МУРН проводилось поэтапно, в первом приближении (model 1) модуляция ПДР в области растворителя не учитывалась при расчетах амплитуд рассеяния, и варьировался только фон некогерентного рассеяния водородом в составе молекул кислот. В рамках учета модуляции ПДР в направлении перпендикулярном оси молекулы (model 2) было получено более качественное соответствие для стеариновой кислоты, и нами был сделан вывод о необходимости учета модуляции ПДР на концах молекул кислот. В рамках квазиизотропного подхода (model 3) удалось добиться качественного описания экспериментальных данных для обоих растворов. В настоящей работе наглядно демонстрируется обоснованность такого расширения модели, поскольку

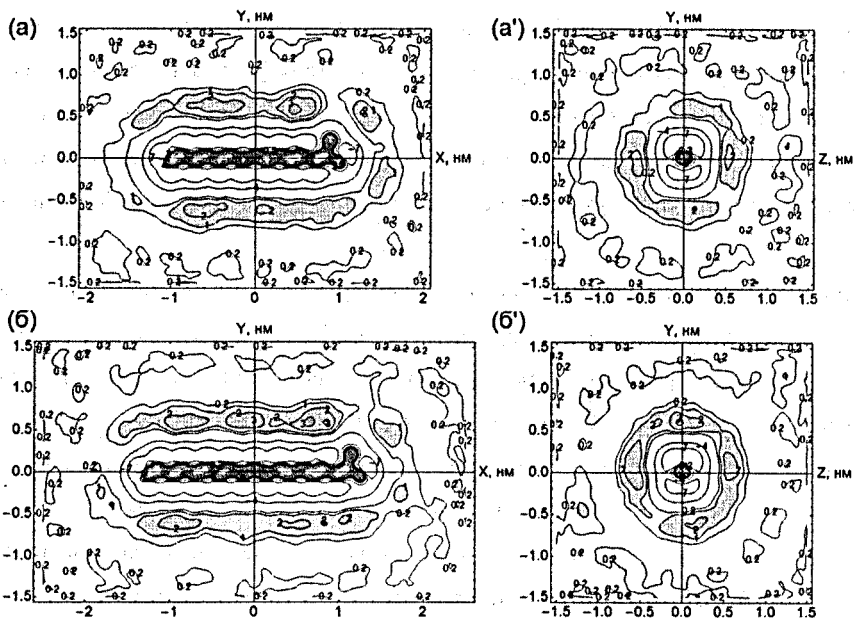


Рис. 1. Профили продольного (а, б) и поперечного (а', б') распределения контраста ПДР нейтронов в окрестности молекул миристиновой и стеариновой, соответственно, кислот в дейтерированном декалине по данным МД моделирования в течение 2 нс. Значения ПДР указаны в 10^{10} см^{-2} .

модуляция ПДР рассчитанная как функция трехмерной координаты свидетельствует об изотропном распределении контраста близи молекул кислот, что хорошо видно на Рис.1. Результаты расчетов кривых МУРН и сравнение их с экспериментальными данными из [1] представлены на Рис. 2.

Использование МД моделирования представляет большой интерес при исследовании по методу МУРН [1] (или МУРР [5]) систем, в которых сольватационная оболочка вносит вклад в рассеяние. Для верного выбора геометрии рассеивающих частиц, может быть использован подход, предложенный в настоящей работе.

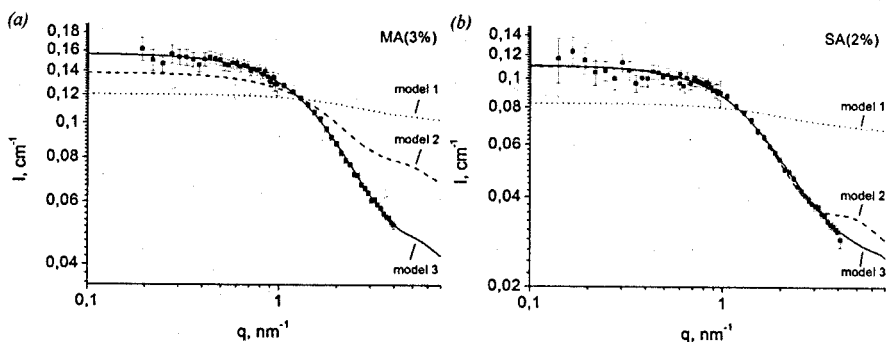


Рис. 2. Экспериментальные зависимости интенсивности МУРН – I (точки) в зависимости от модуля переданного волнового вектора q для растворов миристиновой (а) и стеариновой (б) кислот в декалине. Расчетные кривые, полученные на основании известной геометрии рассеивающей частицы (model 1) и данных для пространственного распределения контраста ПДР по результатам МД моделирования (model 2 и 3).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Eremin, R.A., Kholmurodov, Kh.T., Petrenko, V.I., Avdeev, M.V., Rosta, L. (2013) *J. Appl. Cryst.* 46, 372-378.
- [2] Eremin, R., Kholmurodov, Kh., Avdeev, M., Petrenko, V. & Yasuoka, K. (2012). *Int. J. Chem.* 4, 14-22.
- [3] Eremin, R.A., Kholmurodov, Kh.T., Petrenko, V.I. & Avdeev, M.V. (2013). *Rus. J. Phys. Chem.* A87, 745-751.
- [4] Avdeev, M.V., Bodnarchuk, I.A., Petrenko, V.I., Kholmurodov, Kh.T. & Yaradaikin, S.P. (2009). *Rus. J. Phys. Chem.* A83, 1129-1133.
- [5] Oroguchi, T. & Ikeguchi, M. (2012). *Chem. Phys. Lett.* 541, 117–121.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОВЕДЕНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ ГЕТЕРОСТРУКТУР ЦТС-НИКЕЛЬ-ЦИНКОВЫЙ ФЕРРИТ С МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЭФФЕКТОМ*

А.А. Богомолов, П.Н. Иванов, Д.Ю. Карпенков, А.Г. Пастушенков, Ю.Г.

Пастушенков, А.С. Полтавский, А.В. Солнышкин

Тверской государственной университет, г. Тверь, Россия

ВВЕДЕНИЕ

Новые технические средства в области технологий возобновляемых автономных источников электрической энергии необходимы для обеспечения питанием автономных микросистем, включающих маломощный контроллер, маломощный модуль ВЧ связи и микро аккумулятор для хранения энергии.

Автономное питание может быть достигнуто путем разработки архитектуры, которая будет использовать все природные ресурсы, доступные для генерации электрической энергии в любом заданном месте. Этими ресурсами могут быть колебания, ветер, магнитные поля, свет, звук, градиенты температуры и водные потоки. Созданная электрическая энергия может быть непосредственно использована или аккумулирована.

Магнитоэлектрические композиционные материалы сочетаются пьезоэлектрические и магнитострикционные фазы, тем самым обеспечивая возможность для преобразования магнитного поля в напряжение. За счет этого можно повысить эффективность систем сбора механической энергии благодаря комбинированию в едином устройстве преобразователей различного типа.

ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

* Работа выполнена при поддержке программы Министерства образования и науки РФ «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 - 2013 годы.

В последние годы показано, что слоистым композитным структурам, состоящим из чередующихся пьезоэлектрических и магнитострикционных слоев, свойствен

Таблица 1. Основные характеристики гетероструктур.

Количество пьезоактивных слоев; состав	Количество магнитострикционных слоев; состав	Толщина слоев пьезокерамики, мм	Толщина слоев магнитной керамики, мм	Линейные размеры ДхШхТ, мм
6; ЦТС-46	5; Ni-Zn феррит	0,13	0,2	18x9x0,7

гигантский магнитоэлектрический (МЭ) эффект, намного превышающий эффект в однофазных материалах [1-3].

Были исследованы одиннадцатислойные образцы керамических гетероструктур. В качестве пьезоэлектрического материала были использованы пластины пьезокерамики ЦТС-46. В качестве магнитострикционного материала использовались пластины никель-цинкового феррита состава $Ni_{0,8}Zn_{0,2}Fe_2O_4$. Геометрические размеры и конфигурация слоев для прямоугольных гетероструктур представлены в таблице 1.

Созданные композиционные керамические гетероструктуры могут рассматриваться как батареи последовательно соединенных конденсаторов из пьезоэлектрической керамики. Каждый пьезоэлемент батареи механически жестко соединен с керамическими магнитоактивными материалами - магнитострикционными ферритами, а вся, в целом, композиционная гетероструктура механически монолитна. У такой композиционной керамической структуры можно измерить:

- разность потенциалов, возникающую между верхним и нижним электродами композиционной гетероструктуры;

- емкость гетероструктуры, которая определяется, в основном, диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{33}^T/\epsilon_0$ пьезокерамики и размерами пьезоэлементов;

- частоты резонанса f_r^i и антирезонанса f_a^i , которые определяются, в основном, модами колебаний, размерами и упругими характеристиками композиционной гетероструктуры в целом.

При приложении переменного магнитного поля происходят изменения размеров ферритов за счет магнитострикции, что вызывает:

1 – механические воздействия на пьезоэлементы, это обуславливает возникновение разности потенциалов на каждом пьезоэлементе и суммарной разности потенциалов между верхним и нижним слоями металлизации композиционной гетероструктуры в целом;

2 – изменение граничных условий уравнений состояния пьезокерамики в пьезоэлементах, это приводит к изменению диэлектрической проницаемости и, соответственно, емкости гетероструктуры в целом;

3 – изменение упругих характеристик гетероструктуры и ее размеров, что в свою очередь вызывает изменение частоты резонанса и антирезонанса различных мод колебаний.



Рис. 1. Принципиальная схема структуры МЭ преобразователя.

На рисунке 1 представлена схема созданных гетероструктур. Она состоит из чередующихся слоев пьезоактивного материала и магнитострикционного материала. Число слоев выбрано с учетом получения максимальной величины

магнитоэлектрического отклика от гетероструктуры и технических параметров, требуемых для датчиков магнитных полей. В качестве материала для образования сильной механической связи между слоями использовался электропроводящий эпоксидный клей CW2460.

Для обеспечения электрического контакта между слоями пьезокерамики на поверхность ферритовых пластинок были нанесены серебряные электроды.

Разработанный метод формирования (компактирования) гетероструктур позволяет устранить падение напряжения на диэлектрических слоях магнитострикционной керамики, благодаря созданию проводящего слоя на поверхности пластинок ферритов. Это, в свою очередь, увеличивает эффективность использования созданных многослойных гетероструктур в качестве основы для магнитоэлектрических преобразователей.

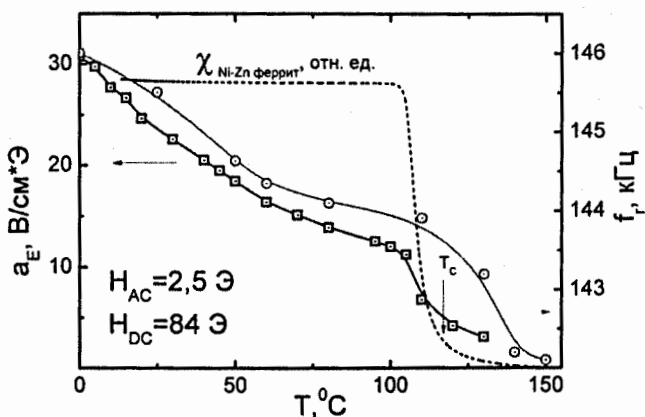


Рис.2. Температурные зависимости МЭ коэффициента преобразования, частоты пьезомеханического резонанса для гетероструктуры и АС-магнитной восприимчивости для Ni-Zn феррита.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ.

Исследованы температурные зависимости магнитоэлектрического отклика и частоты пьезомеханического резонанса. Исходя из экспериментальных исследований, были рассчитаны значения коэффициента магнитоэлектрического

преобразования α_F . Графики результатов измерений представлены на рисунке 2. Как видно, вблизи температуры Кюри магнитоактивной фазы наблюдается резкий спад магнитоэлектрического отклика и частоты резонанса. Для объяснения данных эффектов были проведены измерения магнитострикции при различных температурах на образце никель-цинкового феррита. Анализ данных показал, что величина продольной магнитострикции с ростом температуры уменьшается с $28 \cdot 10^{-6}$ при 25°C до $22 \cdot 10^{-6}$ при 200°C . Это приводит к уменьшению деформаций гетероструктуры и, следовательно, к уменьшению МЭ отклика.

Проведенные исследования температурного поведения магнитоэлектрических гетероструктур позволили определить верхний рабочий диапазон для устройств, разрабатываемых на основе данных преобразователей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Буш А.А., В.Я. Шкуратов, И.А. Черных. Ю.К. Фетисов // Журнал технической физики. -2010, том 80, №3, стр.69-76.
- [2] Fetisov Y.K., Bush A.A, Kamentsev K.E., Srinivasan G. // Solid State Communacations.-2004 132 319-324
- [3] Бичурин М.И., Петров В.М., Аверкин С.В., Филиппов А.В. // Физика твердого тела. -2010, том 52, №10, стр. 1975-1980.
- [4] Филиппов Д.А. Бичурин М.А., Петров В.М. и др. // Письма в ЖТФ. – 2004, том 30, №1 стр. 15-20.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И СТРУКТУРА СПЛАВОВ СИСТЕМЫ $(\text{Fe}, \text{Co})_2\text{B}^*$

С.С. Кабанов, А.Ю. Карпенков, Д.Ю. Карпенков, М.Б. Ляхова
Тверской государственный университет, г. Тверь, Россия

В настоящее время повышенный интерес исследователей вызывают сплавы, не содержащие редкоземельных металлов. Это связано с поиском новых химических соединений и их дальнейшим использованием в качестве недорогих магнитных материалов различных типов. Кроме того, многие химические соединения на основе железа и кобальта обладают особенностями магнитокристаллической анизотропии (МКА) и испытывают спин-переориентационные переходы (СПП) в наиболее доступном для исследования интервале температур.

Как бинарные системы Fe-B и Co-B, так и тройная система Fe-Co-B исследованы недостаточно полно. Установлено [1], что в этих системах образуются химические соединения M_2B ($\text{M} = \text{Fe}, \text{Co}$), которые имеют тетрагональную кристаллическую решетку. Данных о магнитных свойствах и МКА этих соединений очень мало, а доменная структура практически не исследована.

Основной целью данной работы являлось исследование магнитных свойств, микроструктуры и доменной структуры сплавов системы $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{B}$.

Исходные слитки получали методом высокочастотной индукционной плавки в установке «Донец-1» в тиглях из алунда в атмосфере особо чистого аргона. Магнитные измерения проводились на текстурованных порошках методом вибрационного магнитометра. Структура исследовалась на металлографическом микроскопе Neophot-30. Металлографические шлифы готовились на произвольно ориентированных плоскостях поликристаллических слитков с применением алмазных паст с различной крупностью частиц абразива. Микроструктура

* Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 13-02-00856

выявлялась методом электрохимического травления, доменная структура – методами полярного эффекта Керра и порошковых осадков Акулова-Биттера.

В качестве объектов исследования были выбраны сплавы $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{B}$ с содержанием кобальта $X = 0$ (Fe_2B); $X = 0,08$ ($\text{Fe}_{1,84}\text{Co}_{0,16}\text{B}$); $X = 0,1$ ($\text{Fe}_{1,8}\text{Co}_{0,2}\text{B}$) и $X = 0,5$ (FeCoB), в которых по данным [2–4] при комнатной температуре реализуются различные типы МКА: Fe_2B – МКА типа «легкая плоскость», $\text{Fe}_{1,8}\text{Co}_{0,2}\text{B}$ и FeCoB – МКА типа «легкая ось».

Металлографические исследования микроструктуры поликристаллов показали практически однофазное состояние всех образцов (рис. 1), содержание вторичных фаз, которые наблюдались только на границах зерен, не превышало 5 об. %.

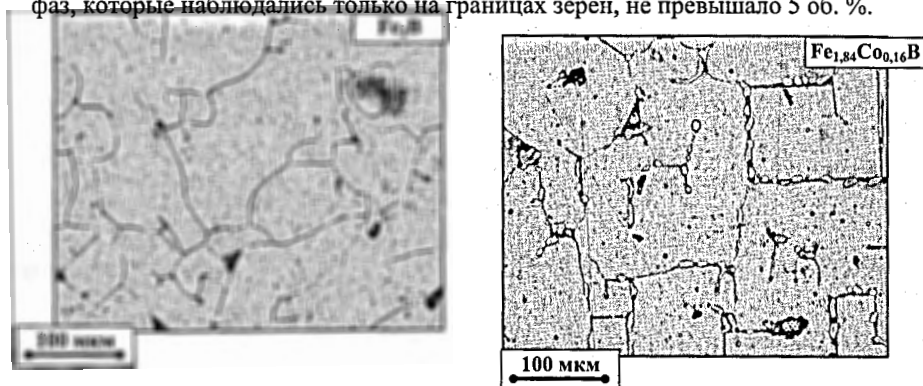


Рис. 1. Типичные картины микроструктуры поликристаллов $(\text{Fe,Co})_2\text{B}$.

По кривым намагничивания текстурованных порошков определен интервал изменения удельной намагнитченности насыщения σ_2 исследованных сплавов от $126 \text{ Гс}\cdot\text{см}^3/\text{г}$ для Fe_2B до $94 \text{ Гс}\cdot\text{см}^3/\text{г}$ для FeCoB .

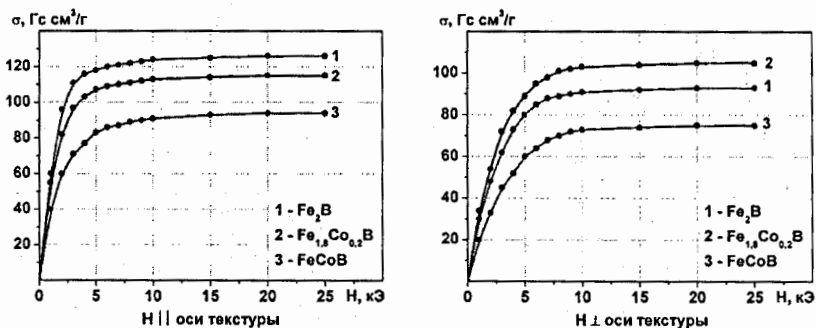


Рис. 2. Кривые намагничивания текстурованных порошков сплавов $(\text{Fe},\text{Co})_2\text{B}$.

Конфигурации доменной структуры образцов $\text{Fe}_{1,8}\text{Co}_{0,2}\text{B}$ и FeCoB типичны для соединений с МКА типа «легкая ось» (рис. 3). На поверхностях зерен, параллельных оси с кристаллической структуры, наблюдаются полосовые домены, на базисных плоскостях зерен — домены в виде «звездочек», при промежуточной ориентации поверхности зерен — «каплевидные» домены.

В поликристалле Fe_2B выявлены конфигурации доменной структуры, характерные для соединений с МКА типа «легкая плоскость» (рис. 3). При различной ориентации поверхности зерен наблюдаются как основные полосовые домены, так и сложные картины модулированных структур.

Наиболее интересным объектом исследования оказался сплав $\text{Fe}_{1,84}\text{Co}_{0,16}\text{B}$ с концентрацией кобальта 8 ат.%, в котором при комнатной температуре наблюдается состояние, близкое к СПП «легкая ось» ↔ «легкая плоскость» [2–4].

На картинах порошковых осадков (рис. 3) хорошо видно, что процесс СПП начинается с границ зерен. Вблизи границ зерен при комнатной температуре наблюдаются домены в виде «звездочек», типичные для МКА «легкая плоскость», а основной объем зерен практически свободен от магнитной суспензии. Нагрев образца до температур $\sim 50^\circ\text{C}$ показал, что с увеличением температуры зоны с доменной структурой «звездочек» постепенно расширяются к центру зерен.

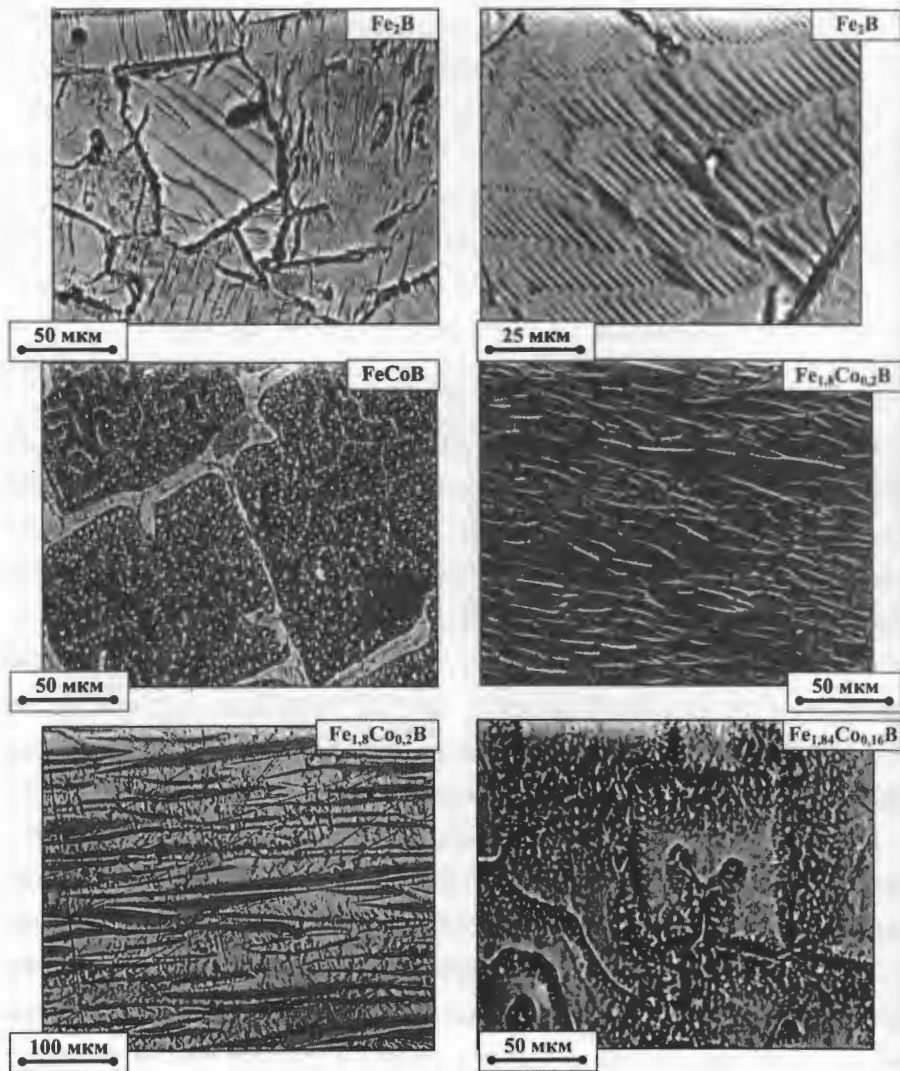


Рис. 3. Типичные картины доменной структуры поликристаллов $(\text{Fe,Co})_2\text{B}$.

Таким образом, в работе исследованы магнитные свойства, магнито-кристаллическая анизотропия, микроструктура и доменная структура сплавов системы $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{B}$.

Показано, что в исследованной системе сплавов при комнатной температуре при изменении концентрации кобальта (X) реализуются различные типы МКА:

- сплав Fe_2V характеризуется МКА типа «легкая плоскость»,
- сплавы $Fe_{1,8}Co_{0,2}V$ и $FeCoV$ – МКА типа «легкая ось»,
- сплав $Fe_{1,84}Co_{0,16}V$ – СПП «легкая ось» ↔ «легкая плоскость».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Диаграммы состояния двойных и многокомпонентных систем на основе железа. Под ред. О.А. Банных и М.Е. Дрица. М.: Металлургия, 1986. 439 С.
- [2] Cadeville M.C., Vincze I. // J. Phys. F. 1975. V.5. P.790.
- [3] Takacs L., Cadeville M.C., Vincze I. // J. Phys. F. 1975. V.5. P.800.
- [4] Iga A. // Jpn. J. Appl. Phys. 1970. V.9. P.415.

ИЗМЕНЕНИЕ В МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЕ RCo_2 ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Е. Burzo¹, С.Е. Кичанов², Д.П. Козленко², Т.Ф.Т. Ле^{2,3}, Е.В. Лукин², Б.Н. Савенко²,

Н.Т. Данг³

¹Babes-Bolyai University, Cluj-Napoca, Romania

²ЛНФ им. И.М. Франка, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

³Тульский государственный университет, г. Тула, Россия

ВВЕДЕНИЕ

Кубические соединения типа RCo_2 (R-редкоземельный металл) являются объектами интенсивных экспериментальных и теоретических исследований благодаря наличию в этих интерметаллидах ряда интересных эффектов: зонного метамагнетизма, магнитокалорического эффекта, магнитострикции. Соединения RCo_2 имеют сравнительно простые атомную и магнитную структуры, что делает их удобными модельными объектами для изучения различных моделей магнетизма.[1]

Одним из интересных явлений, наблюдаемых в кубических RCo_2 соединениях - метамагнетизм подрешетки Co. Когда R является немагнитным элементом (где R = Y, Lu и Sc), соединение RCo_2 является парамагнетиком. В тех RCo_2 соединениях, где R имеет магнитный момент, наблюдаются индуцированные кобальтовые моменты $\sim 1,0 \mu_B$ для всего ряда RCo_2 и описывается в рамках модели молекулярного поля.

Изменения параметров решетки может коренным образом изменять механизм формирования упорядоченного момента Co. Предполагается, что изменение ионного радиуса R сильно воздействует на кобальтовые подрешетки и определяет род фазового перехода в этих соединениях. Прямым методом исследования кристаллической и магнитной структуры материалов является метод нейтронной дифракции.

В данной работе были проведены детальные исследования кристаллической и магнитной структуры HoCo_2 при температурах и высоких давлениях методом нейтронной дифракции.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент сделан на дифрактометре ДН-12 реактора ИБР-2 в Дубне методом нейтронной дифракции с использованием камеры высокого давления в диапазоне температуры 10-300К и давления 0-5 ГПа.

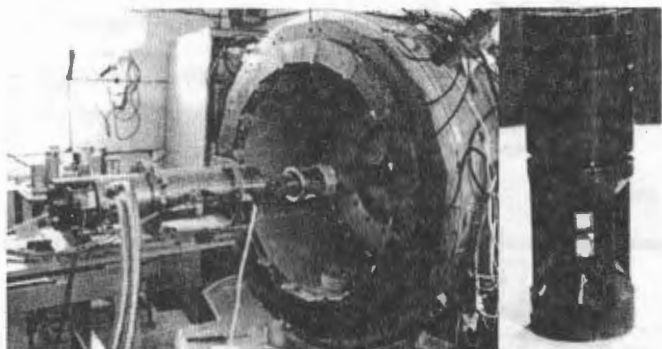


Рисунок 1. Дифрактометр ДН-12 и камера высокого давления

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рисунке 2 представлены спектры HoCo_2 , получены при разных температурах и давлениях. При нормальных условиях соединение HoCo_2 имеет кубическую структуру с пространственной группой $Fd\bar{3}m$ и находится в парамагнитном состоянии. При уменьшении температуры до $T_c \sim 80$ К в соединении HoCo_2 наблюдается фазовый переход в тетрагональную структуру с пространственной группой $I4_1/amd$, который сопровождается магнитным фазовым переходом в ферромагнитное состояние. Ферромагнитное состояние остается стабильным до 5 ГПа.

Обработка данных программой FullProf [2] дает информацию о кристаллической и магнитной структуре HoCo_2 . На рисунке 3 представлены температурные

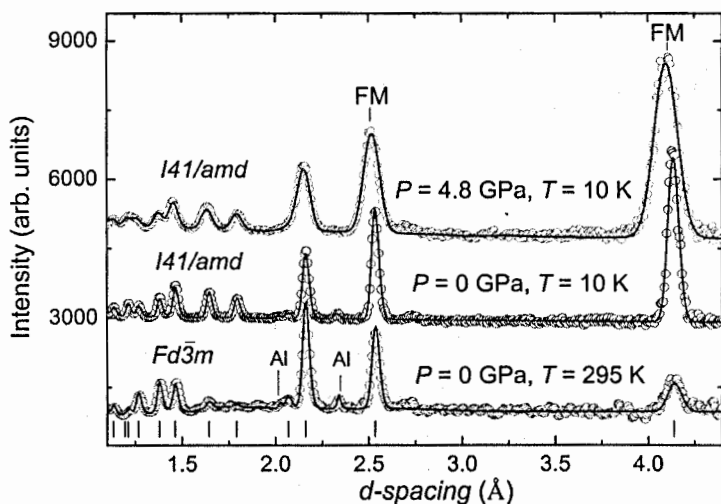


Рисунок 2. Полученные спектры HoCo_2 при разных давлениях и температурах.

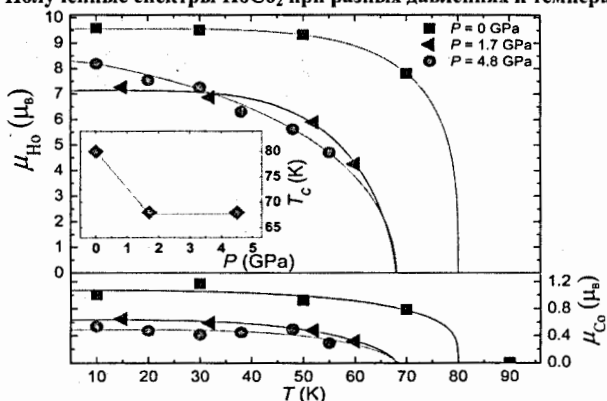


Рисунок 3. Температурные зависимости магнитных моментов ионов Ho и Co при различных давлениях.

зависимости магнитных моментов подрешеток Ho и Co при различных давлениях.

Температурную зависимость моментов гольмия и кобальта описывали с помощью функции типа:

$$\mu = \mu_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^\alpha \right]^\beta \quad (1),$$

где μ_0 -магнитный момент при $T=0\text{K}$, T_c -температура Кюри, α и β - эмпирические коэффициенты.

Установлено, что при повышении давления до 1.7 ГПа температура магнитного фазового перехода уменьшается от 80К до 67К, а при дальнейшем увеличении давления не изменяется.

Обнаружение подобной аномалии в барическом поведении структурных параметров a , c и межатомных расстояний Ho-Co и Co-Co (см. рис. 4) позволяет сделать предположение о том, что изменение структурных параметров вызывает изменение электронной структуры кобальта, сопровождающее изменение магнитного свойства HoCo_2 при высоких давлениях.

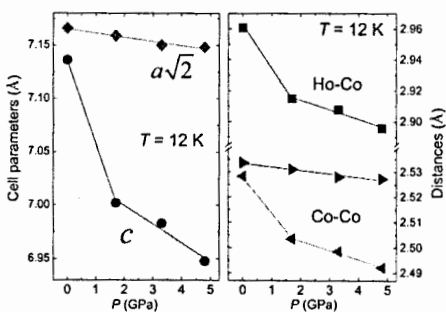


Рисунок 4. Зависимости структурных параметров от давления

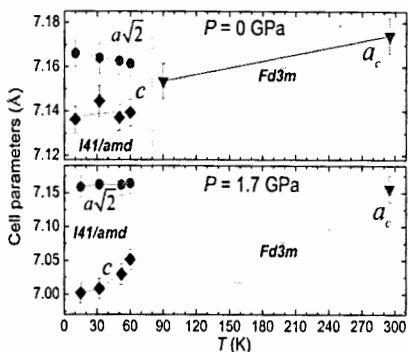


Рисунок 5. Температурные зависимости a и c при давлениях.

На рисунке представлены температурные зависимости параметров элементарной ячейки при давлениях. Обнаружено различие в температурном поведении параметров при нормальном и высоком давлении. Это может служить дополнительным доказательством о том, что изменение межатомных расстояний вызывает изменение электронной структуры кобальта.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Gratz, A.S. Markosyan, J. Phys.: Condens. Matter 13 (2001) R385.
2. Rodriguez-Carvajal J. // Physica B. 1993. V. 192. P. 55

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО РАДИОГРАФИИ НА НЕЙТРОННЫХ ПУЧКАХ РЕАКТОРА ИБР-2М

А.В. Белушкин, Г.Д. Бокучава, С.Е. Кичанов, Д.П. Козленко, Е.В. Лукин, А.В. Руткаускас, Б.Н. Савенко,
ЛНФ им. И.М. Франка, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

Одним из перспективных методов для прикладной физики, который можно реализовать на реакторе ИБР-2М, является метод нейтронной радиографии. В отличие от рентгенографии метод нейтронной радиографии имеет ряд преимуществ, среди которых следует отметить высокую проникающую способность нейтронного пучка, что позволяет получать радиографические снимки массивных объектов; чувствительность нейтронов к содержанию легких элементов, что делает возможным выявить особенности структуры водородосодержащих и органических образцов; а также нелинейная зависимость сечения полного взаимодействия нейтрона тепловых энергий с ядрами элементов от атомного номера элемента в отличие от рентгеновского излучения, что допускает использование этого метода для анализа сплавов металлов с близкими атомными номерами. Однако использование метода нейтронной радиографии осложнено тем, что для получения качественного снимка просвечиваемого объекта необходим источник нейтронов высокой яркости, которым является реактор. Метод нейтронной радиографии успешно реализован и используется в

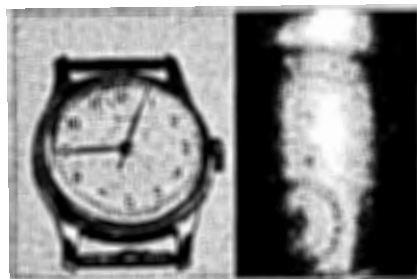


Рис 1. Часы и их нейтронное изображение

таких крупных зарубежных и российских научных центрах, как PSI (Швейцария), RAL (Великобритания) и РИЦ «Курчатовский институт». Параметры реактора ИБР-2М во многом превосходят нейтронные источники вышеупомянутых научных центров, но эта прикладная методика пока не реализована на нашем источнике.

Для осуществления метода нейтронной радиографии на реакторе ИБР-2М был спроектирован и изготовлен светонепроницаемый кожух, сочетающий в себе следующие элементы детектирования нейтронных изображений: ZnS сцинтиллятор, преобразующий проходящие через объект исследования нейтроны в видимое излучение, поворотное зеркало, систему линз, фокусирующую получаемое изображение и CCD матрицу, непосредственно детектирующую изображение объекта. Элементы детекторной системы были выбраны исходя из условия получения наиболее контрастного нейтронного изображения с высоким разрешением. Разработка светонепроницаемого кожуха велась с учетом того же требования. Первые эксперименты с использованием разработанной и отъюстированной детекторной системы показали, что ее разрешающая способность равна 300 мкм, что в последующем позволило идентифицировать довольно маленькие объекты. Так, на рисунке 1 представлено одно из первых полученных изображений с помощью данной системы, где хорошо просматривается внутренняя структура механизма часов.

В качестве объектов исследования для тестирования работоспособности детекторной системы и проверки возможностей реактора ИБР-2М были отобраны предметы, относящиеся к тем видам человеческой деятельности, для которых использование радиографических методов является особо важным. Одной из важнейших областей применения метода нейтронной радиографии в качестве метода неразрушающего контроля является машиностроение. С помощью нейтронных изображений, полученных сконструированной системой, можно контролировать количество и качество смазочных материалов деталей подвижных

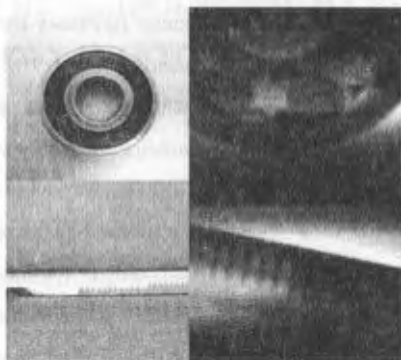


Рис 2. Технологические объекты и их нейтронные изображения

механизмов, выявлять особенности сварных и резбовых биметаллических соединений и т. п. (рис. 2).

Кроме технологического направления метод нейтронной радиографии применяется и в смежных областях научной сферы, одной из которых является палеонтология. Благодаря своей высокой проникающей способности нейтронное излучение способно обнаружить в массивных окаменелостях органические останки ранних эпох. В ходе экспериментов с одним из таких палеонтологических объектов, ископаемым, относящимся к фауне пермского периода – брахиоподой, было получено нейтронное изображение спирального мышечного механизма -



Рис 3. Палеонтологический объект и его нейтронное изображение

лофофоры, расположенного внутри плотной двустворчатой раковины плеченого (рис. 3).

Помимо высокой яркости, другой отличительной чертой реактора ИБР-2М является его спектральная характеристика — энергетическое распределение нейтронного пучка по времени. Благодаря этой особенности на источнике реализован метод времени пролета. Использование этого метода при проведении радиографических исследований является одной из важнейших задач на текущий момент, так как во многом контрастность получаемых нейтронных изображений зависит от энергии падающего на объект излучения. Уже сейчас реализована возможность внешней синхронизации срабатывания затвора камеры с импульсами реактора, что позволит выбирать определенный энергетический диапазон из всего времяпролетного спектра для получения наиболее контрастного нейтронного изображения.

Проведенные эксперименты показали, что светосила и спектральная характеристика реактора прекрасно подходят для радиографических исследований промышленных объектов, объектов археологии, конструкционных материалов. Разработанная камера для получения нейтронных изображений полностью удовлетворяет требованиям к исследованию вышеупомянутых объектов. Успехи проведенных работ легли в основу создания отдельного канала по нейтронной радиографии.

Работа выполнена при поддержке контракта МАГАТЭ №17217 и госконтрактов №02.740.11.0542 и №16.518.11.7029 в рамках Федеральных целевых программ «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2012 годы» и «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы».

РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ СВЯЗАННЫХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ*

И. Р. Рахмонов^{1#}, Ю. М. Шукринов

ЛТФ им. Н. Н. Боголюбова, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

Физико-технический институт им. С.У. Умарова АН РТ, г. Душанбе, Таджикистан

АННОТАЦИЯ

Проведено исследование фазовой динамики системы связанных джозефсоновских переходов под действием внешнего электромагнитного излучения. Рассчитана временная зависимость электрического заряда в сверхпроводящих слоях в области основной ступеньки Шапиро и ее гармоник.

ВВЕДЕНИЕ

В анизотропных высокотемпературных сверхпроводниках, таких как $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, сверхпроводящие и промежуточные диэлектрические слои образуют систему внутренних джозефсоновских переходов (ДП). В подобных системах наблюдаются внутренний эффект Джозефсона [1]. Актуальность исследования различных физических свойств системы внутренних ДП заключается в том, что до сих пор не существует единой теории, которая могла бы объяснить явление высокотемпературной сверхпроводимости. С практической точки зрения система внутренних ДП является одним из перспективных объектов сверхпроводящей электроники [2-3]. В частности, широкие возможности для различных применений представляет обнаруженное недавно достаточно мощное когерентное электромагнитное излучение из системы внутренних ДП в терагерцовой области частот [4]. Основные направления исследований здесь связаны с выяснением механизма этого излучения и поиском новых возможностей для дальнейшего увеличения его мощности, которая по последним

* Работа поддержана грантом ОИЯИ № 13-302-08

[#] rahmonov@theor.jinr.ru, ilhom-tj@inbox.ru

данным [5] составляет от 150 до 600 мкВт на частоте 0.5 ТГц при использовании нескольких последовательно соединённых систем внутренних ДП. Особый интерес представляет тот факт, что излучение связано с определенной областью на ВАХ, где в системе ДП возникает продольная плазменная волна (ППВ), которая в результате параметрического резонанса с джозефсоновскими осцилляциями приводит к увеличению амплитуды заряда в сверхпроводящих слоях [6,7]. В работе [3] экспериментально показано, что в этой области увеличивается мощность излучения из системы внутренних ДП. Поэтому исследования областей ВАХ, где появляется заряд, являются крайне актуальными.

В этой работе мы рассматриваем систему связанных джозефсоновских переходов в рамках модели ССJJ+DC [8-9] под действием внешнего электромагнитного излучения. В рамках этой модели система ДП под действием внешнего излучения описывается системой уравнений

$$\begin{cases} \frac{d\varphi_l}{dt} = V_l - \alpha(V_{l+1} + V_{l-1} - 2V_l) \\ \frac{dV_l}{dt} = I - \sin\varphi_l - \beta\varphi_l + A\sin(\omega t) \end{cases} \quad (1)$$

где φ_l и V_l , соответственно, разность фаз параметра порядка сверхпроводящих электродов и напряжение l -го ДП, α -параметр связи, I -внешний электрический ток, β -параметр диссипации. A и ω , соответственно, амплитуда и частота внешнего излучения. Для того чтобы получить ВАХ, мы решаем численно систему уравнений (1) методом Рунге-Кутты четвертого порядка во временном интервале $[0 \div T_{\max}]$ при фиксированном значении тока I и получаем φ_l и V_l как функция времени. Усреднив V_l по времени, определим значение напряжения при данном токе I . Заряд в сверхпроводящем слое определяется как разность напряжений в соседних ДП.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

Расчеты проведены для стека с $N=10$ ДП при $\alpha=0.05$ и $\beta=0.2$ в периодических граничных условиях. При расчете ток увеличивается от минимального значения $I=0.1$ до $I=1.1$ и обратно уменьшается до нуля. К базовому току добавляется шум с амплитудой $\delta I = 10^{-8}$. Временной интервал для усреднения составляет 1000 с параметром дискретизации 0.05, шаг по току равен 0.005, а в интервале $[0.2 \div 1.1]$ шаг по току составляет 0.00001.

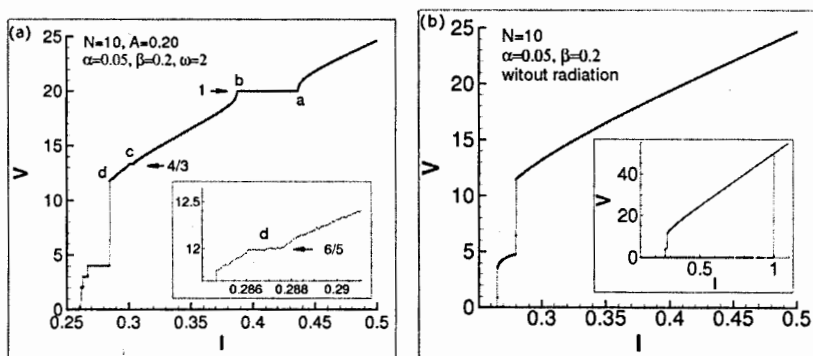


Рис. 1. (а) Вольт-амперная характеристика стека с $N=10$ ДП под действием внешнего излучения с частотой $\omega_r=2$ и амплитудой $A=0.2$; (б) ВАХ при тех же параметрах без внешнего излучения.

На Рис.1(а) приведена ВАХ стека системы ДП с учетом внешнего электромагнитного излучения с частотой $\omega_r=2$ и амплитудой $A=0.2$. На этом графике мы видим основную ступеньку Шапиро $\omega_r=\omega_J$ и гармоники $\omega_r=(4/3)\omega_J$, $\omega_r=(6/5)\omega_J$ (на вставке к Рис.1(а)). Ступеньки Шапиро и их гармоники появляются в результате резонанса между джозефсоновскими осцилляциями и внешним излучением [10]. В качестве сравнения на Рис.1(б) приведена ВАХ системы ДП без внешнего излучения в том же интервале, что и Рис.1(а), а на вставке к Рис.1(б) приведена полная ВАХ. Для того, чтобы исследовать более детально поведение системы под действием внешнего излучения, мы исследовали временную зависимость заряда в сверхпроводящих слоях.

Рис.2 (а) демонстрирует ВАХ и временную зависимость заряда в сверхпроводящих слоях в области «а» Рис.1(а). В этой области возникает ППВ. Резонанс между джозефсоновскими осцилляциями и ППВ приводит к росту амплитуды заряда в сверхпроводящих слоях. Распределение заряда вдоль сверхпроводящих слоев, приведенное на Рис.2 (d), демонстрирует ППВ с длиной $\lambda=10$ вдоль стека ДП. Похожее явление происходит и в области «b» Рис.1(а), которое продемонстрировано на Рис.2 (b). В этой области также появляется ППВ с длиной $\lambda=10$ (см. Рис.2 (e)).

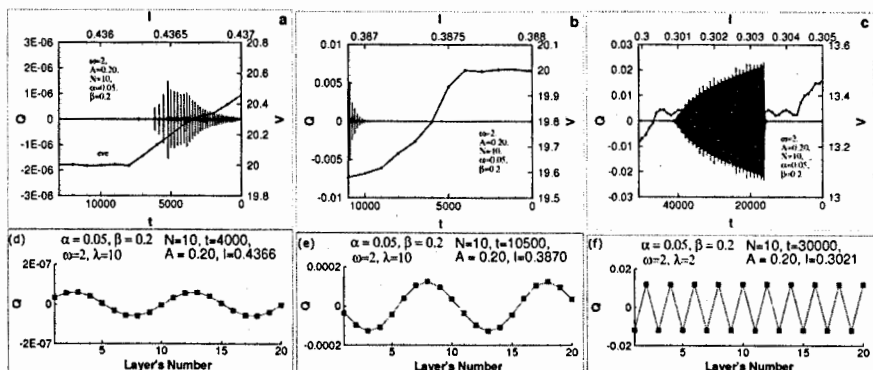


Рис. 2. а) ВАХ и временная зависимость заряда в области «а» Рис.1(а); б) Тоже самое в области «b» Рис.1(а); с) Тоже самое в области «с» Рис.1(а); d) Распределение заряда в сверхпроводящих слоях вдоль стека в области «а»); е) тоже самое в области «b»); f) тоже самое в области «с»).

Рис.2(с) показывает ВАХ и временную зависимость заряда, соответствующие на гармонике $\omega_r = (4/3)\omega_j$ (область «с»). В этой области мы наблюдаем двойной резонанс: в стеке появляется ППВ, которая резонирует с джозефсоновскими осцилляциями, что приводит к росту амплитуды заряда в сверхпроводящих слоях; резонанс между внешним излучением и джозефсоновскими осцилляциями приводит к появлению ступеньки. Распределение заряда вдоль стека (Рис.2(f)) демонстрирует, что длина этой ППВ равна $\lambda=2$. Двойной резонанс в области основной ступеньки Шаapiro был продемонстрирован нами в работе [11].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы рассчитали ВАХ и временные зависимости заряда в сверхпроводящих слоях. Мы показали, что под действием внешнего излучения в системе образуются дополнительные волны в области основной ступеньки Шапиро и ее гармоник. Также мы продемонстрировали наличие двойного резонанса в области гармоник. Работа выполнена при поддержке гранта ОИЯИ для молодых ученых под номером № 13-302-08.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel and P. Muller, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 2394.
- [2] A. A. Yurgens, Supercond. Sci. Technol. **13**, (2000) R85.
- [3] T. M. Benseman, A. E. Koshelev et al, Phys. Rev. B **84** (2011) 064523.
- [4] L. Ozyuzer et al, Science **318** (2007) 1291.
- [5] Materials of International Conferences Plasma 2012 (June 11-14, 2012, Izmir, Turkey), and Dubna-Nano 2012 (July 9-14, 2012, Dubna, Russia), unpublished.
- [6] Yu. M. Shukrinov, F. Mahfouzi, Phys.Rev.Lett. **98** (2007) 157001.
- [7] Yu. M. Shukrinov, F. Mahfouzi, M. Suzuki, Phys. Rev. B **78** (2008) 134521.
- [8] Yu. M. Shukrinov and F. Mahfouzi, Physica C **434** (2006) 6.
- [9] Ю.М. Шукринов, И.Р. Рахмонов, ЖЭТФ **142** (2012) 323-337.
- [10] S. A. Shapiro, A. R. Janus and S. Holly, Rev. Mod. Phys. **36** (1964) 223-225.
- [11] Yu.M. Shukrinov, I.R.Rahmonov and M.A.Gaafar, Phys. Rev. B **86** (2012) 184502.

**ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ НА
КРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ И МАГНИТНУЮ СТРУКТУРУ
СЛОЖНОГО КОБАЛЬТИТА $\text{YBaCo}_2\text{O}_{5.5}$ ***

Z. Jirak¹, С. Е. Кичанов², Д. П. Козленко², Е. В. Лукин², А. В. Руткаускас²,
Б. Н. Савенко²

¹Institute of Physics, Prague, Czech Republic

²ЛНФ им. И.М. Франка, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

Исследования сложных оксидов кобальта вызывают широкий научный интерес в связи с большим разнообразием физических явлений, наблюдаемых в этих соединениях: структурные и магнитные фазовые переходы, изменение спиновых состояний ионов кобальта, гигантское магнетосопротивление [1- 3]. Это делает оксиды кобальта перспективными материалами для производства твердотельных топливных элементов, альтернативных источников энергии, катализаторов [3].

В последнее время возрос интерес к исследованиям анион-дефицитных сложных оксидов кобальта $\text{RBaCo}_2\text{O}_{6-\delta}$ (где $\text{R} = \text{Pr}, \text{Nd}, \text{Gd}, \text{Tb}, \text{Dy}, \text{Ho}, \text{Y} \dots$). Характерной особенностью кристаллической структуры таких кобальтитов являются чередующиеся плоскости кислородных октаэдров и пирамид, что оказывает сильное влияние на их магнитные и транспортные свойства [3].

Кобальтит $\text{YBaCo}_2\text{O}_{5.5}$ имеет орторомбическую структуру с пространственной группой Rmmm [2]. Данная структура сохраняется во всём исследуемом диапазоне температур от 10 К до 300 К.

Магнитная структура этого соединения носит довольно сложный характер [2]. Так, при понижении температуры, в соединении $\text{YBaCo}_2\text{O}_{5.5}$ наблюдается магнитное фазовое расслоение, характеризующееся сосуществованием коллинеарной антиферромагнитной (АФМ) фазы G-типа и неколлинеарной 2с-АФМ фазы [2]. В первой – кобальт в октаэдрическом окружении формирует магнитную структуру G – типа. В тетраэдрическом окружении ионы кобальта

находятся в ВС состоянии, а в октаэдрическом – в смешанном, во второй 2с-фазе, магнитные моменты ионов кобальта находятся в тетраэдрическом окружении кислорода и упорядочены в спиральную структуру.

Известно, что магнитная структура сложных оксидов кобальта очень чувствительна к прикладываемым высоким давлениям. Это связано с тем, что давление является прямым методом контролируемого изменения межатомных связей и валентных углов – параметров влияющих на магнитную подсистему кобальтитов. В данной работе были проведены исследования кристаллической магнитной структуры соединения $\text{YBaCo}_2\text{O}_{5.5}$ в температурном диапазоне 10 – 300 К и давлениях до 5.6 ГПа. Данное соединение было получено стандартным методом твёрдофазной реакции: гомогенизированная смесь исходных реактивов Y_2O_3 , BaCo_3 и CoO , приготовленная в необходимой стехиометрической пропорции прокаливалась при 800°C , затем прессовалась в таблетки и спекалась при температуре 1000°C в течение 50 часов и медленно охлаждалась в воздушной среде. Затем полученный продукт дополнительно отжигался 24 часа при температуре 600°C в кислородной атмосфере.

Эксперимент по нейтронной дифракции проводился на спектрометре ДН – 12 импульсного высокопоточного реактора ИБР-2М (ЛНФ им. И.М. Франка, ОИЯИ, Дубна) с использованием камеры высокого давления с сапфировыми наковальнями. Дифракционные спектры измерялись при углах рассеяния $2\theta = 45.5^\circ$ и 90° с разрешением $\Delta d/d = 0.022$ и 0.015 . Характерное время измерения одного спектра – 24 часа. Низкие температуры создавались с помощью специализированного криостата на базе гелиевого рефрижератора замкнутого цикла. Анализ данных проводился с помощью программ MR1A [4] (кристаллическая структура) и FullProf [5] (магнитная структура).

При исследовании кристаллической и магнитных структур установлено, что во всем исследуемом диапазоне давлений структурных фазовых переходов не обнаружено. При давлении наблюдается подавление магнитных фаз 2с- и G-типа с различными барическими коэффициентами. Это может быть связано с

анизотропией сжатия кислородных октаэдров и пирамид вокруг ионов кобальта, что приводит к уменьшению концентрации ионов кобальта в высоко-спиновом состоянии, а как следствие уменьшение упорядоченного магнитного момента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Н. О. Голосова, Д. П. Козленке, Е. В. Лукин, Б. Н. Савенко, Письма в ЖЭТФ, том 92, вып. 2 (25 июля 2010), с. 114-118
- [2] D.P. Kozlenko, Z.Jir'ak, N.O.Golosova and B.N. Savenko Eur. Phys. J. B70 (2009), 327–334
- [3] Жданов К Р, Каменева М Ю, Козеева М Ю, Лавров А Н *ФТТ* 52 (8) 1570 (2010)
- [4] V.B. Zlokazov and V.V. Chernyshev, J. Appl. Cryst. 25 (1992), 447
- [5] J. Rodriguez-Carvajal, Physica B 192 (1993), 55

ИССЛЕДОВАНИЕ АТОМНОЙ И МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ $\text{La}_{2/3}\text{Pb}_{1/3}\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ МЕТОДОМ НЕЙТРОННОЙ ДИФРАКЦИИ

А.М. Балагуров¹, И.А. Бобриков¹, Т.Т. Лоан²

¹ ЛНФ им. И.М. Франка, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

² Ханойский научный технический университет, г. Ханой, Вьетнам

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к сложным магнитным оксидам марганца со структурой перовскита, возникший около 15 лет назад, продолжает оставаться высоким, что связано с их необычными физическими свойствами и разнообразными практическими применениями. В последнее время задача поиска соединений с максимально высокими температурами ферромагнитного упорядочения и перехода в проводящее состояние остается актуальной. В этой связи особое внимание стало уделяться составам со свинцом, т.к. было обнаружено, что у соединения $\text{La}_{0.67}\text{Pb}_{0.33}\text{MnO}_3$ температура перехода в ФМ состояние заметно превышает комнатную, а именно, $T_C \approx 340 \text{ K}$ [1].

Сравнительно недавно были начаты исследования составов манганитов, включающих свинец, с одновременным замещением марганца на ионы других переходных металлов, в основном на Со, радиус которого близок к радиусу Мп [2, 3, 4]. Но до сих пор, однако, нейтронных структурных исследований составов манганитов с допированием свинцом и с частичным замещением Мп на Со выполнено не было. Соответственно, отсутствует информация о поведении упорядоченного магнитного момента и влиянии свинца и кобальта на структуру кислородного окружения ионов металла.

В настоящей работе представлены результаты нейтронных структурных исследований составов $\text{La}_{2/3}\text{Pb}_{1/3}\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ с $x = 0.15, 0.2$ и 0.25 (далее LPMCO- x), что позволило получить прецизионные данные об их атомной и магнитной структуре.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Образцы $\text{La}_{2/3}\text{Pb}_{1/3}\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ с $x = 0.15, 0.2$ и 0.25 были приготовлены стандартным методом твердотельной реакции, подробно описанной в работах [4]. Результаты измерения сопротивления и синхротронных экспериментов исследуемых образцов представлены в работе [4]. Нейтронные дифракционные эксперименты проведены на импульсном реакторе ИБР-2 в ОИЯИ. На фурье-дифрактометре высокого разрешения (ФДВР) получены данные для составов с $x = 0.15$ и 0.25 , которые использовались для уточнения их атомной структуры при комнатной температуре, а на дифрактометре среднего разрешения ДН-12 – для составов с $x = 0.20$ и 0.25 в широком интервале температур, что позволило определить их магнитную структуру. Полученные дифракционные спектры обрабатывались по методу Ритвельда с использованием программных пакетов FullProf [5] и MRIA [6].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные обработанные результаты показали, что в диапазоне температур 20 - 300 К независимо от содержания Co все составы LPMCO-х имеют структуру слегка искаженного перовскита с ромбоэдрической пространственной симметрией (пр. гр. R-3с, параметры элементарной ячейки $a \approx 5.49 \text{ \AA}$ и $\alpha \approx 60.4^\circ$). Атомы располагаются в позициях: La/Pb (1/4, 1/4, 1/4), Mn/Co (0, 0, 0), O ($x+1/4$, $-x+1/4$, 1/4). Зависимости расстояния Mn/Co–O от температуры для исследуемых образцов показаны на рис. 1а. При ромбоэдрической симметрии, октаэдры (Mn/Co)O₆ являются регулярными, т.е. все расстояния Mn/Co–O одинаковы и практически не зависят от температуры.

В дифракционном спектре состава с $x = 0.15$, измеренного на ФДВР с высоким разрешением, наблюдается расщепление некоторых пиков. Попытки его интерпретации как понижение симметрии кристаллической решетки не увенчались успехом. Наоборот, предположение о сосуществовании двух изоструктурных фаз позволило достаточно хорошо описать дифракционные данные (рис. 1б). Обе фазы ромбоэдрические с очень близкими линейными параметрами ($a = 5.4840 \text{ \AA}$ и $a = 5.4858 \text{ \AA}$) и немного разными углами ромбоэдра

($\alpha = 60.30^\circ$ и $\alpha = 60.58^\circ$). Обе фазы занимают почти равные доли в объеме образца (60% и 40%), причем в первой фазе соотношение Mn/Co соответствует заданному, т.е. 85/15, тогда как во второй оно на 25% больше.

Нейтронные дифракционные данные позволяют однозначно утверждать, что, по крайней мере, в диапазоне x от 0.15 до 0.25 в исследуемых составах наблюдается только ферромагнитный порядок в направлениях моментов марганца и кобальта.

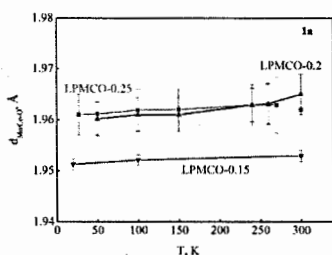


Рис. 1а. Расстояния Mn/Co – O для образцов с $x = 0.15, 0.2$ и 0.25 в зависимости от температуры. Данные для образцов с $x = 0.2$ и 0.25 получены на ДН-12. Данные для образца $x = 0.15$ (и для $x = 0.25$ при $T = 300$ К) получены на ФДВР.

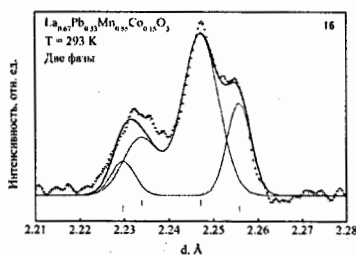


Рис. 1б. Описание участка дифракционного спектра, измеренного на ФДВР.

Никаких признаков антиферромагнитного упорядочения не обнаружено. Величины магнитных моментов уточнялись для составов с $x = 0.2$ и 0.25 по данным, полученным на дифрактометре ДН-12. Поскольку атомы марганца и кобальта занимают одну и ту же позицию, то определялся только средний магнитный момент для этой позиции. Температурное поведение упорядоченного среднего магнитного момента не имеет каких-либо особенностей и для его описания в широком диапазоне температур использовалась феноменологическая зависимость $\mu(T) = \mu(0)[1 - (T/T_c)^{\eta}]^{\beta}$ (рис. 2). Для этих двух составов получены значения $\mu_{\text{Mn/Co}} = (3.32 \pm 0.17) \mu_B$ для $x = 0.2$ и $\mu_{\text{Mn/Co}} = (3.64 \pm 0.11) \mu_B$ для $x = 0.25$.

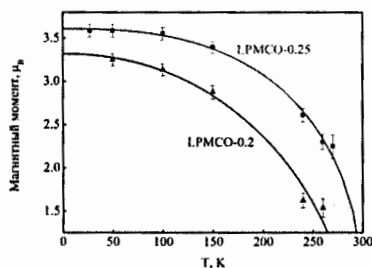


Рис. 2. Зависимости от температуры среднего упорядоченного магнитного момента В-катиона в $\text{La}_{2/3}\text{Pb}_{1/3}\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ для $x = 0.2$ и 0.25 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для LPMCO с $x = 0$ температура перехода металл – диэлектрик, T_{MI} , близка к температуре Кюри и составляет $T_{\text{MI}} \approx T_{\text{C}} \approx 340$ К [1]. При частичном замещении марганца на кобальт, т.е. в соединениях LPMCO- x , T_{C} быстро уменьшается ($T_{\text{C}} = 290$ К для $x = 0.2$ и $T_{\text{C}} = 277.5$ К для $x = 0.25$), но T_{MI} уменьшается еще быстрее ($T_{\text{MI}} = 110$ К для $x = 0.2$ и $T_{\text{MI}} = 66$ К для $x = 0.25$) [4]. Предполагавшиеся ранее структурные причины этого явления пока не нашли подтверждения – из наших данных следует, что ни в одном из изученных составов в диапазоне от ~ 20 К до комнатной температуры структурных фазовых переходов нет, а в зависимости упорядоченного магнитного момента от температуры какие-либо особенности отсутствуют. Наблюдавшееся в составе с $x = 0.15$ расслоение на две изоструктурные фазы с несколько разной стехиометрией также не может быть основной причиной большой разницы в T_{MI} и T_{C} .

Соответственно, следует признать, что единственной реальной причиной сильной зависимости T_{MI} и T_{C} от x является конкретное спиновое и зарядовое состояние ионов кобальта. Уже классическим примером их влияния на структурные и макроскопические свойства является LaCoO_3 , в котором спиновое состояние Co^{3+} определяло свойства соединения [7]. В изученных нами составах содержание кобальта невелико ($x \leq 0.25$) и вероятно, что его влияние на структуру ограничивается локальным уровнем. Исследование этих интересных соединений методами, позволяющими почувствовать локальный структурный беспорядок

(EXAFS), или анализ составов с большим содержанием кобальта, возможно, позволит понять микроскопическую причину наблюдаемых эффектов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A. Peles, H.P. Kunkel et al., *J. Phys.: Condens. Matter*, V.11, 8111-8130 (1999).
- [2] M.Mihalik, V. Kavcansky, et al., *Acta Physica Polonica A*, V. 113, 251-254 (2008).
- [3] G. Gritzner, J. Ammer et al., *Appl. Phys. A*, V. 90, 359-365 (2008).
- [4] То Тхань Лоан, М.Л. Краус et al., Труды XVI научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ. Дубна: Изд. ОИЯИ, С. 212-215 (2012).
- [5] J. Rodriguez-Carvajal, *Physica B*, V. 192, 55-69 (1993).
- [6] V.B. Zlokazov, V.V. Chernyshev, *J. Appl. Cryst.*, V. 25, 447-451 (1992).
- [7] A.M. Balagurov, S.N. Bushmeleva et al., *Phys. Rev. B*, V. 70 (1), 014427 (1-8)(2004).

МАЛОУГЛОВОЕ РАССЕЯНИЕ НА ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМАХ С ДИФFUЗНОЙ ГРАНИЦЕЙ РАЗДЕЛА ФАЗ

М.В. Авдеев¹, В.Л. Аксенов³, Л.А. Булавин², А.В. Томчук^{1,2#}

¹ЛНФ им. И.М. Франка, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

²Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко, г. Киев, Украина

³НИЦ "Курчатовский институт", г. Москва, Россия

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены особенности малоуглового рассеяния на полидисперсных частицах с диффузной поверхностью. Выделен случай малого показателя диффузности. Проанализированы возможности анализа полидисперсности в таких системах. Развитый подход использован для описания данных малоуглового рассеяния нейтронов для жидких дисперсий детонационных наноалмазов, что позволило определить параметры распределения по размерам нанокристаллитов алмаза. Обсуждаются причины отличия размеров, полученных в разных дифракционных методиках.

Высокодисперсные системы в большинстве случаев (особенно в практических применениях) состоят из неоднородных (многокомпонентных) полидисперсных наночастиц и их агрегатов. При исследовании таких систем и оценки их структурных характеристик посредством малоуглового рассеяния (рентгеновское излучение, тепловые нейтроны) встает вопрос, насколько фактор полидисперсности влияет на определяемые параметры. Учет полидисперсности рассматривался недавно [1] для однородных частиц и их кластеров, рассеяние на которых описывается универсальным экспоненциально-степенным приближением [2]. Для сравнения степени полидисперсности в рамках различных моделей было предложено использовать некоторую универсальную величину – индекс полидисперсности. Для систем с неоднородными по структуре частицами ситуация усложняется, и данный подход не может быть использован напрямую.

В настоящей работе мы рассматриваем влияние полидисперсности на рассеяние частиц, неоднородность которых определяется т.н. диффузной поверхностью:

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0, & 0 < r < R-d, \\ \rho_0 \left(\frac{R-r}{d} \right)^\beta, & R-d < r < R, \end{cases} \quad (1)$$

где r – расстояние от центра частицы, R – радиус частицы, d – ширина переходного слоя на границе раздела “частица-растворитель”, ρ_0 – ПДР однородного “ядра” частицы. Показатель β лежит в пределах от 0 до 1. Показано [3], что асимптотика малоуглового рассеяния для частиц с профилем типа (1) имеет вид:

$$I(q) = Bq^{-(4+2\beta)}. \quad (2)$$

Расчет средних различных степеней R для данного профиля дает довольно громоздкие выражения. Их прямое использование при обработке экспериментальных данных практически невозможно из-за сложной зависимости от параметров d и β . Однако, если β мало (что часто встречается на практике), без значительного изменения интерфейса можно положить $d = R$ (Рис.1). Тогда профиль (1) принимает вид:

$$\rho(r) = \rho_0 (1 - r/R)^\beta, \quad 0 < r < R. \quad (3)$$

Такая замена имеет два важных практических следствия. Во-первых, уменьшается число параметров, задающих профиль ПДР. Во-вторых, средняя ПДР в объеме рассматриваемой частицы становится независимой от ее размера R .

По аналогии с [1] рассмотрим системы с $\rho_s \approx 0$. (порошки, слабодиссеивающие растворители). В рамках универсального экспоненциально-степенного приближения [2] интенсивность рассеяния на таких частицах имеет вид:

$$I(q) = G \exp(-q^2 R_g^2 / 3) + B \left(q / [\operatorname{erf}(q R_g / \sqrt{6})]^3 \right)^{-(4+2\beta)}, \quad (4)$$

где режим Гинье с параметрами G (интенсивность рассеяния в нулевой угол) и R_g (радиус инерции) совмещается со степенным режимом. В случае полидисперсной системы радиус частиц R распределен по некоторому интервалу согласно функции $f(R)$. Используя предложенную выше замену профиля ПДР (3) при малых β , получаем:

$$G = n\bar{\rho}^2 (4\pi/3)^2 \langle R^6 \rangle, \quad (5a)$$

$$R_g^2 = \frac{12}{(\beta+4)(\beta+5)} \frac{\langle R^8 \rangle}{\langle R^6 \rangle}, \quad (5b)$$

$$B = 8\pi^2 n\rho_0^2 \Gamma^2 (\beta+1) \langle R^{2-2\beta} \rangle, \quad (5c)$$

где скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают усреднение по $f(R)$.

Рассмотрим модификацию индекса полидисперсности PDI, предложенного в [1] как некой универсальной безразмерной характеристики полидисперсности. Для однородных частиц PDI увеличивается с ростом полидисперсности. Комбинируя таким же образом инварианты рассеяния (5) для частиц с малым β и добываясь безразмерной комбинации по аналогии с [1], получаем:

$$\text{PDI} = R_g^{4+2\beta} B / G. \quad (6)$$

Из-за зависимости от β данный параметр не может претендовать на универсальность, однако возможно сравнение по полидисперсности для частиц с достаточно близкими значениями β .

Отдельно рассмотрим случай логнормального распределения:

$$f(R) = \exp(-\ln^2(R/R_0)/2s^2) / (Rs\sqrt{2\pi}). \quad (7)$$

которое имеет ярко-выраженную асимметрию. Параметры функции (7), R_0 и s , могут быть экспериментально определены посредством PDI:

$$s = \sqrt{\frac{\ln(\text{PDI}/t(\beta))}{12+10\beta+2\beta^2}}, \quad (8a)$$

$$R_0 = R_g \sqrt{\frac{(\beta+4)(\beta+5)}{12 \exp(14s^2)}}, \quad (8б)$$

$$i(\beta) = \frac{1}{8} ((\beta+1)(\beta+2)(\beta+3)\Gamma(\beta+1))^2 \left(\frac{12}{(\beta+4)(\beta+5)} \right)^{2+\beta}. \quad (8в)$$

Отметим, что когда $\beta \rightarrow 0$, вышеуказанные выражения принимают вид таковых для случая однородных шаров [1]. Таким образом, при малых β идеология подхода [1] к анализу малоуглового рассеяния на частицах с диффузной поверхностью сохраняется.

Сначала возможности развитого подхода были исследованы на модельных кривых для распределения ПДР вида (3) с учетом функции распределения по размеру вида (7). β варьировался в диапазоне 0–0.2. В результате для всех кривых независимо от β получено R_0 и s в соответствии с исходными параметрами в пределах 0.1%.

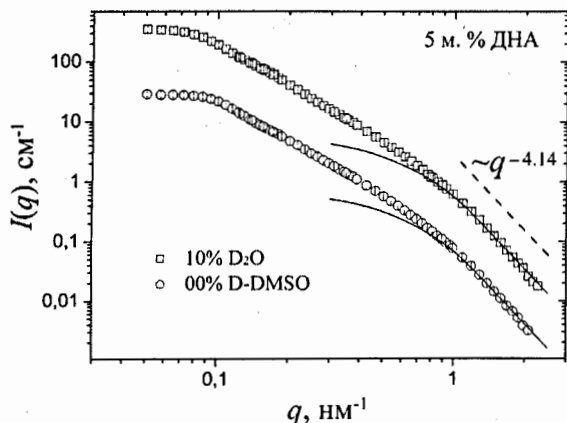


Рис. 1. МУРН для 5%-х водных дисперсий наноалмазов. Для удобства восприятия спектр DMSO разделен на 10. Сплошные линии отвечают универсально экспоненциально-степенному приближению (4) для уровня рассеяния частицами ДНА. Увеличение сигнала в малых q есть следствие агрегации. Степенная асимптотика (штриховая линия) отображает рассеяние поверхностью.

Далее были рассмотрены экспериментальные аспекты обсуждаемого выше приближения к описанию рассеяния на частицах с диффузной поверхностью на примере кривых малоуглового рассеяния нейтронов, полученных ранее для жидких дисперсий детонационных наноалмазов (ДНА) [4]. Анализ полидисперсности может быть сделан только для растворов с $\rho_S \approx 0$. Для этого путем вариации контраста (изменение соотношения протонированной и дейтерированной компонент растворителя) были приготовлены т.н. "нулевые матрицы" с 10% D₂O ($\rho_S = 0.13 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$) и 0% D-DMSO ($\rho_S = -0.046 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$), соответственно. Интенсивность рассеяния для двух видов систем (вода и диметилсульфоксид (DMSO), рис. 1) обнаруживает участки степенного спада с показателем в окрестности -4.14 ($\beta = 0.07$). Для малых q также наблюдается степенной режим рассеяния, отвечающий за кластерную организацию наноалмазов [4].

Используя логнормальное распределение по размеру ДНА, на что указывают эксперименты на отдельных частицах по динамическому рассеянию света [5], получаем согласно (8) параметры $R_0 = 1.36(5) \text{ нм}$, $s = 0.40(1)$ (вода) и $R_0 = 1.41(3) \text{ нм}$, $s = 0.40(1)$ (DMSO). Результаты хорошо отражают сильную полидисперсность частиц ДНА. Это объясняет тот факт, что соответствующий средний диаметр частиц, $\sim 3 \text{ нм}$, меньше чем характерный размер, полученный в рентгеновской дифракции (4-5 нм) [4].

Таким образом, предложенная нами модель непрерывного профиля может использоваться для описания структуры полидисперсных наносистем с диффузной поверхностью. В ее рамках было показано, что метод индекса полидисперсности в малоугловом рассеянии на неоднородных частицах требует введения поправок. Предложенный подход модифицированного PDI успешно применен к жидким дисперсиям ДНА. Соответствующий анализ кривых рассеяния, включая вариацию контраста, позволил восстановить распределение по размерам частиц ДНА. Высокая полидисперсность может быть причиной

отличия размеров алмазных нанокристаллитов, полученных разными методиками [4-5].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] G. Beaucage, H.K. Kammler, S.E. Pratsinis, *J. Appl. Cryst.* 37 (2004) 523.
- [2] G. Beaucage, *J Appl Cryst.* 29 (1996) 134.
- [3] P.W. Schmidt, D. Avnir, D. Levy, *et. al.*, *J. Chem. Phys.* 94 (1991) 1474.
- [4] M.V. Avdeev, N.N. Rozhkova, V.L. Aksenov, *et al.*, *J. Phys. Chem. C.* 133 (2009) 9473.
- [5] M Ozawa, M. Inaguma, M. Takahashi, *et. al.*, *Adv. Mater.* 19 (2007) 1201.

ЛОКАЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАТРИЧНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Е.Н. Яковлева

НИУ МИЭТ, г. Москва, Россия

АННОТАЦИЯ

Проведен анализ локальных значений векторов напряженности электрического поля в компонентах матричного композита, армированного волокнами и шарообразными включениями. Построен метод расчета, основанный на решении уравнения Пуассона со случайно-однородными коэффициентами, связывающий локальные и средние характеристики электрического поля. Проведен расчет характеристик в зависимости от расстояний между включениями и сравнение с решением для одиночного шарообразного и цилиндрического включения.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Диэлектрические композиционные материалы широко используются в электронной технике, радио-, микро- и нанoeлектронике [1]. Они, как правило, представляют собой матричные структуры, где включения помещены в однородную среду – матрицу. При приложении электрического поля к композиту, наличие включений приводит к его искажению или перераспределению, поэтому возникает необходимость определения локального и среднего значений электрического поля.

Анализ локальных характеристик электрических полей удобно проводить, используя понятие коэффициента концентрации поля, который связывает локальные значения векторов напряженности и индукции электрического поля с их средним значением [2]

$$E_i(\vec{r}) = K_{ij}^E(\vec{r}) \langle E_j(\vec{r}) \rangle, D_i(\vec{r}) = K_{ij}^D(\vec{r}) \langle E_j(\vec{r}) \rangle \quad (1)$$

Ограничимся рассмотрением векторов напряженности электрического поля в композите. Предполагая его однородность, получаем $K_{ij}^E = I_{ij}$ где I_{ij} – единичный

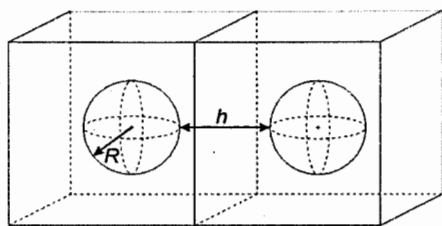
тензор, а в предположении однородности индукции электрического поля имеем $K_{ij}^E = \varepsilon_{ik}^{-1} \langle \varepsilon_{kj}^{-1} \rangle^{-1}$. Угловые скобки, в этом случае, определяют усреднение по объему.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

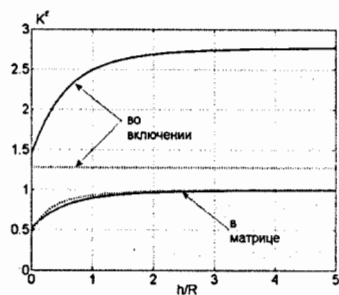
Рассмотрим матричный композит из эпоксидной смолы ($\varepsilon = 10$) с шарообразными включениями стекла ($\varepsilon = 3.6$). Объемная концентрация наполнителя определяется в зависимости от расстояния между включениями и их размером, соответственно модели материала с изотропными шаровыми включениями, где R – радиус включения, h – среднее расстояние между включениями (рисунок 1а). В предельном случае расстояние между включениями будет так велико, что их влияние друг на друга будет полностью нивелироваться, и задачу можно свести к классической задаче по определению электрического поля в неограниченной среде с единичным диэлектрическим шаром [3]. При отсутствии внутренних зарядов и однородном внешнем поле решение данной задачи хорошо известно

$$K_1^E = \left(\frac{2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \cdot R^3}{\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1} \cdot \frac{1}{h^3} + 1 \right), K_2^E = \frac{3\varepsilon_2}{\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1}, \quad (2)$$

где индексы 1 и 2 обозначают характеристики матрицы и шарового включения соответственно.



а



б

Рисунок 1. а) модель; б) зависимость коэффициента концентрации электрического поля от расстояния между включениями. Пунктирными линиями обозначены теоретические характеристики

Кривая, описывающая поле во включении, не соответствует асимптотике теоретического решения, что объясняется грубым предположением однородности вектора индукции в композите. Для получения более точного значения был построен метод, основанный на решении уравнения Пуассона со случайно-однородными коэффициентами [4], который приводит к выражению

$$K_{ik}^E = (I_{ii} - Q_{ij}(\bar{r}) \varepsilon_{ji}^*)^{-1} \left\langle (I_{ik} - Q_{lm}(\bar{r}) \varepsilon_{mk}^*)^{-1} \right\rangle^{-1} \quad (3)$$

Здесь $\varepsilon_{ij}^* = \varepsilon_{ij}(\bar{r}) - \varepsilon_{ij}^c$ (индексом «с» обозначается произвольное однородное тело сравнения), а $Q_{ij}(\bar{r})$ – интегральный оператор, описывающий взаимодействие включений. Для расчетов он заменяется постоянным тензором g_{ij} , что становится возможным, если предположить, что в пределах включений поля постоянны (но отличаются при переходе от одного включения к другому). Окончательно для вычисления имеем следующее соотношение

$$K_{ik}^E = (I_{ii} - g_{ij}(\bar{r}) \varepsilon_{ji}^*)^{-1} \left\langle (I_{ik} - g_{lm}(\bar{r}) \varepsilon_{mk}^*)^{-1} \right\rangle^{-1} \quad (4)$$

где $g_{ij}(\bar{r}) = \int G_{ij}^{(s)}(\bar{r}) dr$, а $G_{ij}^{(s)}(\bar{r}) \equiv \partial^2 G^{(s)}(\bar{r}) / dx_i dx_j$ – сингулярная часть второй производной функции Грина уравнения Пуассона [4].

Примем, что параметры тела сравнения равны параметрам матрицы $\varepsilon^c = \varepsilon_1$ тогда для шарообразных включений $g = -1/(3\varepsilon_1)$. С учетом этого коэффициенты концентрации напряженности электрического будут иметь вид

$$K_1^E = \frac{1}{1 + \nu \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, K_2^E = \frac{3\varepsilon_1}{2\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \cdot \frac{1}{1 + \nu \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (5)$$

где ν – объемная концентрация включений в материале. Асимптотики коэффициентов к теоретическим значениям подтверждают адекватность метода, начальные расхождения обусловлены взаимным влиянием включений.

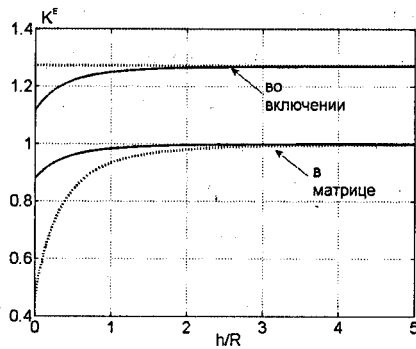


Рисунок 2. Зависимость коэффициента концентрации электрического поля от расстояния между включениями. Пунктирными линиями обозначены теоретические характеристики. Аналогичным образом можно провести расчет для композита, армированного однонаправленными одномерными включениями (волокнами). В этом случае характеристики композита будут анизотропными, при этом $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = -\frac{1}{2\varepsilon_m}$ и выражения будут иметь вид

$$K_1^E = \frac{1}{1 + \nu \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, K_2^E = \frac{3\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \cdot \frac{1}{1 + \nu \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (6)$$

а $\varepsilon_{33} = 0$, что приводит к тому, что $K_1^E = K_2^E \equiv 1$. Решение классической задачи с бесконечным цилиндром в диэлектрической среде приводит к выражениям

$$K_2^E = \frac{2\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}, K_1^E = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \cdot \frac{R^2}{h^2} + 1 \quad (7)$$

перпендикулярно волокнам и $K_1^E = K_2^E \equiv 1$ параллельно им.

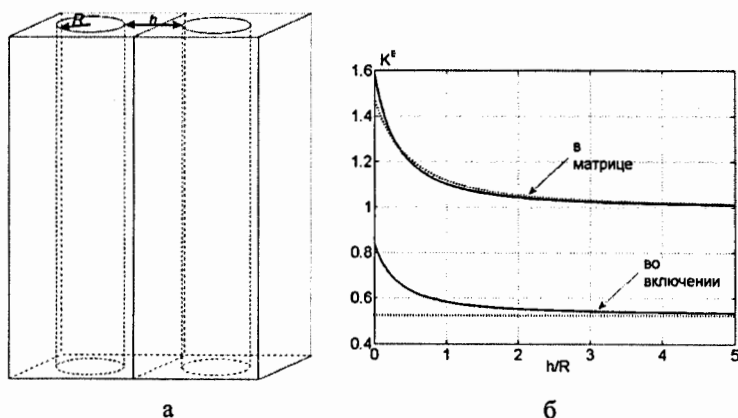


Рисунок 3. а) Модель; б) Зависимость коэффициента концентрации электрического поля в направлении перпендикулярном ориентации волокон от расстояния между ними.

Пунктиром обозначены теоретические характеристики

Работа выполнена при поддержке федеральной целевой программы

«Инновационные кадры России 2008-2013 гг.»

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Materials for Tomorrow. Theory, Experiments and Modelling. / S.Gemming, M.Schreiber, J.-B.Suck (Eds.), Berlin: Springer-Verlag, 2007, 196 p.
- [2] Yakovlev V.B. Local stress-strain conditions of textured polycrystals under high pressure. // High Pressure Research, 2000, vol 17, pp. 375-383
- [3] Виноградов А.П. Электродинамика композитных материалов. – М.: УРСС, 2001, 176с.
- [4] Бардушкин В.В., Лавров И.В., Яковлев В.Б., Яковлева Е.Н. Моделирование диэлектрических свойств поликристаллов и композитов.// Оборонный комплекс – научно-техническому прогрессу России, 2013, № 1, с.58-65

РАДИАЦИОННЫЕ И РАДИОБИОЛОГИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Председатель секции: к.б.н. О.В. Белов

Секретарь секции: Н.В. Анфимов

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ ПИРАМИДНЫХ НЕЙРОНОВ ГИППОКАМПА

С.В. Аксёнова, О.В. Белов, О.Е. Сокол

ЛРБ, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

АННОТАЦИЯ

В рамках настоящего исследования выполнена сравнительная оценка функциональной активности нейронов головного мозга при изменении мембранного потенциала Ca^{2+} . Для этой цели использована модель, описывающая функционирование пирамидных нейронов области СА3 гиппокампа, играющего ключевую роль в реализации процессов обучения и памяти. Математическое описание механизмов синаптической передачи выполнено с учётом транспорта ионов K^+ , Ca^{2+} , Na^+ . Предложенная модель позволяет количественно описать ряд биохимических процессов, протекающих на мембране и внутри дендритного шипика пирамидного нейрона во время индукции длительной потенции и длительной депрессии.

ВВЕДЕНИЕ

Решение многих задач современной нейробиологии связано с исследованием функциональной активности нейронов головного мозга. При этом одним из наиболее актуальных вопросов является изучение процессов, приводящих к нарушению передачи нервного импульса вследствие действия факторов физической и химической природы, а также ввиду наличия определённых заболеваний. В последние годы особое внимание при решении таких задач уделяется влиянию ионизирующей радиации на функции центральной нервной системы (ЦНС). Возникновение такой проблемы связано с возросшим интересом к осуществлению длительных пилотируемых полётов за пределами магнитосферы Земли. Радиобиологические исследования последних лет выявили серьёзную опасность тяжёлых ядер в составе галактических космических лучей, обусловленную нарушением функций поведения и памяти.

К настоящему времени установлены некоторые молекулярные механизмы, лежащие в основе нарушения памяти и способности к обучению после радиационного воздействия. Ключевым отделом головного мозга, отвечающим за функции поведения и памяти, является гиппокамп. Ухудшение синаптической передачи в гиппокампе является одной из причин наблюдаемых функциональных изменений после действия тяжёлых заряженных частиц.

Известно, что многие молекулярные механизмы синаптической передачи контролируются ионами Ca^{2+} , вовлечённого также в некоторые другие процессы внутриклеточной регуляции. При этом важным является выяснение зависимости синаптической передачи от мембранного потенциала Ca^{2+} . Для этой цели представляется возможным применение методов математического моделирования.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В ходе работы сформулирована математическая модель, описывающая динамику изменения синаптического потенциала мембраны с учётом транспорта ионов Na^+ , K^+ , Ca^{2+} . В качестве метода для описания процессов синаптической передачи выбран подход, основанный на модели Ходжкина-Хаксли [1,2], где для описания потенциала каждого компартмента используется выражение вида:

$$\frac{CdV_i}{dt} = -I_M - I_{\text{син}} + z_{i,j}(V_{i+1} - V_i) + z_{i,j-1}(V_{i-1} - V_i). \quad (1)$$

Здесь $I_M = g_L V + I_{\text{Na}} + I_{\text{Ca}} + I_{\text{K}}$ – мембранный ток, $I_{\text{син}} = I_{\text{b1}} + I_{\text{b2}} + I_{\text{t1}} + I_{\text{t2}}$ – синаптический ток, z – проводимость, обеспечивающая связь между соседними компартментами. Для учёта несинаптических характеристик мембраны использованы следующие выражения:

$$\begin{aligned} I_{\text{Na}} &= g_{\text{Na}} m^3 h (V - V_{\text{Na}}) & (V_{\text{Na}} = 115 \text{ мВ}), \\ I_{\text{K}} &= (g_{\text{K}} n^4 y + g_s q) (V - V_{\text{K}}) & (V_{\text{K}} = -15 \text{ мВ}), \\ I_{\text{Ca}} &= g_{\text{Ca}} s^5 r (V - V_{\text{Ca}}) & (V_{\text{Ca}} = 140 \text{ мВ}), \end{aligned} \quad (2)$$

где g – пассивная проводимость утечки, m, h, n, y, s, q, r подчиняются уравнениям Ходжкина-Хаксли вида: $dm/dt = \alpha_m(1 - m) - \beta_m m$.

Синаптические характеристики мембраны имеют вид:

$$\begin{aligned} I_{B1} &= g_{B1} f_{B1} (V - V_{B1}) & (V_{B1} = V_{Na} = 115 \text{ мВ}), \\ I_{B2} &= g_{B2} f_{B2} (V - V_{B2}) & (V_{B2} = V_{Ca} = 140 \text{ мВ}), \\ I_{T1} &= g_{T1} f_{T1} (V - V_{T1}) & (V_{T1} = -15 \text{ мВ}), \\ I_{T2} &= g_{T2} f_{T2} (V - V_{T2}) & (V_{T2} = -25 \text{ мВ}). \end{aligned} \quad (3)$$

В выражениях (3) g – синаптические проводимости, f – коэффициенты, учитывающие долю фосфорилированных и нефосфорилированных рецепторов.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В ходе работы оценена динамика изменения синаптического потенциала мембраны с учётом транспорта ионов Na^+ , K^+ , Ca^{2+} . На рисунках 1–4 приведены графики, характеризующие зависимость основных параметров синаптической передачи от величины кальциевого потенциала. Результаты расчётов показывают, что при уменьшении потенциала Ca^{2+} происходит снижение частоты спайков и расширение электрического импульса во времени.

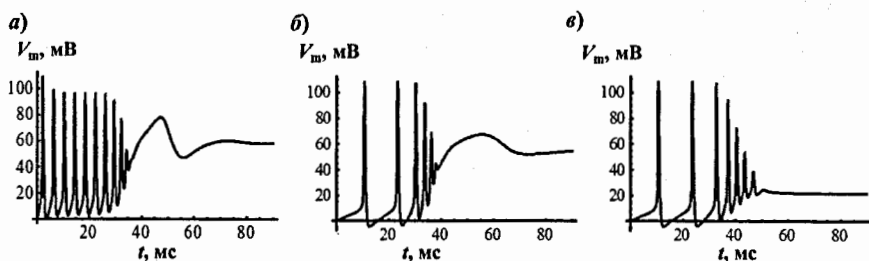


Рис. 1. Изменение мембранного потенциала V_m при градиентах ионов Ca^{2+} а) 140 мВ, б) 80 мВ и в) 20 мВ. t – время.

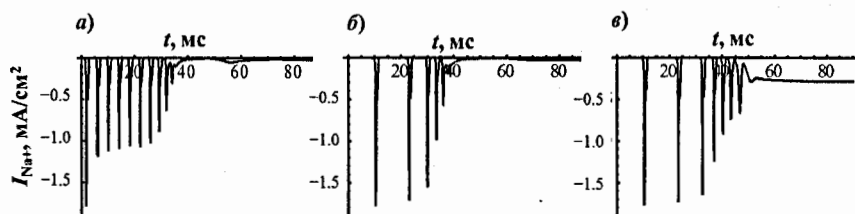


Рис. 2. Изменение мембранного несинаптического тока I_{Na^+} при градиентах ионов Ca^{2+} а) 140 мВ, б) 80 мВ и в) 20 мВ. t – время.

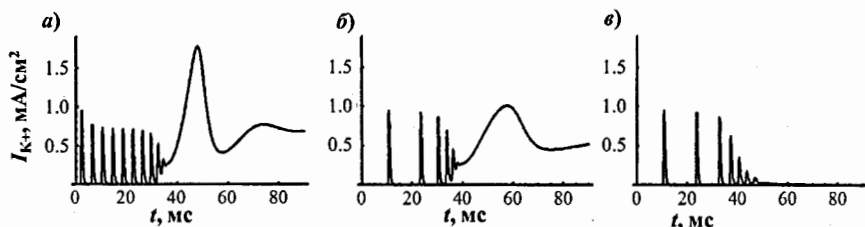


Рис. 3. Изменение мембранного несинаптического тока I_{K^+} при градиентах ионов Ca^{2+} а) 140 мВ, б) 80 мВ и в) 20 мВ. t – время.

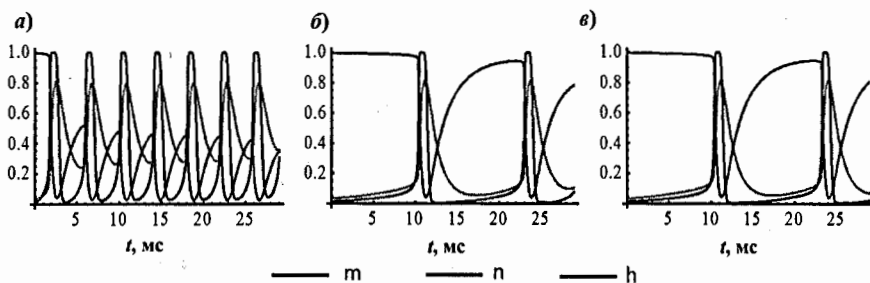


Рис. 4. Оценка переменных m , n , h уравнений Ходжкина-Хаксли.

Предложенная модель позволяет количественно описать ряд биохимических процессов, протекающих на мембране и внутри дендритного шипика пирамидного нейрона во время индукции длительной потенциации и длительной депрессии с учётом зависимости этих процессов от величины кальциевого потенциала. Перспективной задачей представляется применение таких моделей к оценке функциональных изменений, вызванных действием тяжёлых заряженных частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Hodgkin A., Huxley A. A quantitative description of membrane current and its application to conduction and excitation in nerve // *J. Physiol.* 1952. V. 117. P. 500-544.
- [2] Мурзина Г.Б., Силькис И.Г. Модель посттетанической эффективности дендритного шипика нейрона // *Биофизика.* 1997. Т. 42. № 3. С. 702-710.

МУТАГЕННОЕ ДЕЙСТВИЕ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ НЕОНА НА КЛЕТКИ КИТАЙСКОГО ХОМЯЧКА

П. Блаха^{1,2#}, Р.Д. Говорун¹, Д.В. Елша¹, И.В. Кошлань¹,

Н.А. Кошлань¹, А.Н. Торубарова¹

¹ЛРБ, ОИЯИ, Дубна, Россия

² ФЯФИ, г. Прага, Чешская Республика

ВВЕДЕНИЕ

Проведено исследование спонтанного и радиационно-индуцированного мутагенеза после воздействия ускоренными ионами неона на клетки китайского хомячка (линия V-79). Облучение ионами ^{20}Ne ($E = 53$ МэВ/нуклон, ЛПЭ ~ 138 кэВ/мкм) проводили на установке «Геном» на ускорителе U-400М ЛЯР ОИЯИ в дозах 0,5; 1 и 2 Гр. Для выявления и селекции клеток, в которых произошла мутация HPRT-гена, использовали стандартную тест-систему, основанную на резистентности таких клеток к 6-тиогуанину (6-TG) – аналогу пуринов гуанина и гипоксантина, необходимых для синтеза ДНК [1].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На Рис. 1 показаны уровень спонтанного мутагенеза клеток китайского хомячка ($5 \cdot 10^{-4}$) и частоты радиационно-индуцированных мутантов, выявляемых в разные сроки после облучения. Проявление радиационно-индуцированного мутагенеза зависело от сроков высева облученных клеток в селективную среду с 6-TG. При посеве через 4-6 дней после облучения уровень радиационно-индуцированного мутагенеза не отличался от спонтанного. В последующие сроки частота мутантных колоний клеток во всем диапазоне доз повышалась с $3 \cdot 10^{-4}$ до $29 \cdot 10^{-4}$ с максимумом через 15-18 дней. Данные сроки соответствуют 30-40 поколениям клеток. В дальнейшем частота мутагенеза снижалась и при посеве на 40-ой день после облучения уровень радиационно-индуцированного мутагенеза не отличался от спонтанного.

pavel.blahax@gmail.com

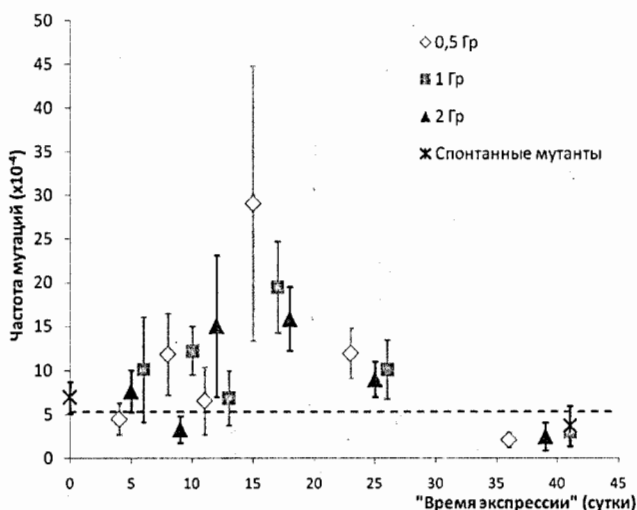


Рис. 1 – Изменение частоты образования HPRT-мутантов в зависимости от “времени экспрессии” мутаций.

В процессе выявления мутантных колоний, выделения их для последующего размножения и приготовления цитогенетических препаратов обратили внимание различия в продолжительности роста HPRT-мутантных субклонов. Полученные данные представлены на Рис. 2. Как можно видеть, среди спонтанных и радиационно-индуцированных мутантов выявляются три группы колоний по продолжительности их роста: быстрорастущие (10 - 12 дней), с замедленным ростом (13 - 15 дней) и медленно растущие (16 - 19 дней). Среди радиационно-индуцированных мутантов встречены единичные образцы с экстремально пролонгированным ростом (до 27 дней). Таким образом, как для спонтанных, так и для радиационно-индуцированных мутантов характерно снижение скорости роста их колоний [2]. Для интактных клеток (контроль) выделялись две группы субклонов: через 10 - 12 дней и через 13 - 15 дней.

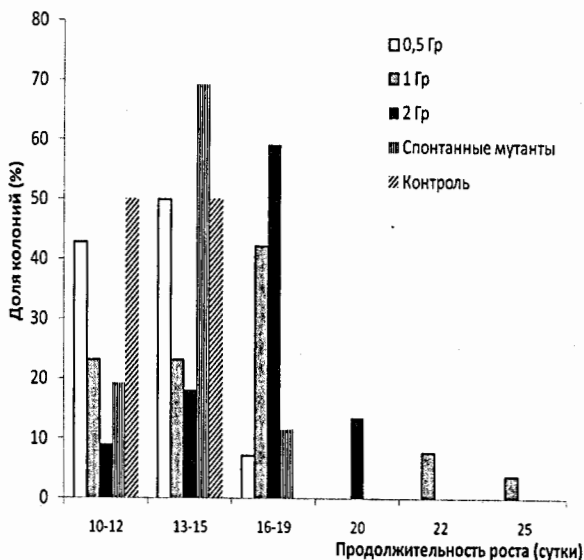


Рис. 2 - Распределение спонтанных и радиационно-индуцированных HPRT-мутантных колоний по продолжительности роста одиночных колоний.

В ходе размножения мутантных субклонов у некоторых из них наблюдались необычные типы роста популяции клеток по сравнению с характерным для интактной культуры образованием монослоя (Рис. 3). При одинаковых условиях посева отмечались необычные по морфологии картины роста HPRT-мутантных субклонов. Нами они обозначены как тяжевидный, ажурный и звездчатый (Рис. 3 Б, В, Г). Также зафиксировано быстрое появление колоний мутантных клеток до достижения клеточного монослоя. Такие признаки позволяют высказать предположение о бласттрансформации мутантных клеток, ведущей к канцерогенезу.

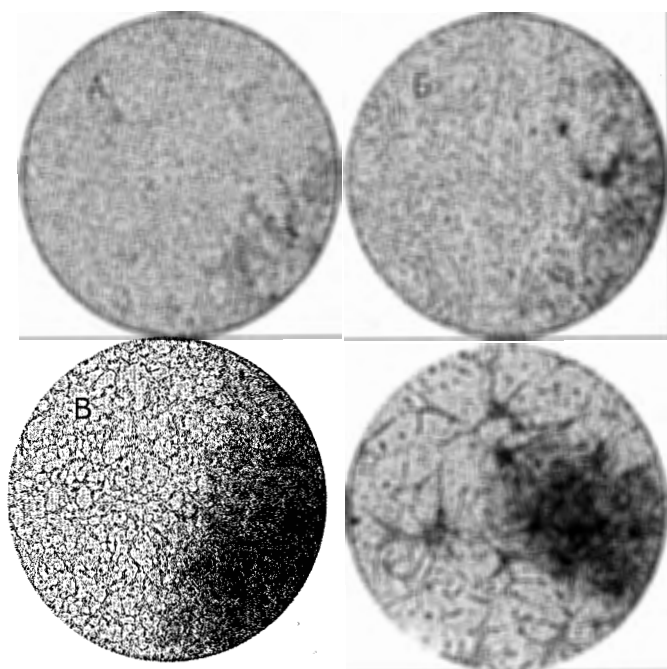


Рис. 3 - Типы роста мутантных субклонов. А - монослойный, Б - тяжевидный, В - ажурный, Г - звездчатый

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенное исследование показало, что при облучении клеток китайского хомячка ускоренными ионами неона (ЛПЭ ~ 138 кэВ/мкм) в диапазоне исследованных доз увеличивается "время экспрессии" HPRT-гена: максимальная частота мутаций выявлена через 15 - 20 суток после воздействия.

Отмечено увеличение продолжительности роста колоний как спонтанных, так и радиационно-индуцированных мутантных субклонов.

Обнаружены отдельные мутантные субклоны с необычным типом роста популяции их клеток: тяжевидный, ажурный и звездчатый.

В дальнейшем планируется цитогенетическое исследование полученных HPRT-мутантов и сопоставление с характером возникших в них мутаций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Thacker, J.; Stephens, M.A.; Stretch, A. Factors affecting the efficiency of purine analogues as selective agents for mutants of mammalian cells induced by ionising radiation. *Mutation Research*, 1976, vol. 35, pp. 465-478.
- [2] Govorun, R.D.; Koshlan I.V.; Koshlan, N.A.; Krasavin, E.A.; Shmakova, N.L. Chromosome instability of HPRT-mutant subclones induced by ionising radiation of various LET. *Advances in Space Research*, 2002, vol. 30, no. 4, pp. 885-890.

ИНДУКЦИЯ АПОПТОТИЧЕСКОЙ ГИБЕЛИ ЛИМФОЦИТОВ ЧЕЛОВЕКА В УСЛОВИЯХ ВЛИЯНИЯ ИНГИБИТОРОВ РЕПАРАЦИИ ДНК ПРИ ДЕЙСТВИИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ РАЗНОГО КАЧЕСТВА

А.В. Борейко^{1,2}, Т.С. Буланова^{1,2}, М.Г. Заднепрянец^{1,2}, Е.В. Ильина², Л.

Йежкова², И.И. Равначка^{2,3}, Е.В. Смирнова^{1,2}

¹МУПОЧ«Дубна», г. Дубна, Россия

²ЛРБ, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

³БАН Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, г. София,
Болгария

АННОТАЦИЯ

Установлены дозовые зависимости выхода апоптотических клеток в присутствии ингибиторов репликативного и репаративного синтеза ДНК арабинозид цитозина (Ара-Ц) и гидроксимочевины (ГМ), ингибитора белка P53 – pifithrin- α при действии γ -квантов ⁶⁰Со и тяжелых ионов ¹⁸О и ²⁰Ne. Выявлено, что Ара-Ц и ГМ практически не оказывают влияния на индукцию апоптотических клеток при действии ¹⁸О и ²⁰Ne, в сравнении с γ -квантами. Изучена сравнительная кинетика выхода апоптотических и некротических клеток в присутствии ингибиторов Ара-Ц, ГМ и PFT- α . Показано, что при действии γ -квантов в присутствии PFT- α резко возрастает уровень некроза.

ВВЕДЕНИЕ

Апоптоз – процесс, необходимый для поддержания тканевого гомеостаза. В механизме апоптоза можно выделить 3 стадии: индукции (сигнальная), активация путей реализации и деградации. По механизму индукции различают внутренний (P53-зависимый) и внешний. Это различие определяется характером рецепции и проведения сигналов апоптоза. В первом случае сигнал обязательно опосредуется механизмами стабилизации и активации белка P53, во втором – воспринимается непосредственно мембранными рецепторами. Оба используют одни и те же пути

реализации, т.е. посредством различных молекулярных механизмов происходит активация каспазного каскада и последующая деградация клетки. [2]

В работе были использованы ингибиторы репарации ДНК – арабинозидцитозин (Ара-Ц) и гидроксимочевина (ГМ). Использование этих ингибиторов позволяет оценить вклад двунитевых разрывов (ДР) ДНК и кластерных повреждений в индукцию апоптотической гибели клеток. Присутствие Ара-Ц и ГМ в клеточной суспензии приводит к задержке репарации одностранных разрывов (ОР) ДНК и, в конечном счете, образованию энзиматических ДР ДНК.[1] Так же в работе использовался обратимый ингибитор транскрипционной активности белка P53 – pifithrin- α . Данный ингибитор блокирует функции P53, связанные с остановкой клеточного цикла, синтезом репаративных ферментов, индукцией апоптоза.[3].

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Лимфоциты выделяли из цельной гепаринизированной крови здоровых доноров градиентным методом. Конечная концентрация лимфоцитов в суспензии – 2×10^6 клеток/мл. За 1 час до облучения в клеточную суспензию добавляли ингибиторы Ара-Ц и ГМ в концентрации 20 μ М и 2 mM соответственно. Ингибитор pifithrin- α был добавлен за 4 ч до облучения в концентрации 30 μ М. Облучение γ -квантами ^{60}Co (ЛПЭ = 0,3 кэВ/мкм) проводилось на установке для дистанционной лучевой терапии «Рокус-М», ускоренными протонами в растянутом пике Брэгга (ЛПЭ = 1,6 кэВ/мкм) – на ускорителе фазотрон Лаборатории ядерных проблем им. В.П. Джелепова ОИЯИ, тяжелыми ионами ^{18}O (ЛПЭ = 170 кэВ/мкм) и ^{20}Ne (ЛПЭ ~180 кэВ/мкм) – на установке «У-400М» Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова ОИЯИ. Определение интактных, апоптотических и некротических клеток осуществлялось морфологическим методом с использованием смеси красителей бромистого этидия и акридинового оранжевого в различные временные интервалы после облучения – через 0 ч, 24ч и 48 ч.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Целью данной работы является изучение влияния ингибиторов репликативного и репаративного синтеза ДНК Ара-Ц, ГМ и ингибитора белка P53 (PFT- α) на индукцию апоптоза в лимфоцитах периферической крови человека при действии ионизирующих излучений различного качества.

Было показано, что при действии γ -квантов ^{60}Co наблюдается значительное увеличение выхода апоптотических клеток в условиях влияния ингибиторов Ара-Ц и ГМ через 24 и 48 часов после облучения. Наблюдаемый эффект может быть связан с механизмом действия данных ингибиторов. Присутствие Ара-Ц и ГМ в клеточной суспензии приводит к задержке репарации ОР ДНК и образованию энзиматических ДР ДНК. Таким образом, в условиях влияния данных радиомодифицирующих агентов увеличивается количество критичных для клеток повреждений и, как следствие, повышается уровень индукции апоптоза (рис.1).

Показано, что ингибиторы Ара-Ц и ГМ практически не оказывают влияния на индукцию апоптотических клеток при облучении тяжелыми ионами, в отличие от действия γ -квантов ^{60}Co . Так, с ростом ЛПЭ меняется спектр повреждений ДНК, и основной вклад в развитие летального эффекта вносят прямые ДР ДНК. Выход прямых ДР достигает своего максимального уровня при значениях ЛПЭ в диапазоне от 100 до 200 кэВ/мкм. [4]. Соответственно, в этой области значений ЛПЭ апоптотическая гибель клеток будет наступать вследствие возникновения в клетке большого числа труднорепазируемых повреждений ДНК, таких как ДР ДНК, при этом снижается эффективность действия модифицирующих агентов.

Для оценки влияния ингибиторов Ара-Ц и ГМ на индукцию апоптотических клеток была построена зависимость фактора изменения дозы (ФИД) от ЛПЭ для исследованных видов излучений (рис.3). ФИД является основным показателем, характеризующим эффективность действия радиомодификаторов, и определяется

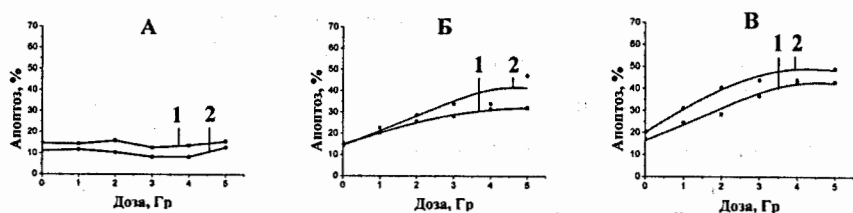


Рис.1. Индукция апоптотических клеток при действии γ -квантов ^{60}Co в нормальных условиях (1) и в присутствии Ара-Ц и ГМ (2) через: 0 ч (А), 24 ч (Б), 48 ч (В)

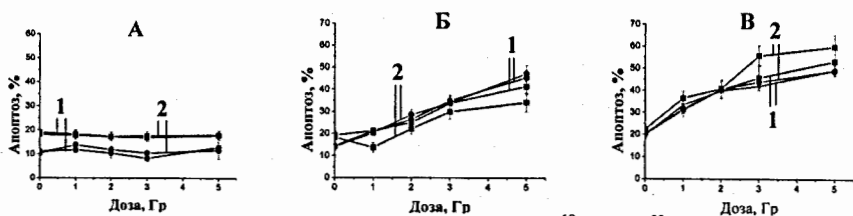


Рис. 2. Индукция апоптотических клеток при действии ^{18}O (●) и ^{20}Ne (■) в нормальных условиях (1) и в присутствии Ара-Ц и ГМ (2) через: 0 ч (А), 24 ч (Б), 48 ч (В)

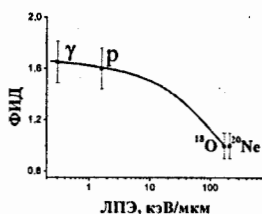


Рис. 3. Кривая фактора изменения дозы (ФИД) от ЛПЭ

$$\text{ФИД} = D_{\text{без радиомодификатора}}^{35\%} / D_{\text{с радиомодификатором}}^{35\%} \quad (1)$$

как отношение доз без радиомодификатора и в его присутствии при равном эффекте, в данном случае — выходе апоптотических клеток на уровне 35% (1). Установлено, что с увеличением ЛПЭ излучений наблюдается значительное снижение радиосенсибилизирующего эффекта используемых ингибиторов (рис.3).

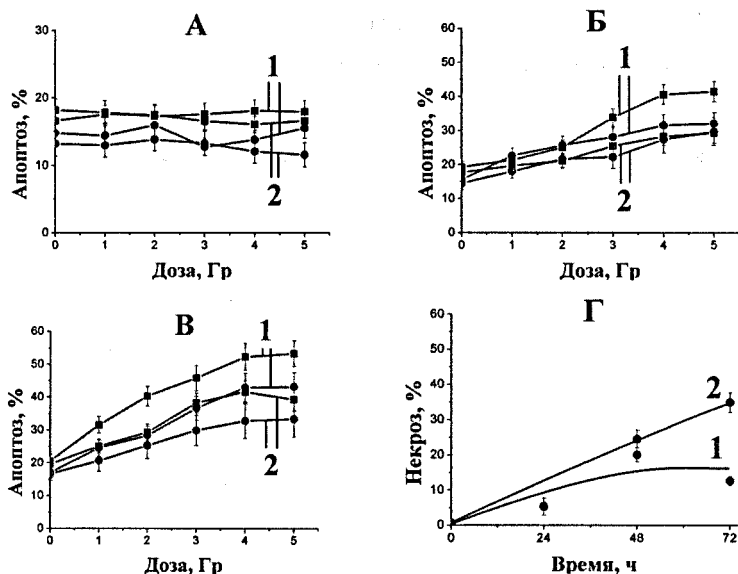


Рис. 4. Индукция апоптотических (А, Б, В) и некротических (Г) клеток при действии γ -квантов ^{60}Co (●) и тяжелых ионов ^{20}Ne (■) в нормальных условиях (1) и в присутствии PFT- α (2) через: 0 ч (А), 24 ч (Б), 48 ч (В).

Для изучения роли белка P53 в процессе апоптотической гибели лимфоцитов человека был использован ингибитор PFT- α . Исследованы дозовые зависимости индукции апоптотических клеток при действии γ -квантов ^{60}Co и тяжелых ионов ^{20}Ne . Выявлено, что в присутствии ингибитора PFT- α наблюдается эффективное снижение индукции апоптотических клеток в сравнении с контролем как при действии γ -квантов, так и ускоренных тяжелых ионов (рис.4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1]. А.В. Борейко и др. Влияние ингибиторов синтеза ДНК на индукцию и репарацию двунитевых разрывов ДНК в лимфоцитах человека при действии излучений с разной ЛПЭ. Письма ЭЧАЯ, 2011, Т.8, №4 (167), с.670-678.

[2]. Мазурик В.К., Мороз Б.Б. Проблемы радиобиологии и белок p53//Радиационная биология. Радиационная экология, 2001, Т.41, №5, с. 548-572.

[3]. Meschini R. et al. Relation between DNA repair, apoptosis and chromosomal aberrations in presence of pifithrin- α , an inhibitor of p53. *Mutat. Res.*, 2010, №701, p. 92–97.

[4]. Красавин Е.А. Проблема ОБЭ и репарация ДНК.-М.: Энергоатомиздат, 1989, 193 с.

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СЕТЧАТКИ У МЫШЕЙ ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ГЕНОТОКСИЧЕСКИХ АГЕНТОВ

Ю.В. Виноградова¹, К.Н. Ляхова², В.А. Тронов^{1,3}

¹ЛРБ, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

²МУПОЧ“Дубна”, г. Дубна, Россия

³Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, г. Москва, Россия

В 90-х годах был описан дегенеративный процесс в сетчатке у мышей и крыс, индуцированный метилнитрозомочевинной (МНМ) [1]. В основе ретинотоксического эффекта лежала апоптотическая гибель фоторецепторов. Ранее было показано, что зрелая сетчатка характеризуется высокой радиоустойчивостью [2, 3, 4]. Предполагается, что это связано с высоким генотоксическим порогом, ниже которого признаки дегенерации не прослеживаются [5]. Целью нашей работы была оценка действия ионизирующей радиации и МНМ на функциональную активность сетчатки и на способность ее к восстановлению после действия этих генотоксикантов. Параллельно контролировались морфологические изменения клеточных слоёв сетчатки.

Мышей подвергали тотальному гамма-облучению (⁶⁰Co) в дозе 14 Гр на терапевтической установке «Рокус-М» (ОИЯИ, г. Дубна), мощность поглощенной дозы 0,64 Гр/мин. А также ускоренными протонами - тотально в дозе 10 Гр и область головы в дозе 25 Гр на медико техническом комплексе (ОИЯИ, г. Дубна). Энергия частиц в пучке 150 МэВ/нуклон, ЛПЭ 10 кэВ/мкм, мощность дозы 1 Гр/мин.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Показано, что облучение в дозе до 14 Гр гамма-квантами или ускоренными протонами не вызывает структурных изменений сетчатки у мышей (рис. 1А), что подтверждает высокую радиорезистентность зрелой сетчатки. Морфологические

изменения наблюдались лишь через 48 ч после облучения в дозе 25 Гр [5]. Сравнение ЭРГ показывает, что ЭРГ интактных мышей и гамма-облученных в дозе 14 Гр не отличаются (рис. 1В, Г). Также видно, что амплитуды а- и в-волн у контрольных мышей и мышей, облученных ускоренными протонами в дозе 10 Гр, совпадают (рис. 1Д). Таким образом, облучение мышей в дозе до 14 Гр не вызывает структурных и функциональных изменений сетчатки.

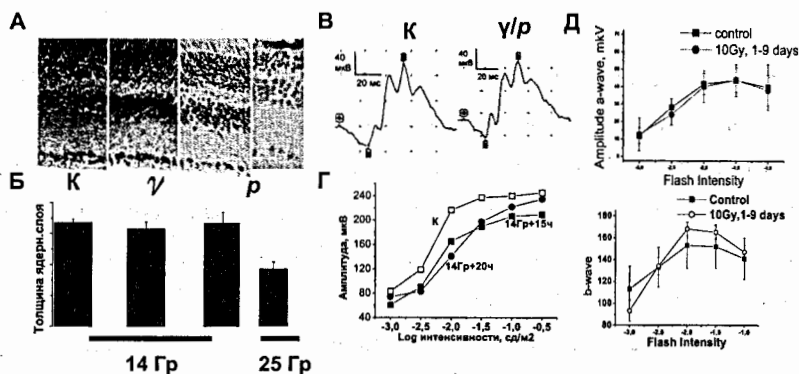


Рис. 1. А - микрофотографии срезов сетчатки до и после тотального облучения гамма-квантами (14 Гр) и ускоренными протонами (14 Гр), а также локального облучения ускоренными протонами в дозе 25 Гр. Б - толщина ядерного слоя фоторецепторов. В - ЭРГ у мышей сохраняет неизменными профиль. Г - зависимость амплитуды от интенсивности после облучения животных гамма-квантами (14 Гр). Д - зависимость амплитуды от интенсивности после облучения животных ускоренными протонами (10 Гр).

В свою очередь, в ответ на облучение головы мышей ускоренными протонами в дозе 25 Гр происходит изменение профиля ЭРГ (рис. 2А). У облученных мышей снижаются амплитуды а- и в-волн (рис. 2Б). Наблюдается деструкция ядерных слоев и апоптоз фоторецепторов при локальном облучении мышей ускоренными протонами в дозе 25 Гр (рис.2В).

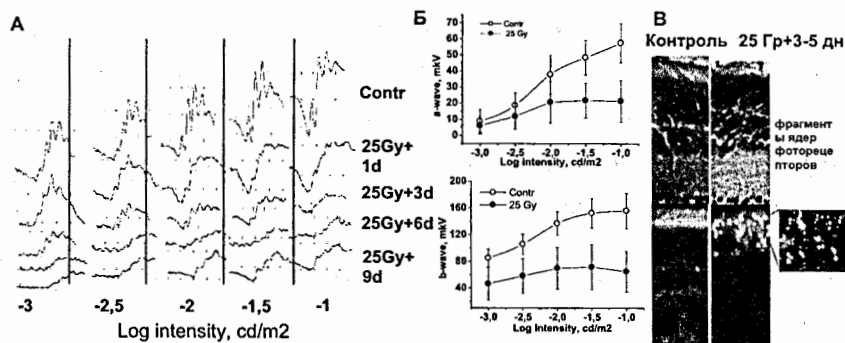


Рис. 2. А - Профиль ЭРГ у мышей до и после локального облучения мышей ускоренными протонами в дозе 25 Гр. Б - зависимость амплитуды а- и b-волн ЭРГ от интенсивности вспышки. В - микрофотография срезов сетчатки мышей.

Представленные выше результаты свидетельствуют о высоком генотоксическом пороге у сетчатки. Ранее нами было выявлено, что доза МНМ 70 мг/кг является цитотоксической, а доза 35 мг/кг - нетоксической как с функциональной, так и с морфологической точки зрения [6]. В случае дозы МНМ 35 мг/кг обнаруживается способность сетчатки к восстановлению физиологической активности: повышению амплитуды ЭРГ после умеренного

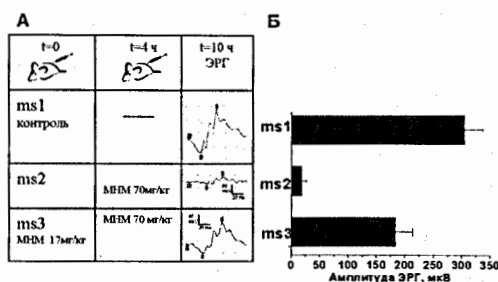


Рис. 3. Схема (А) и результат (Б) эксперимента по влиянию фракционированного (17 + 70 мг/кг) введения МНМ на ЭРГ у мышей.

генотоксического стресса. Такое восстановление физиологической активности после генотоксического стресса свидетельствует о наличии у сетчатки т.н. адаптивного ответа. Рисунок 3 представляет схему (А) и результат (Б) опыта по адаптивному ответу сетчатки на последовательное воздействие МНМ сначала в

нетоксической (17 мг/кг) и спустя 4 ч в токсической дозе 70 мг/кг. Как видно, через 6 ч после воздействия МНМ в дозе 70мг/мл профиль ЭРГ восстанавливается. Хотя амплитуда ЭРГ остается сниженной по сравнению с контрольной сетчаткой (рис. 3Б), она, тем ни менее, достоверно выше амплитуды ЭРГ после единственной инъекции МНМ в дозе 70 мг/кг.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные данные с МНМ и высокая радиоустойчивость сетчатки в интервале доз гамма-квантов и излучения ускоренными протонами ≤ 20 Гр свидетельствуют о наличии высокого генотоксического порога у зрелой сетчатки мышей. Следует отметить, что генотоксический порог для МНМ ниже, чем для радиации. Этот факт, а также протекторное действие предварительно введенной малой дозы МНМ в отношении последующего введения заведомо цитотоксической дозы, указывают на способность сетчатки к адаптивному ответу на такое воздействие. В токсикологии такой адаптивный ответ получил название «нейрогормезис» [7]. Механизм нейрогормезиса в ответ на генотоксическое химическое или радиационное воздействие неизвестен. Не исключено, что какую-то роль в этом могут играть образующиеся в сетчатке эндогенные протекторы, повышающие ее устойчивость к окислительному и генотоксическому стрессам. Возможно также, что в адаптивном ответе сетчатки на генотоксический стресс могут принимать участие её глиальные Мюллеровские клетки, чутко реагирующие на различные деструктивные изменения.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Yuge K., Nambu H., Senzaki H., et al. N-methyl-N-nitrosourea induced photoreceptor apoptosis in the mouse retina. *In vivo*. 1996. 10: 483-488.

[2] Логинова М.Ю., Тронов В.А., Белецкая Т.А. и соавт. Радиорезистентность сетчатки: под действием гамма-излучения в сетчатке мышей формируются разрывы ДНК, увеличивается содержание белка p53, сопровождаемые репарацией ДНК и отсутствием апоптоза клеток. *Радиобиология. Радиоэкология*. 2008. 48(6): 698-704.

[3] Mao X.W., Crapo J.D., Mekonnen T., Lindsey N., et al. Radioprotective effect of a metalloporphyrin compound in rat eye model. *Current Eye Res* 34: 62-72, 2009.

[4] Gorgels T.G., van der Pluijm I., Brandt R.M., et al. // Retinal degeneration and ionizing radiation hypersensitivity in a mouse model for cockayne syndrome. *Mol. Cell. Biol.* 2007. 27. 1433—1441.

[5] Тронов В.А., Виноградова Ю.В., Логинова М.Ю. и соавт. Механизмы радиорезистентности терминально дифференцированных клеток зрелой сетчатки глаза. *Цитология.* 2012. 54(3): 261-269.

[6] Виноградова Ю.В., Тронов В.А., Островский М.А. Индукция дегенерация сетчатки у мышей под действием генотоксических факторов: ионизирующей радиации и МНМ. Труды XVI-ой научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ. 2011. 250-253.

[7] Luckey T.D. Radiation hormesis: the good, the bad, and the ugly. *Dose Response.* 2006. 4(3): 169-190.

ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛИМЕРНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ И ЕЕ МОДУЛЯЦИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ β^- -ОБЛУЧЕНИЯ

В.В. Клепко, Б.Б. Колупаев[#], Е.В. Лебедев

Институт химии высокомолекулярных соединений НАН Украины, г. Киев,
Украина

Одной из глобальных проблем физики полимеров является теоретическая разработка и экспериментальное исследование электрофизических свойств модифицированных гибкоцепных полимеров. В рассматриваемом контексте существенны два различных аспекта проводимости: темновая и фотопроводимость, которая проявляется при воздействии на материал β^- -излучения. До настоящего времени знак носителей заряда фототока для гибкоцепных полимеров (ПВХ, ПС, ПММА), содержащих в качестве модификаторов нанодисперсные порошки металлов, равно как и механизм их проводимости, ещё до конца не исследован. С учетом этих обстоятельств исследована проводимость ПВХ, наполненного нанодисперсной медью, вольфрамом, никромом и её модуляция β^- -облучением. Изучен суспензионный ПВХ марки У-24.1-33129683-0.06:2011 типа KSR-67, очищенный из раствора, пересаженный и наполненный наночастицами металлов, полученных в результате электрического взрыва проводника. Размер частиц (13 ± 2) нм, объемное содержание $(0\pm 0,10)$ об. %. Электрофизические свойства (ρ , j , γ , ϵ' , $\text{tg}\delta$) композитов исследовали в области слабых электрических полей при постоянном и переменном напряжении. В качестве источника β^- -лучей использовали ${}_{91}\text{Pa}^{234}$, ${}_{38}\text{Sr}^{90}$ и ОРР K^{42} (ТУ-1050) с линейной удельной активностью 10^5 распадов $\text{с}^{-1}\cdot\text{г}^{-1}$.

[#] Boris_Kolupaev@gmail.com

В основу предложенной модели положен факт перехода, под действием β^- -облучения, атома вещества в состояние электронного возбуждения, когда существующие и вновь образованные носители заряда являются N -кратно вырожденными. Поскольку в настоящее время только обсуждается вопрос применимости зонной модели к гибкоцепным полимерам, в работе рассмотрен характер влияния внутри- и межмолекулярного взаимодействия структурных элементов полимера на перенос зарядов. При этом отмечена роль нанодисперсного наполнителя в формировании электронной проводимости системы. Поскольку поглощение β^- -лучей гетерогенной полимерной системой (ГПС) типа полимер-металл может сопровождается образованием новых источников ионизации вещества [1], по мере продвижения такой электронной лавины остаётся положительный объёмный заряд, который выступает как проводящий элемент системы. Проанализирован случай движения потока электронов β^- -излучения, положительного объёмного заряда и собственных носителей заряда исходной матрицы. Нейтрализация объёмных зарядов рассмотрена с учетом максвелловского времени релаксации τ и времени их пролёта t . Поскольку эти времена являются между собой независимыми, с учётом, что τ зависит от параметров материала (ϵ, ρ, n), а t от длины образца и режима работы (\bar{E}), охарактеризованы условия выполнения соотношения $\tau < t$, $\tau > t$ и их связь с концентрацией (n) носителя заряда в ГПС. Это позволяет выбрать режим работы композита, когда, в зависимости от величины E, t и τ , всегда выполняет закон Ома, а с помощью β^- -облучения создать биполярную (электронную и ионную) проводимость материала. В этом случае нейтрализация заряда ПВХ-систем осуществляется электронами, однако по мере возрастания величины напряженности внешнего электрического поля наблюдается нарушение условия нейтральности и процесс передачи тока сопряжён с модуляцией проводимости

композиата. С учётом величины равновесной проводимости γ_0 , её увеличения за счёт образования положительных ионов γ_+ и электронов γ_- , образованных под действием β^- -облучения, рассмотрено относительное изменение электрофизической характеристики ГПС в виде:

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = 1 + \frac{\Delta p}{n_0} \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n}\right),$$

где μ_p, μ_n – подвижность носителей заряда; $n_0, \Delta p$ – соответственно равновесное содержание носителей в полимерной матрице и созданное β^- -облучением.

В качестве индикатора эффекта модуляции проводимости системы выбран колебательный контур, который включен параллельно исследуемому образцу, помещённому в электрическое поле ($E = const$). При этом из ряда Фурье выделены колебания носителей тока, частоты которых близки к ω_0 (резонансной частоте). Рассмотрен случай, когда $\Delta p \ll n_0$ и $\Delta p = \Delta p \exp(-t/\tau)$, а также $\Delta p \rightarrow n_0$ и $\Delta p \gg n_0$. Показано, что величину модуляции можно направлено регулировать путём изменения дозы β^- -облучения, а также линейных размеров образца, содержания ϕ в нём нанодисперсного наполнителя. Так, увеличение эффекта наиболее сильно проявляется для коротких L образцов при $\phi = const$, толщине порядка (240÷300) нм. Установлено, что в системе ПВХ+0.05 об. % Си при дозе облучения 0,127 Гр на пути в 1 м остаётся порядка $2 \cdot 10^3$ электронов β^- -лучей, которые, принимая участие в проводимости системы, уменьшают величину сопротивления ГПС в 8 раз. Рассмотрены случаи возникновения носителей заряда по мере увеличения содержания наполнителя в результате внутренней автоэлектронной эмиссии (эмиссия Пула-Френкеля), а также инъекции из частиц с учётом величины эмиссионных свойств меди, вольфрама, нихрома (4,20; 4,56; 3,58 эВ, соответственно). Показано, что электрофизические свойства ГПС связаны с атомным объёмом ингредиентов, их электронной плотностью и

плотностью упаковки кристаллической решётки наполнителя. Поскольку при $E \approx 10^5 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$ реализуется равенство скорости диффузии и дрейфа носителей тока в ГПС, указаны пути использования композита в качестве элементов твердотельной электроники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] A. Rose, Concepts in Photoconductivity and Allied Problems, N. Y. John Wiley and Sons (interscience) 1983, p. 317.

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ОЦЕНКА РЕПАРАЦИИ ДВУНИТЕВЫХ РАЗРЫВОВ ДНК ПРИ ДЕЙСТВИИ ТЯЖЁЛЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

О.В.Белов^{1,2}, М.С.Ляшко^{1,2}, И.Л. Тимофеева¹

¹МУПОЧ «Дубна», г. Дубна, Россия

²ЛРБ, ОИЯИ, г. Дубна, Россия

ВВЕДЕНИЕ

Важной задачей при планировании пилотируемых межпланетных полётов является оценка радиационного риска, обусловленного действием тяжёлых ядер в составе галактических космических лучей (ГКЛ). Для этого необходимо выяснение многих биологических реакций живых клеток на облучение, среди которых важное место занимают молекулярные механизмы репарации ДНК, индуцируемые действием тяжёлых заряженных частиц. Задача прогнозирования радиационного риска, обусловленного повреждением ДНК и запуском специфических механизмов восстановления, подразумевает применение расчётных методов, позволяющих предсказать динамику репарации в зависимости от физических характеристик действующего излучения.

Целью данной работы является построение математической модели, описывающей кинетику механизма репарации двунитевых разрывов (ДР) ДНК в клетках млекопитающих, представляющего собой восстановление путём негомологичного воссоединения концов (ННЕЖ).

МЕХАНИЗМ РЕПАРАЦИИ ПУТЁМ НЕГОМОЛОГИЧНОГО ВОССОЕДИНЕНИЯ КОНЦОВ

Процесс ННЕЖ условно можно разделить на три этапа, соответствующие синаптической фазе, фазам обработки концов и лигирования. На первом этапе в течение нескольких секунд после индукции белковый комплекс Ku70/80 присоединяется к повреждённым концам ДНК и инициирует ННЕЖ, вовлекая в процесс каталитическую субъединицу ДНК-зависимой протеинкиназы (DNA-

PKcs). Гетеродимер Ku и DNA-PKcs формируют ДНК-зависимую протеинкиназу (DNA-PK). Ключевым этапом NHEJ является аутофосфорилирование DNA-PKcs, которое приводит к образованию «моста» между двумя концами ДР [1, 2]. Фаза обработки концов протекает с участием эндонуклеазы Artemis и ДНК-полимераз μ и λ . Artemis – это 5'-3' экзонуклеаза для однонитевой ДНК, тогда как комплекс аутофосфорилированной DNA-PKcs и Artemis действует как эндонуклеаза в обоих направлениях. ДНК-полимеразы μ и λ , являющиеся членами семейства ДНК-полимераз X млекопитающих, обе вовлечены в процесс заполнения брешки [3]. В процессе обработки концов ДР ДНК принимает участие также полинуклеотидкиназа (PNK). На заключительном этапе лигазный комплекс XRCC4/LigIV соединяет специфически обработанные концы ДНК.

Наиболее известным способом идентификации образовавшихся в клетке ДР является метод фокусов γ -H2AX, основанный на соответствии числа образовавшихся в клетке ДР ДНК количеству специфических флюоресцентных маркеров. Аутофосфорилирование DNA-PKcs ведёт к фосфорилированию гистонового белка H2AX в области хроматина, соответствующей $\sim 2 \cdot 10^6$ парам оснований вблизи ДР ДНК. По изменению уровня фокусов γ -H2AX можно судить об уменьшении или увеличении количества двунитевых разрывов в клетке [4].

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для формализации молекулярных механизмов репарации выбран подход, основанный на классическом описании ферментативных взаимодействий с использованием кинетических уравнений вида:

$$\frac{dX}{dt} = V_{i+}(X_i, X_0) - V_{i-}(X_i, X_0),$$

где X_i ($i = 1, \dots, n$) – внутриклеточные концентрации регуляторных белков и белковых комплексов n видов, X_0 – концентрация индуцирующего сигнала (ДР ДНК), t – время, V_{i+} – скорость синтеза белка вида i . V_{i-} – скорость распада белка вида i .

Получена система нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений,

описывающих биохимические взаимодействия при реализации NHEJ. Для определения параметров, характеризующих скорости белковых взаимодействий в ходе NHEJ, применялась процедура фитирования модели к экспериментальным данным, количественно описывающим кинетику отдельных этапов репарации ДР ДНК.

РЕЗУЛЬТАТЫ

При решении системы уравнений получены результаты, отражающие изменение концентрации основных белков, участвующих в NHEJ, и уровня фокусов γ -H2AX во времени. При этом параметры модели были определены для отдельных этапов репарации с использованием экспериментальных данных из работ [1] и [5].

На рис. 1 представлены результаты расчётов, описывающие кинетику индукции фокусов γ -H2AX при образовании ДР ДНК, в сравнении с экспериментальными данными [5]. В указанной работе исследовалась локализация фокусов γ -H2AX в культуре фибробластов кожи человека HSF42 при действии ионизирующих излучений с разными физическими характеристиками в дозе 1 Гр. Результаты расчётов, выполненных с использованием разработанной модели, имеют хорошее согласие с данными эксперимента.

ВЫВОДЫ

В рамках настоящего исследования предложена математическая модель, детально описывающая основные этапы репарации ДР ДНК путём негомологичного воссоединения концов. Показано, что результаты моделирования корректно воспроизводят кинетические характеристики основных регуляторных механизмов, контролирующих репарационный процесс. Это позволит использовать предложенную модель для более глубокого анализа получаемых экспериментальных данных. Результаты работы могут представлять интерес одновременно для многих направлений фундаментальной

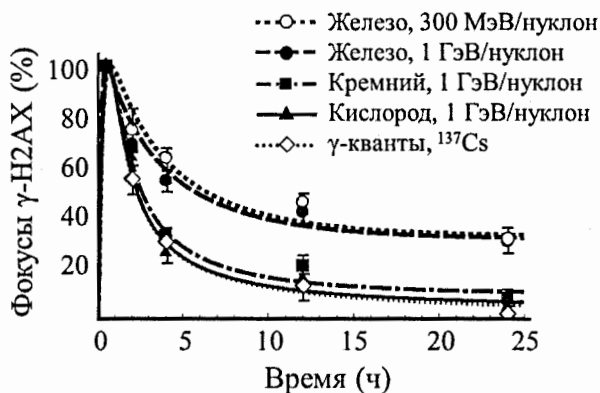


Рис. 1. Изменение уровня фокусов γ -H2AX в культуре фибробластов кожи человека HSF42 при действии ионизирующих излучений с различными физическими характеристиками в дозе 1 Гр. Линейная передача энергии частиц (кэВ/мкм): $L_{Cs} = 0,2$; $L_O = 14$; $L_{Si} = 44$; $L_{Fe1000} = 150$; $L_{Fe300} = 236$. Кривые – результаты расчёта, точки – экспериментальные данные [5].

радиобиологии, молекулярной и клеточной биологии. С учётом того, что модель описывает кинетику репарации ДР после воздействия тяжёлых ядер с физическими характеристиками, близкими к спектру галактического космического излучения, предложенный расчётный подход может быть использован для решения проблем космической радиобиологии, связанных с оценкой радиационного риска в ходе длительных пилотируемых полётов за пределами магнитосферы Земли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Reynolds P., Anderson J. A., Harper J. V., Hill M. A., Botchway S. W., Parker A. W., O'Neill P. The dynamics of Ku70/80 and DNA-PKcs at DSBs induced by ionizing radiation is dependent on the complexity of damage//Nucleic Acids Research, 2012, 1–11, doi:10.1093/nar/gks879.
- [2] Lieber M. R. The Mechanism of Double-Strand DNA Break Repair by the Nonhomologous DNA End Joining Pathway//Annu Rev Biochem. 2010 ; 79: 181–211. doi:10.1146/annurev.biochem.052308.093131.

[3] Hefferin M.L., Tomkinson A.E.. Mechanism of DNA double-strand break repair by non-homologous end joining // DNA Repair 4. 2005. P. 639-648.

[4] Cucinotta F. A., Pluth J. M., Anderson J. A., Harper J. V., O'Neill P Biochemical Kinetics Model of DSB Repair and Induction of γ H2AX Foci by Non-homologous End Joining. Radiat.Res. 169, 214–222 (2008).

[5] Asaithamby A., Uematsu N., Chatterjee A., Story M. D., Burma S., Chen D. J. Repair of HZE-Particle-Induced DNA Double-Strand Breaks in Normal Human Fibroblasts// Radiation Research, 169(4):437-446. 2008, doi: <http://dx.doi.org/10.1667/RR1165.1>.

Авторский указатель

A

Ahmadov, F.N., 85
 Alvarez-Castillo, D.E., 11, 23
 Azaryan, N.S., 107

B

Baturitsky, M.A., 107
 Blaschke, D., 23
 Boudagov, Ju.A., 107
 Burzo, E., 234

C

Cheplakov, A.P., 85

D

Demin, D.L., 107
 Demyanov, S.E., 107

G

Glagolev, V.V., 107

J

Javadov, N.A., 85
 Jirak, Z., 247

K

Kaniukov, E.Yu., 107
 Karpovich, V.A., 107
 Khurshudyan, A., 14
 Kireev, V.A., 123
 Kiwilcza, A.M., 15

L

Liubetsky, N.V., 107

M

Maximov, S.I., 107
 Mogileva, E.S., 63

O

Owczarek, M., 15

P

Plenkin, A., 68

R

Rodionova, V.N., 107

S

Shirkov, G.D., 107
 Shumeiko, N.M., 107

V

Vrzalova, J., 14

Z

Zavorka, L., 14

A

Авдеев, М.В., 10, 215, 220, 255
 Адам, И., 150
 Азарян, Н.С., 13, 117
 Аистова, Ю.М., 12
 Айриян, А.С., 8, 12
 Аксенов, В.Л., 255
 Аксёнова, С.В., 16, 269
 Александров, Е.И., 6, 15, 177
 Аликулов, С.С., 127
 Амирханов, И.В., 77
 Анфимов, Н.В., 6, 9, 10, 14, 157, 159, 267
 Артеменков, Д.А., 9, 121, 127, 139, 145
 Ахмадов, Ф.Н., 13

Б

Бабкин, В.А., 14
 Багинян, А.С., 15, 183
 Балагуров, А.М., 250
 Балбихина, О.В., 14, 161
 Басалаев, А.Е., 12, 49
 Бараева, С.А., 11
 Батозская, В.С., 11
 Батурицкий, М.А., 117
 Бедняков, В.А., 9, 83
 Безбах, А.А., 14
 Безбах, А.Н., 9, 11, 21
 Бекмирзаев, Р.Н., 127, 139, 145
 Белов, О.В., 10, 267, 269, 294

Белокопытова, К.В., 16
 Белушкин, А.В., 238
 Беляков, В.А., 15
 Биктемерова, С.В., 13
 Блаха, П., 16, 274
 Бобриков, И.А., 6, 15, 250
 Богачев, А.А., 15
 Богомолов, А.А., 224
 Бокучава, Г.Д., 238
 Борейко, А.В., 279
 Будагов, Ю.А., 117
 Булавин, Л.А., 255
 Буланова, Т.С., 8, 16, 279

В

Валиолда, Д.С., 14
 Васильев, С.А., 12, 53
 Вартик, В., 14, 166
 Виноградова, Ю.В., 16, 285
 Владимиров, А.А., 9, 21
 Воскобойник, Е.И., 14
 Врзалова, И., 150

Г

Гайсак, И., 150
 Гапон, И.В., 15
 Гасникова, К.Ю., 8, 13, 89
 Герценбергер, К.В., 15, 189
 Говорун, Р.Д., 274
 Горнушкина, А.И., 11
 Гурский, С.В., 13
 Гусев, А.А., 12

Д

Данг, Т.Н., 217, 234
 Дербышев, А.Е., 11, 28
 Демин, Д.Л., 117
 Демичев, М.А., 13
 Джабаров, С.Г., 15, 217
 Джансейтов, Д.М., 14
 Долбилов, А.Г., 183
 Дряблов, Д.К., 10, 11, 215
 Дубинин, А.С., 11
 Дьякова, Е.В., 11, 32

Е

Егоров, В.Г., 9, 137
 Егорова, И.А., 6, 11
 Елша, Д.В., 274
 Еремин, Р.А., 15, 220
 Ермаков, А., 117
 Есеев, М.К., 112

Ефимова, Е.С., 12

Ж

Житников, И.В., 8, 14

З

Завгородняя, М.И., 12
 Заворка, Л., 150
 Загер, В.Б., 6, 15, 194
 Заднепрянец, М.Г., 279
 Заикина, Т.Н., 11
 Зарубин, П.И., 127, 139, 145
 Зарубина, И.Г., 127, 145
 Зелинская, К., 7, 14
 Зуев, М.И., 15

И

Иванов, А.В., 11
 Иванов, П.Н., 15, 224
 Ильина, Е.В., 279
 Исадыков, А.Н., 14
 Исупов, А.Ю., 132

Й

Йежкова, Л., 279

К

Кабанов, С.С., 15, 229
 Карпенков, А.Ю., 161, 229
 Карпенков, Д.Ю., 161, 224, 229
 Катков, В.Л., 11, 36
 Каттабеков, Р.Р., 13, 14, 139
 Кичанов, С.Е., 217, 234, 238, 247
 Киреев, В.А., 13
 Киш, Ю., 150
 Клепко, В.В., 290
 Клопот, Я.Н., 12
 Кобец, А.Г., 112
 Коваль, Е.А., 12
 Коваль, О.А., 9, 12, 47
 Ковальчук, Е.С., 15
 Колзленко, Д.П., 217, 234, 238, 247
 Колупасев, Б.Б., 16, 290
 Колупасев, Б.С., 172
 Корнегруца, Н.К., 127, 139, 145
 Корнеев, С.В., 150
 Кошлань, И.В., 274
 Кошлань, Н.А., 274
 Кошций, А.Е., 41
 Кравчук, А.В., 15
 Крылов, А.И., 194

Кудашкин, А.В., 13
 Кудашкин, И.В., 6, 13
 Кузнецов, Ф.Э., 12, 41
 Кузнецова, А.А., 11
 Куликов, К.В., 15
 Кутковский, Н.А., 15, 197

Л

Ладыгин, В.П., 132
 Лате, К., 217
 Ле, Т.Ф.Т., 15, 234
 Лебедев, Е.В., 290
 Левчук, В.В., 16
 Лоан, Т.Т., 16, 250
 Лошак, Н.В., 16
 Лукин, Е.В., 16, 217, 234, 238, 247
 Лыонг, Л.Х., 12, 58
 Ляхова, К.Н., 285
 Ляхова, М.Б., 229
 Ляшко, М.С., 16, 294

М

Мажитова, Е.М., 15, 202
 Максим, М., 150
 Макцимцев, Ю.Р., 172
 Малахов, А.И., 127, 145
 Малиновский, Е.В., 14, 172
 Маматкулов, К.З., 13, 14, 127, 139, 145
 Мамедов, А.И., 217
 Марцынкевич, Б.А., 150
 Матвеев, М.А., 12
 Медведев, Д.В., 11
 Мележик, А.В., 10, 11, 175
 Мележик, В.С., 9, 47
 Мерц, С.П., 6, 12, 49
 Мехтисва, Р.З., 217
 Мешков, И.Н., 112
 Милков, В.М., 14, 217
 Мингажсва, Р.В., 13
 Могилева, Е.С., 12
 Мусульманбеков, А.Ж., 11
 Муминов, А.И., 139
 Мухаммедов, С., 150

Н

Нагорный, А.В., 7, 16
 Наумов, Д.В., 99
 Низамова, Э.И., 16
 Николаев, С.А., 16
 Ноздрин, М.А., 11, 105
 Ноздрина, О.А., 11

О

Овчарек, М., 7
 Олийниченко, Д.Р., 11
 Олимов, К., 139
 Опинка, К.В., 15
 Осипов, В.А., 36
 Оспанов, А.А., 15, 205

П

Парфенов, А.Н., 132
 Парфенова, Н.Г., 132
 Паршутто, А.А., 117
 Пастушенков, А.Г., 224
 Пастушенков, Ю.Г., 224
 Петренко, В., 220
 Петрова, О.Н., 11
 Пикельнер, А.Ф., 6, 12
 Пиядин, С.М., 132
 Плёткин, А.В., 7, 12
 Поболь, И.Л., 117
 Поволоцкий, А.М., 28
 Погосян, С.С., 28
 Полтавский, А.С., 224
 Потапова, И.В., 11
 Призжаев, В.Б., 28

Р

Равначка, И.И., 279
 Радовская, А.А., 12
 Ракитянская, А.С., 7, 15
 Рахронов, И.Р., 6, 16, 242
 Резников, С.Г., 132
 Розов, С.В., 14
 Ромеро, Р.В., 15
 Российская, Н.С., 11
 Рошта, Л., 220
 Рудаков, А.Ю., 13, 112
 Румянцев, М.М., 14
 Румянцсва, Н.С., 14
 Русакова, В.В., 127, 139, 145
 Русанова, И.А., 16
 Русов, А.В., 13
 Руткаукас, А.В., 16, 238, 247
 Рымжанов, Р.А., 11

С

Саакян, В.В., 11
 Савенко, Б.Н., 217, 234, 238, 247
 Самойленко, С.А., 16
 Самойлов, О.Б., 9, 13, 83, 94, 99, 121
 Самсонов, В.М., 32, 53
 Самсонов, М.Н., 11

Седых, Г.С., 13
 Селюнин, А.С., 14
 Семенов, А.Г., 7, 12
 Сидорин, А.А., 112
 Сидорин, А.О., 9, 105
 Сингер, К., 117
 Скоков, К.П., 161
 Слепов, И.П., 15, 209
 Смирнова, Д.Е., 7, 16
 Смирнова, Е.В., 279
 Сокол, О.Е., 269
 Сокольников, А.К., 7, 13, 99
 Солнышкин, А.А., 150
 Солнышкин, А.В., 224
 Соловьев, Д.В., 16
 Соснов, Д.Е., 12, 75
 Стадник, А.В., 15
 Сатарикова, С.В., 11
 Стегайлов, В.И., 150
 Степаненко, Ю.Ю., 6, 13
 Стрекаловский, А.О., 14
 Стриж, Т.А., 10, 175
 Ступка, А.А., 12
 Сумхуу, Д., 12
 Сыресин, Е.М., 9, 157

Т

Терехин, А.А., 7, 13, 132
 Тимофеева, И.Л., 7, 294
 Томчук, А.А., 16
 Томчук, А.В., 16, 255
 Торосян, Ш.Г., 15
 Торубарова, А.Н., 274
 Тронов, В.А., 285
 Тропин, Т.В., 10, 215
 Тузиков, А.В., 6, 13
 Турченко, В.А., 16
 Тушлиев, З.К., 12, 77

У

Углов, Е.Д., 9, 13, 137

Ф

Фризен, А.В., 12

Х

Хильманович, А.М., 150
 Холмуродов, Х., 220
 Хренов, А.Н., 132
 Худоба, В., 6, 14
 Хушвактов, Ж.Х., 7, 14, 150

Ц

Цупко-Ситников, В.М., 150

Ч

Чекрыгина, Ю.И., 16
 Чурьянова, А.Г., 16

Ш

Шарипов, З.А., 12, 77
 Шаров, П.Г., 12
 Ширков, Г.Д., 117
 Шукринов, Ю.М., 242
 Шулежко, В.В., 7, 16
 Шумейко, Н.М., 117

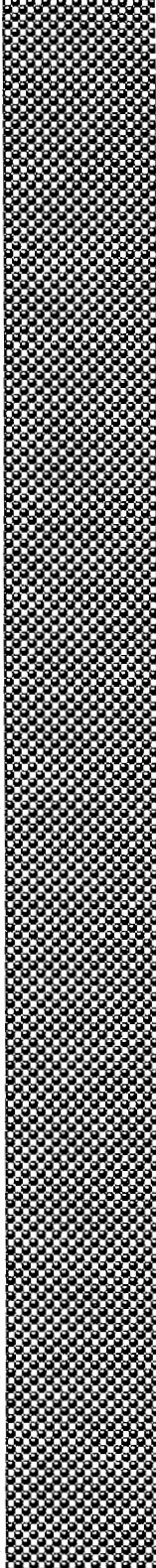
Ю

Юревич, С.В., 7, 13, 117

Я

Яковенко, С.Л., 112
 Яковлева, Е.Н., 16, 261

ПРИЛОЖЕНИЕ



ПОЛОЖЕНИЕ О ПОРЯДКЕ ПРИСУЖДЕНИЯ ЕЖЕГОДНЫХ ПРЕМИЙ ОИЯИ ДЛЯ МОЛОДЫХ УЧЁНЫХ И СПЕЦИАЛИСТОВ ЗА ЛУЧШИЕ НАУЧНЫЕ, НАУЧНО-МЕТОДИЧЕСКИЕ И НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРИКЛАДНЫЕ РАБОТЫ

1. Премии ОИЯИ для молодых учёных и специалистов (далее – Премии) присуждаются ежегодно за наиболее значительные экспериментальные, теоретические, методические и прикладные работы по тематике Института, находящиеся на уровне современной науки.

2. Премии присуждаются членам персонала Института в возрасте до 33 лет включительно на период проведения конкурса и момент присуждения премии. Конкурс на соискание Премий проводится в ходе ежегодной научной конференции молодых учёных и специалистов ОИЯИ (далее – Конференций), проводимых, как правило, в первую целую неделю февраля; моментом присуждения премий считается день закрытия Конференции.

3. Каждый соискатель Премии обязан:

- быть зарегистрированным докладчиком по одной из научных секций Конференции;
- в установленный срок представить в оргкомитет Конференции собственные конкурсные материалы.

4. Конкурсные материалы на соискание Премий:

- тезисы (в соответствии с правилами формирования Трудов Конференции) и аннотация устного выступления;
- письменное заявление об участии в конкурсе на соискание Премии;
- оттиски своих печатных работ по тематике конкурсных материалов.

5. Конкурс работ на соискание Премий проходит в два тура. Первый тур конкурса проходит в рамках секционных заседаний Конференции.

6. По каждой секции Конференции решение о прохождении соискателем (являющимся зарегистрированным докладчиком по этой секции) первого тура принимается куратором этой секции. Куратор секции имеет право выдвинуть во второй тур конкурса не более четверти от общего числа членов персонала ОИЯИ, являющихся зарегистрированными докладчиками по этой секции; но не более двух человек от каждой секции. Куратор секции имеет право рекомендовать направление (номинацию) для прохождения соискателем второго тура. Решение куратора о выдвижении им соискателей Премии по результатам первого тура оформляется письменно и передается в оргкомитет Конференции.

7. Список научных секций Конференции и кураторов этих секций (как правило, имеющих учёную степень), принимающих участие в первом туре конкурса, представляется оргкомитетом Конференции и утверждается приказом директора ОИЯИ до начала Конференции.

8. Рассмотрение работ во втором туре происходит по следующим направлениям (номинациям):

- за научно-исследовательские теоретические работы;
- за научно-исследовательские экспериментальные работы;
- за научно-методические и научно-технические работы;
- за научно-технические прикладные работы.

9. Для рассмотрения работ, выдвинутых во второй тур конкурса, приказом директора ОИЯИ (по представлению оргкомитета Конференции) создается единое жюри (во главе с председателем жюри), в состав которого включаются ведущие учёные ОИЯИ, как правило, имеющие степень доктора наук. В состав жюри могут быть включены представители Объединения молодых учёных и специалистов ОИЯИ, сотрудники других научных организаций. Численный состав жюри не может быть меньше пяти человек и, как правило, бывает нечетным.

10. Жюри определяет, по какой из номинаций в конкурсе участвует каждый соискатель (прошедший первый тур конкурса). Один соискатель может участвовать только в одной номинации и получить не более чем одну Премию.

11. По каждой номинации присуждаются не более чем одна первая Премия и не более чем одна вторая Премия. По каждой номинации жюри имеет право не присуждать вторую Премию, не присуждать первую Премию или не присуждать ни одной Премии. Жюри имеет право также присудить поощрительную Премию по номинации, если в данной номинации уже присуждены первая и вторая Премии.

12. Второй тур конкурса организуется оргкомитетом конференции в виде одного или нескольких секционных заседаний. Второй тур вносится в расписание в соответствующий день конференции, после которого не запланирована ни одна из научных секций конференции, по результатам которой могут быть выдвинуты победители первого тура конкурса. Каждый соискатель Премии представляет свою работу в виде доклада на секции по соответствующей номинации, оргкомитет обеспечивает заблаговременное издание тезисов работ этих участников конференции и предоставление этих материалов на рассмотрение жюри.

13. Решение о присуждении соответствующей премии считается принятым, если за него проголосовало большинство общего состава жюри, способ принятия решения определяется жюри. Решение жюри о присуждении премий вступает в силу после его утверждения приказом директора ОИЯИ. Утверждение директором ОИЯИ решений жюри о присуждении Премий, как правило, принимается до окончания научной Конференции, во время которой был реализован соответствующий конкурс, и оглашается на закрытии этой Конференции.

14. Лауреаты Премии получают диплом лауреата и денежную премию. Награждение лауреатов происходит в торжественной обстановке, как правило, на закрытии соответствующей Конференции.

15. Величина денежной премии лауреата составляет 35000 руб. для первой Премии, 25000 руб. для второй Премии и 15000 руб. для поощрительной премии. Величина премии может изменяться в зависимости от финансовых условий ОИЯИ.

16. Финансирование премий ОИЯИ для молодых учёных и специалистов осуществляется за счет средств резерва дирекции ОИЯИ.

200=

Научное издание

**XVII Научная конференция молодых ученых
и специалистов к 100-летию В. П. Дзелепова
(ОМУС-2013)**

Труды конференции

Д5,9,18-2013-62

Ответственная за подготовку сборника к печати *О. А. Коваль*

Сборник отпечатан методом прямого репродуцирования
с оригиналов, предоставленных оргкомитетом.

Оргкомитет конференции не несет ответственности за содержание
тезисов и аннотаций докладов.

Подписано в печать 3.07.2013.

Формат 60×90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 19,19. Уч.-изд. л. 18,47. Тираж 100 экз. Заказ № 58011.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/