

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ имени П. Н. ЛЕБЕДЕВА

РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

КРАТКИЕ
СООБЩЕНИЯ
ПО ФИЗИКЕ

2

Москва — 2017

Информация

Страница журнала “Краткие сообщения по физике ФИАН” в интернете:

<http://ksf.lebedev.ru>

Издательство ALLERTON PRESS, INC., 18 WEST 27-th STR. NEW YORK,
N.Y. 10011 USA издает на английском языке полный перевод журнала “КРАТКИЕ
СООБЩЕНИЯ ПО ФИЗИКЕ” под названием Bulletin of the Lebedev Physics Institute
(Russian Academy of Sciences), volume 44 (2017).

РЕДКОЛЛЕГИЯ

Н. Н. Колачевский – главный редактор
О. Н. Крохин – зам. главного редактора
В. П. Силин – зам. главного редактора
Л. Л. Чайков – ответственный секретарь
П. И. Арсеев – член редколлегии
И. Г. Зубарев – член редколлегии
В. К. Конюхов – член редколлегии
Ю. А. Михайлов – член редколлегии
А. И. Никишов – член редколлегии
Н. Г. Полухина – член редколлегии
А. А. Рухадзе – член редколлегии
В. Н. Сорокин – член редколлегии

УСТАНОВКА ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В ФАНТОМЕ С ВОДОЙ НА ПУЧКЕ ПРОТОНОВ РАДИОТЕРАПЕВТИЧЕСКОГО УСКОРИТЕЛЯ

А. В. Гринкевич¹, В. В. Сиксин²

Разработана и испытана на пучке протонов радиотерапевтического ускорителя установка для визуализации области энерговыведения в фантоме с водой. Экспериментально определены форма и размеры области свечения в виде кривых Брегга при импульсном облучении фантома пучком протонов, проведено сравнение результатов с модельными расчетами.

Ключевые слова: область энерговыведения, водный фантом, адаптивная телевизионная камера, пик Брегга, глубинное дозное распределение.

Введение. Впервые применена и испытана на пучке протонов радиотерапевтического медицинского ускорителя в г. Протвино (в дальнейшем ускоритель) – установка с тканеэквивалентным фантомом с водой и телевизионной камерой (ТВК) (в дальнейшем установка). Ускоритель разработан и изготовлен В. Е. Балакиным на фирме “Протом” для лечения пациентов, является уникальным и единственным в мире инструментом для лечения методом брахитерапии, обладает малыми размерами и возможностью быстрой перенастройки в автоматическом режиме. Важным отличием ускорителя В. Е. Балакина является узкий регулируемый пучок и отсутствие пассивных поглотителей для формирования энергетического профиля. Ускоритель позволяет быстро перестраивать энергию в диапазонах от 30 до 330 МэВ и длительность импульса, а также быстро определять поглощенную дозу за импульс, отпускаемую пациенту. На рис. 1 слева показано кресло пациента, на котором закреплена установка с кюветой диаметром 100 мм, центр пучка наводился на водный фантом.

На рис. 1 справа показана установка с кюветой диаметром 280 мм, стрелкой показано окно вывода пучка из ускорителя, представляющее собой металлическую мембрану, отделяющую вакуумную систему ускорителя от терапевтической комнаты.

¹ ООО “ЭВС”, 195253 Россия, Санкт-Петербург, Салтыковская дорога, 18.

² ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: antktech@yandex.ru.

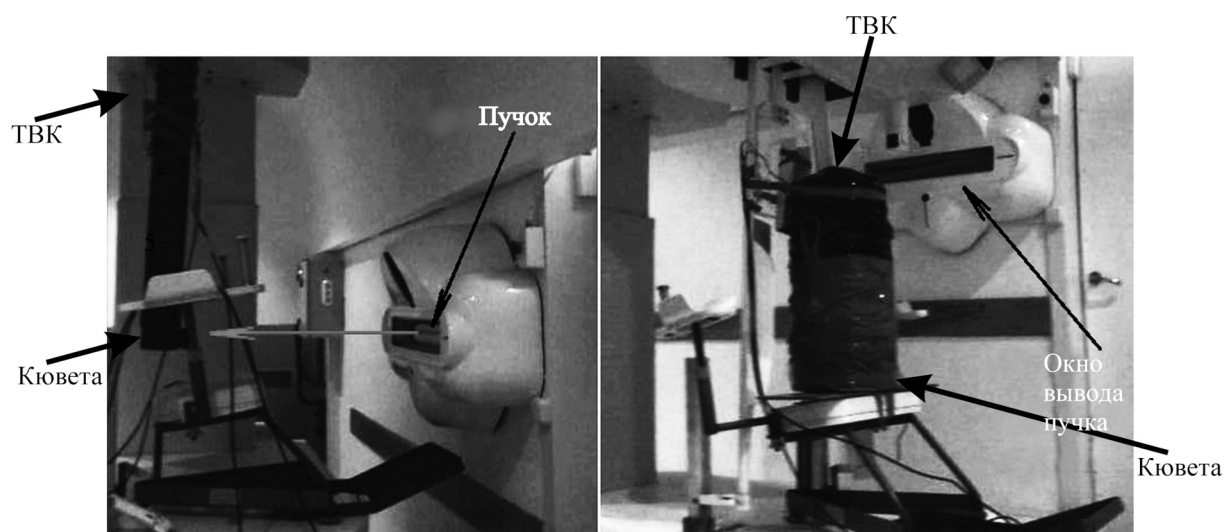


Рис. 1: Кресло пациента с кюветами диаметром 100 мм (слева) и 280 мм (справа). Стрелкой показано окно вывода пучка из ионопровода и его направление. При измерениях кювета 280 мм поднимается на уровень пучка.

Основные характеристики ускорителя: длительность импульса – от 10 до 1000 мс; интенсивность пучка протонов в импульсе – от $1 \cdot 10^8$ до $1 \cdot 10^9$; размер пучка в районе медицинского кресла – 10 мм. Установка облучалась в импульсном режиме для энергий 60, 80, 100, 150 и 170 МэВ. Интенсивность настраивалась на $8 \cdot 10^8$ протонов за импульс, длительность импульса – на 300 мс.

Механизм энерговыделения в воде для пучка протонов достаточно хорошо изучен [1]. Целью настоящей работы является создание установки визуализации зоны энерговыделения и измерения кривой Брегга в реальном режиме времени и определение глубинного дозного распределения протонов в диапазоне энергий ускорителя для сравнения с результатами других методик и теорий.

Установка. Основой экспериментов послужила установка для работы с электронами, описанная в работе [2], доработанная для сменных кювет. В верхней части установки закреплена ТВК, экранированная от постороннего света (рис. 1). Расстояние от входного окна кюветы до ионопровода (рис. 1) составляет ~ 35 см. Детали узла кюветы изготовлены из непрозрачной черной пластмассы. В кювету залита дистиллированная вода, верхний ее край открыт для ТВК, которая располагается на расстоянии 65 см выше верхнего слоя воды для предохранения электронных узлов ТВК от воздействия пучка протонов. Для кюветы диаметром 100 мм использовался объектив с фокусным расстоянием 25 мм, для кюветы диаметром 280 мм – объектив с фокусным расстояни-

ем 8 мм, увеличивающий линейное поле зрения для наблюдения длинных пробегов при высоких значениях энергии пучка протонов. Объективы фокусировались на середину кюветы.

Телевизионная камера. Для эксперимента была применена ТВК типа VNA-753-НЗ, разработанная для спецприменений предприятием “ЭВС” (г. Санкт-Петербург). Описание ТВК и основные аспекты ее работы приведены в работах [2, 3]. В ТВК используется режим [4] повышения чувствительности с автоматическим обменом разрешающей способности на чувствительность (12 пикселей объединяется в 1), а также режим увеличения времени накопления – сложение 16 телевизионных кадров в 1 (1 суммарный кадр имеет длительность ~ 0.32 с) при уменьшении освещенности до ~ 0.00003 лк.

При пролете пучка протонов появляется слабое свечение в кювете с водой с интенсивностью свечения пучка в фантоме $\sim 0.00004 - 0.00006$ лк, фиксация свечения осуществляется в режиме предельной чувствительности с отношением сигнал/шум (ОСШ) порядка 1.5–2. Для адаптивного механизма камеры сигнал такой величины является малым и недостаточным для изменения режимов, поэтому на всех сеансах сохранялся режим максимальной чувствительности ТВК.

Анализ экспериментальных данных. По полученным кадрам фиксировались положение и размеры “области свечения”, начиная от входа пучка в кювету и кончая пиком Брегга – более яркой вспышкой в конце. По известному масштабу кадра определялась экспериментальная длина L , которая затем сравнивалась с расчетным значением L [6]. Система координат базировалась от границы стенки кюветы. Ускоритель включался на несколько минут для каждой из энергий. Интервал между импульсами ускорителя составлял 2 с. Первый эксперимент проводился 30 ноября 2016 г. с кюветой диаметром 100 мм, с объективом $F = 25$ мм для энергий 60 и 80 МэВ. Для более высоких энергий, при которых длина “области свечения” превышала размер кюветы, был проведен второй эксперимент 6 декабря 2016 г. с кюветой диаметром 280 мм, с объективом $F = 8$ мм для энергий 100, 150 и 170 МэВ. На рис. 2–5 стрелкой показано направление пролета и положение оси пучка протонов.

Оценка поглощенной дозы в фантоме. Как видно из рисунков, глубинное дозное распределение для пучка протонов имеет протяженную область (кривая Брегга) с медленным ростом дозы с увеличением глубины (область “плато”) и далее с крутым пиком (пиком Брегга). За пиком Брегга доза падает практически до нуля. Положение пика Брегга определяется энергией частицы (ее пробегом).

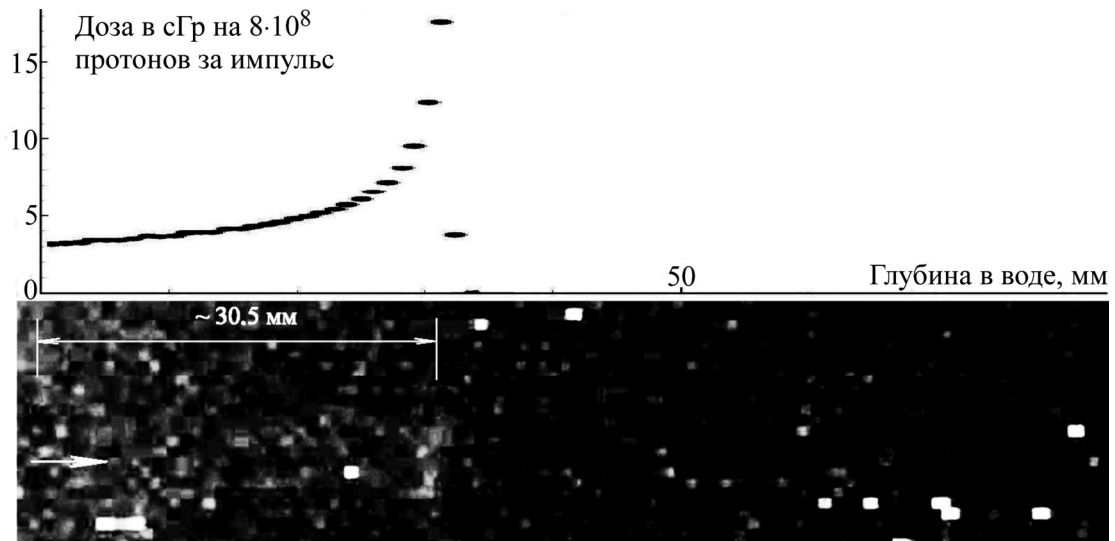


Рис. 2: “Область свечения” для энергии 60 МэВ. Кювета 100 мм. $F = 25$ мм. 30.11.2016. Стрелкой показано положение оси и направление пучка.

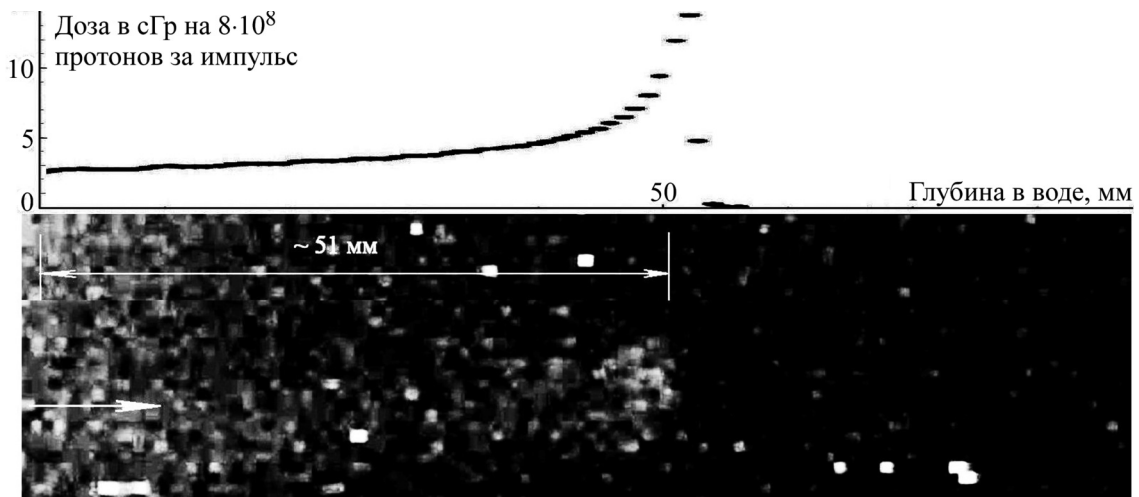
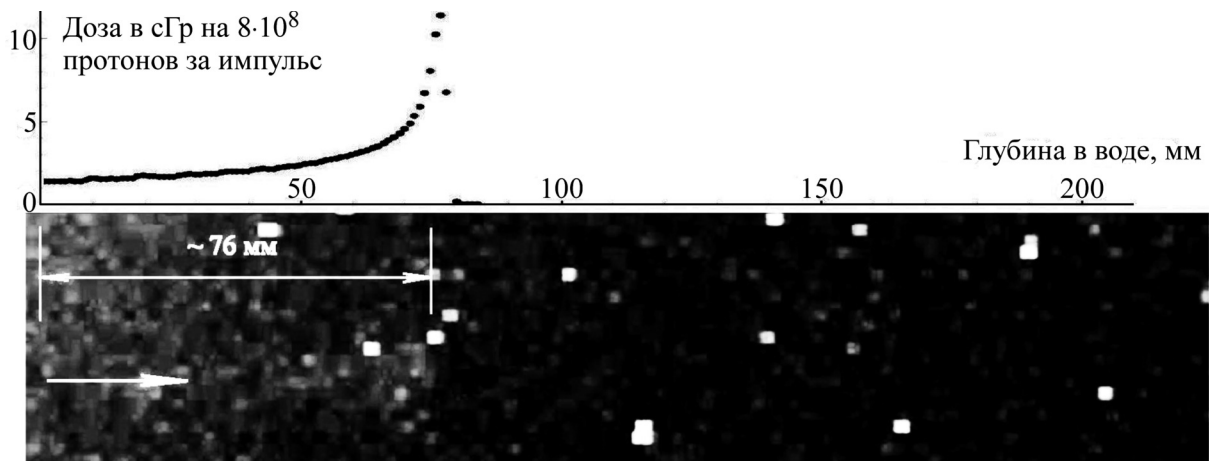
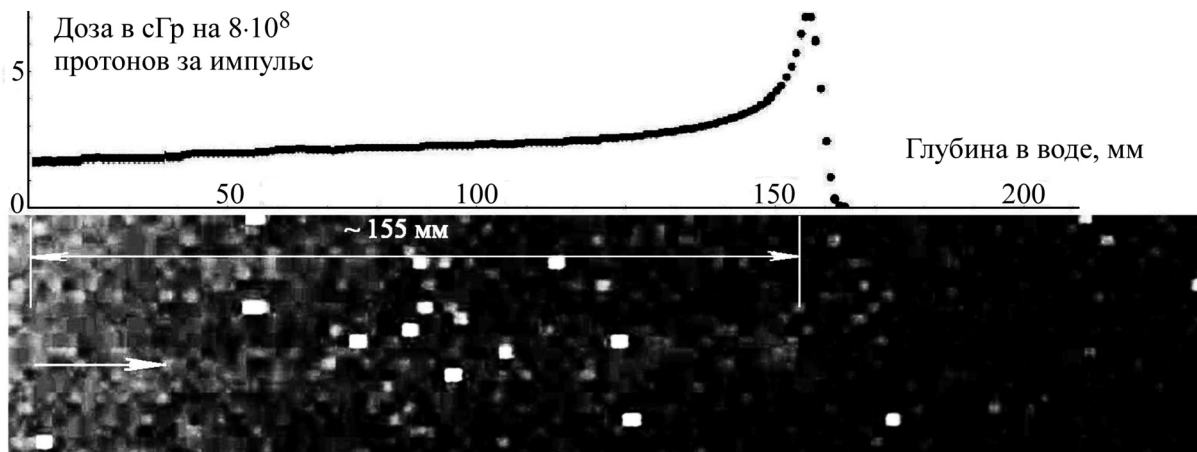


Рис. 3: “Область свечения” для энергии 80 МэВ. Кювета 100 мм. $F = 25$ мм. 30.11.2016.

Произведен расчет глубинных дозных распределений протонов в воде для энергий эксперимента по пакету программ Монте–Карло SRIM [5], кривые распределения приведены на рис. 2–5 сверху. Определены соотношения пробег–энергия [6], которые сравнивались с полученными на установке значениями. Выявлено совпадение измеренных в водном фантоме на установке пробегах с расчетами Монте–Карло с точностью $\sim 3\%$.

Рис. 4: “Область свечения” для энергии 100 МэВ. Кювета 280 мм. $F = 8$ мм. 6.12.2016.Рис. 5: “Область свечения” для энергии 150 МэВ. Кювета 280 мм. $F = 8$ мм. 6.12.2016.

Для каждой измеренной энергии визуализировалась кривая Брегга и проводилось сравнение с расчетами по методу Монте–Карло по моделям [5] и [6]. Результаты расчетов соотношений пробег–энергия [6] следующие: энергии 60 МэВ соответствует пробег 31 мм, 80 МэВ – 52 мм, 100 МэВ – 77 мм, 150 МэВ – 157 мм, 170 МэВ – 196 мм. Эти результаты также совпадают с полученными экспериментально с точностью до 3%.

Основные результаты. 1) Определена способность установки регистрировать световые импульсы короткой длительности и сверхмалой интенсивности на уровне 0.00004–0.00006 лк в видимой и ближней инфракрасной области спектра.

2) Проведено моделирование переноса пучка в водном фантоме методом Монте–Карло с помощью программы TRIM, являющейся частью общего пакета SRIM [5].

3) Геометрические размеры “области свечения”, зафиксированные установкой и измеренные по известной системе координат, совпадают с областью энергосвечения, полученной из кривой Брегга из модельных расчетов с точностью до 3%.

4) Положение и форма пика Брегга, зафиксированные установкой и определенные двумя численными методами [5] и [6], согласуются между собой с точностью до 3%.

Авторы выражают благодарность В.Е. Балакину за предоставление возможности тестирования установки визуализации и проведения цикла исследований на ускорителе, А.В. Шевякову за консультации по методикам, А.И. Львову за поддержку работы, А.В. Кольцову за построение пиков Брегга, А.Е. Чернуха за помощь в написании статьи.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Н. В. Марков, Диссертация на соискание ученой степени к.ф.-м.н. НИЦ “Курчатовский институт”, Москва (2014).
- [2] А. В. Гринкевич, В. В. Сиксин, Препринт ФИАН № 9 (М., ФИАН, 2016).
- [3] Ф. П. Пресс, *Фоточувствительные приборы с зарядовой связью* (М., Радио и связь, 1991).
- [4] Л. И. Хромов, Н. В. Лебедев, А. К. Цыцулин, А. Н. Куликов, *Твердотельное телевидение* (М., Радио и связь, 1986).
- [5] J. F. Ziegler, J .P. Biersack, and M .D. Ziegler, SRIM: The stopping and Range of Ions in Matter, 2008; <http://www.srim.org/>.
- [6] ICRU Report 49 (ICRU, Bethesda, 1993).

Поступила в редакцию 29 декабря 2016 г.

УДК 533.9.08:534.8

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ КАВИТАЦИИ НА ДИНАМИКУ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ЖИДКОСТИ

Н. А. Булычев¹, М. А. Казарян¹, Л. Л. Чайков^{1,2}, П. И. Ивашкин³,
Р. А. Захарян³, А. С. Аверюшкин¹, А. А. Чернов⁴

Исследованы характеристики электрических разрядов в жидких средах под действием интенсивных ультразвуковых колебаний и показано различие динамики тока и напряжения разрядов при наличии кавитации и в её отсутствие.

Ключевые слова: ультразвук, кавитация, плазма, электрические разряды, вольт-амперные характеристики.

Проведенные ранее предварительные эксперименты позволили установить, что в жидкости в интенсивном ультразвуковом поле выше порога кавитации может существовать особая форма электрического разряда с объемным свечением во всем пространстве между электродами [1–4]. Такой разряд с развитой поверхностью микропузырьков представляет интерес для создания новых плазмохимических процессов, т.к. развитая поверхность раздела плазма–жидкость приводит к увеличению диффузионных потоков химически активных частиц из плазмы в жидкость [5–8]. В таком разряде потенциально возможно осуществить большое количество новых химических реакций. Проведенные ранее эксперименты показали, что в таком акустоплазменном разряде образуются наноразмерные частицы оксидов металлов, твердофазные углеродсодержащие продукты и газообразные продукты, происходят химические превращения в жидкой фазе [2, 9–13].

Для проведения экспериментальных работ по исследованию электрофизических характеристик такого разряда была сконструирована и изготовлена экспериментальная установка, состоящая из камеры-реактора, источника питания, ультразвукового генератора и пьезокерамического преобразователя.

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: nbulychev@mail.ru.

² НИЯУ МИФИ, 115409 Россия, Москва, Каширское шоссе, д. 31.

³ ИОФ РАН, 119991 Россия, Москва, ул. Вавилова, 38.

⁴ Московский физико-технический институт, 141700 Россия, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

Схема и фотография установки приведены на рис. 1.

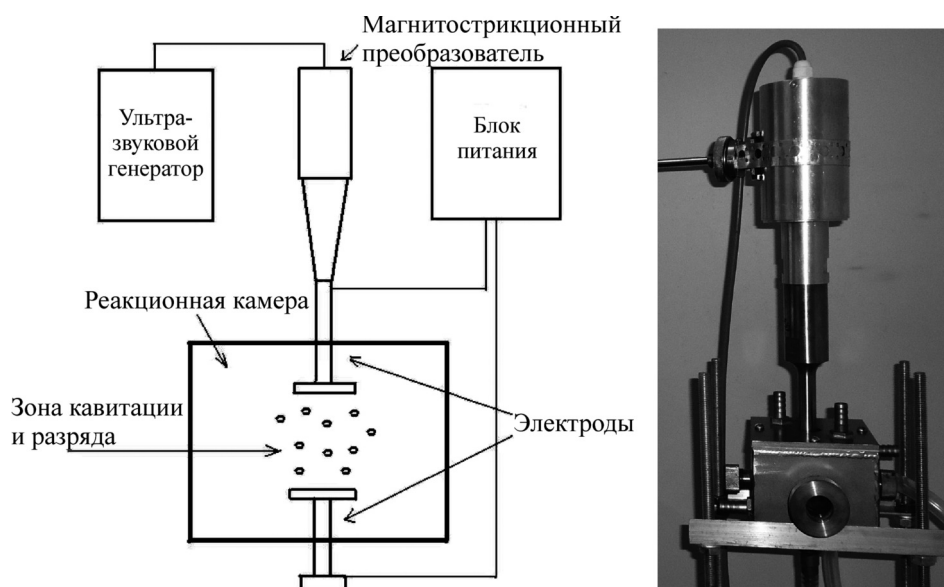


Рис. 1: Схема и фотография экспериментальной установки для реализации плазменного разряда в кавитирующей жидкости.

Электрическая схема источника питания приведена на рис. 2 в варианте, когда в качестве источника питания импульсного разряда в жидкости используется конденсатор C_1 , заряжаемый до напряжения $U = 300 - 500$ В.

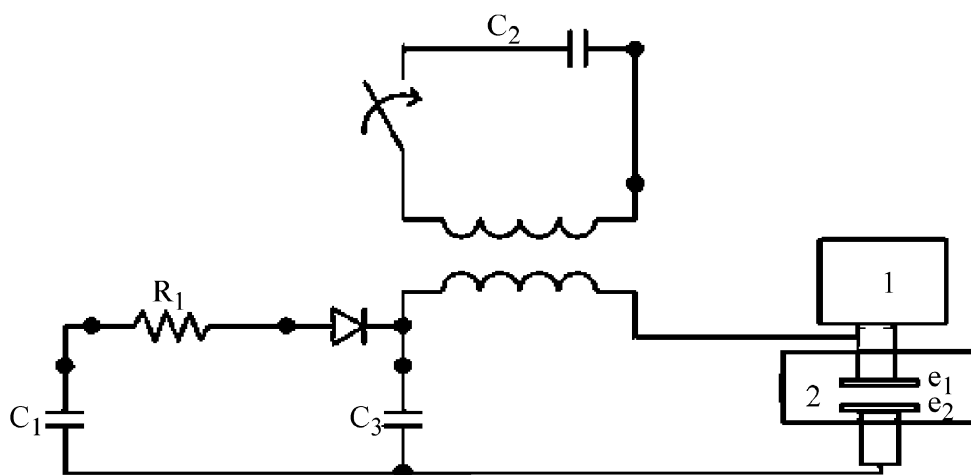


Рис. 2: Схема питания импульсного разряда в плазменном реакторе. 1 – ультразвуковой генератор, 2 – реакционная камера.

Инициирование разряда может осуществляться высоковольтным импульсом на вторичной обмотке импульсного трансформатора $ТХ_1$ при коммутации управляемым разрядником конденсатора $С_2$ в первичной обмотке этого трансформатора. Типичные параметры разрядного контура: напряжение зарядки конденсатора $С_2$: 5–10 кВ, коэффициент трансформации $ТХ_1$ – 4:1.

Ультразвуковой генератор с пьезокерамическим преобразователем обеспечивают регулирование выходной акустической мощности до 0.7 кВт в частотном диапазоне 35–47 кГц. Параметры акустического оборудования позволяют реализовать интенсивность ультразвукового поля в рабочем объёме жидкости до 10 Вт/см² и изменять режим кавитации в широких пределах.

Известно, что в зоне интенсивной кавитации доля парогазовой компоненты в жидкости имеет заметную величину, поэтому в фазе разрежения среды в ультразвуковой волне, когда давление в пузырьках заметно уменьшается, условия электрического пробоя в зоне кавитации облегчают возбуждение различных форм разряда от аномального тлеющего разряда до дугового.

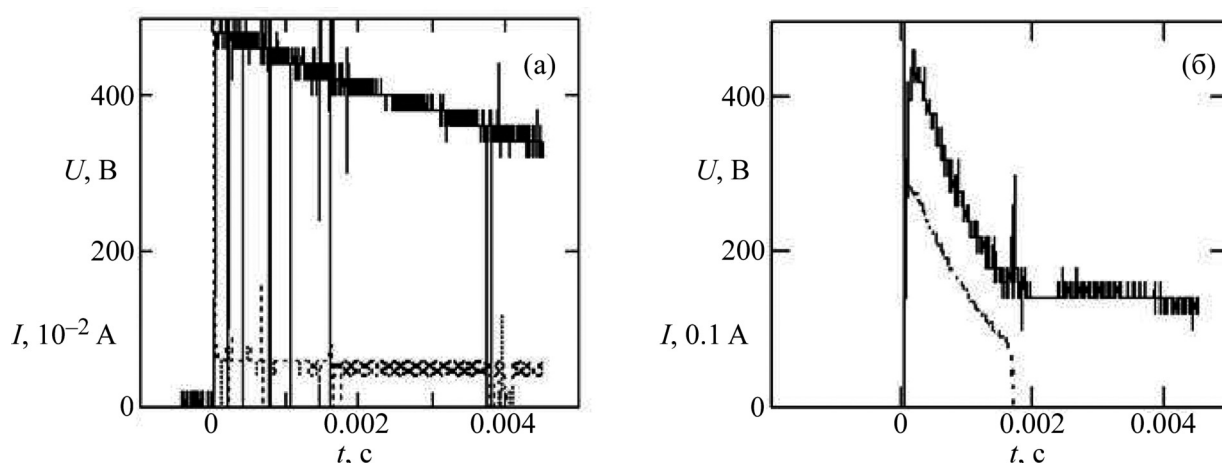


Рис. 3: Осциллограммы напряжения U на электродах (верхняя кривая) и разрядного тока I (нижняя кривая) при выключенном (а) и включенном (б) ультразвуковом генераторе. На оси ординат напряжение в вольтах, ток в амперах с масштабным множителем. На оси абсцисс время в секундах.

Типичные осциллограммы тока и напряжения при разряде конденсатора $С_1$ на разрядный промежуток в деионизированной воде с электродами из железа диаметром 5 мм и зазором между электродами 5–10 мм показаны на рис. 3(а). Конденсатор $С_1$ был заряжен предварительно до напряжения около 500 В при выключенном ультразвуковом

генераторе. Ток разряда не превышает 1 А, свечение отсутствует, сопротивление разрядного промежутка около 200 Ом, плотность тока разряда не более 0.05 А/см². При этом разряд шнуруется.

Характер импульсного разряда конденсатора C_1 кардинальным образом меняется при включении ультразвукового генератора и установке его мощности, превышающей порог кавитации (рис. 3(б)). Возникает довольно интенсивное свечение во всей области между электродами, продолжительность которого соответствует длительности импульса тока до момента его обрыва (на рис. 3(б) около 2 мс). Сопротивление разрядного промежутка составляет около 15 Ом в начале разряда и плавно нарастает до 20 Ом в момент, предшествующий обрыву тока. Такое соотношение напряжения на электродах и тока разряда характерно для тлеющего разряда. На осциллограмме напряжения наблюдаются флуктуации напряжения на разрядном промежутке. Обрыв тока разряда сопровождается коротким импульсом напряжения. Разряд при этом занимает весь объём межэлектродного пространства.

Кардинальное различие поведения напряжения и тока разряда свидетельствуют об изменении природы разряда под действием кавитации.

Заключение. Проведенные в ходе данной работы эксперименты позволили установить, что в жидкости в интенсивном ультразвуковом поле выше порога кавитации существует особая форма электрического разряда, характеризующаяся объемным свечением во всем пространстве между электродами, а также вольт-амперной характеристикой, присущей аномальному тлеющему разряду в газе.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ №№ 15-02-03559-а, 14-02-00602-а, 14-02-92019 ННС_а.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Н. А. Булычев, М. А. Казарян, Е. С. Гриднева и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **39**(7), 39 (2012).
- [2] Н. А. Булычев, М. А. Казарян, Л. Л. Чайков и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **41**(9), 33 (2014).
- [3] N. Klassen, O. Krivko, V. Kedrov, et al., IEEE Transactions on Nuclear Science **57**(3), 1377 (2010).
- [4] R. Balek, S. Pekarek, Z. Bartakova, Ultrasonics **44**, 549 (2006).
- [5] N. Sano, H. Wang, I. Alexandrou, et al., J. Appl. Phys. **92**(5), 2783 (2002).

- [6] E. Shibata, R. Sergienko, H. Suwa, T. Nakamura, Carbon **42**(4), 885 (2004).
- [7] Y. L. Hsin, K. C. Hwang, F. R. Chen, J. J. Kai, Adv. Mater. **13**, 830 (2001).
- [8] J. Ho Bang, K. S. Suslick, Adv. Mater. **22**, 1039 (2010).
- [9] Р. Ф. Ганиев, Н. А. Булычев, В. Н. Фомин и др., ДАН **407**(4), 35 (2006).
- [10] N. A. Bulychev, E. V. Kisterev, I. A. Arutunov, V. P. Zubov, Journal of the Balkan Tribological Association **1**(14), 30 (2008).
- [11] Н. А. Булычев, Неорганические материалы **46**(4), 451 (2010).
- [12] N. Bulychev, B. Dervaux, K. Dirnberger, et al., Macromolecular Chemistry and Physics **9**(211), 971 (2010).
- [13] N. Bulychev, O. Confortini, P. Kopold, et al., Polymer **48**(9), 2636 (2007).

Поступила в редакцию 23 июня 2015 г.

УДК 517.956.4

ОБ ОДНОМ ЧАСТНОМ РЕШЕНИИ УРАВНЕНИЯ ДИФФУЗИИ

В. И. Крылов¹, А. А. Рухадзе², В. И. Нефедов³

Рассмотрен процесс установления равновесного пространственного распределения концентрации находящейся в одномерной ограниченной области пространства частиц, на которые действует постоянная сила, нормальная к непроницаемым границам области. Такой процесс описывается решением третьей краевой задачи с однородными граничными условиями двумерного уравнения параболического типа. Показано, что найденное здесь решение, казалось бы, хрестоматийной задачи математической физики, но имеющей большое значение в приложениях, нельзя получить, используя известную в литературе функцию Грина этой задачи.

Ключевые слова: уравнение диффузии, третья краевая задача, функция Грина, параболическое уравнение, внешняя сила.

Введение. В настоящее время существует ряд научных направлений, связанных с движением наночастиц или других малых объектов в прозрачных средах под действием интенсивного электромагнитного излучения (см., напр., [1, 2]).

Уравнение

$$\frac{\partial n}{\partial \bar{t}} = D \frac{\partial^2 n}{\partial \bar{z}^2} - v \frac{\partial n}{\partial \bar{z}} + F(\bar{z}, \bar{t}), \quad (1)$$

с граничными условиями

$$vn - D\partial n/\partial \bar{z} = 0, \quad (2)$$

в точках $\bar{z} = 0$, $\bar{z} = l$; играет важную роль в теории таких процессов. Здесь n – концентрация частиц; постоянные параметры D и v – коэффициент диффузии и скорость

¹ Дальневосточный государственный университет путей сообщения, 680021 Россия, Хабаровск, ул. Сарышева, 47.

² ИОФ РАН, 119991 Россия, Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: rukh@fpl.gpi.ru.

³ Московский институт радиопизики, электроники и автоматики (государственный университет МГРЭА), 119454 Россия, Москва, пр-т Вернадского, 6.

частиц, определяемая их систематическим смещением под действием постоянной силы, направленной вдоль координаты \bar{z} . Однако в известной нам литературе мы не нашли решения такой задачи даже с $F(\bar{z}, \bar{t}) = 0$, которое описывало бы установление бoльцмановского распределения концентрации (как функции координаты). Только в широко используемом в приложениях справочнике [3, с. 66] указана, по-видимому, найденная его автором функция Грина $G(\bar{z}, \bar{x}, \bar{t})$ третьей краевой задачи для уравнения (1) с постоянными коэффициентами D , v , и граничными условиями самого общего вида, частным случаем которых является (2). Однако эта функция Грина не дает правильного решения, по крайней мере, при $F(\bar{z}, \bar{t}) = 0$ и (2).

Для доказательства, достаточно положить $t = \infty$ в решении рассматриваемой задачи, записанном в виде интеграла:

$$n(z, t) = l \int_0^1 G(z, x, t) n_0(x) dx, \quad (3)$$

где $z = \bar{z}/l$; $x = \bar{x}/l$; $t = D\bar{t}/l^2$; $n_0(x) = n(x, 0)$; $G(z, x, t)$ из [3] в выбранных нами обозначениях и для граничных условий (2), имеет следующий вид:

$$G(z, x, t) = \exp(u(z-x)/2) \sum_{m=1}^{\infty} B_m^{-1} y_m(z) y_m(x) \exp[-(m^2\pi^2 + u^2/4)t]; \quad (4)$$

$B_m = 0.5l(u^2/(4m^2\pi^2) + 1)$; $u = vl/D$; $y_m(z) = u/(2m\pi) \sin m\pi z + \cos m\pi z$. Нетрудно понять и без взятия интеграла в (3), что он обращается в нуль из-за экспоненциального множителя в $G(z, x, t)$, содержащего t . Такой результат является физически бессмысленным.

Действительно, левая часть (2) является плотностью потока частиц, и при выполнении равенства (2) в отсутствие источника $F(z, t) = 0$, число частиц на интервале $[0, l]$ должно оставаться постоянным и, при нетривиальном решении (1), не равным нулю.

При $t = \infty$ правильное распределение концентрации должно быть близко к хорошо известной в статистической физике и гидростатике формуле Больцмана.

Оказывается, что, несмотря на хрестоматийность рассматриваемой здесь задачи, появление физически бессмысленного результата при применении (4) вызвало определенные трудности у некоторых исследователей, что и привело к появлению настоящей статьи с найденным правильным решением.

Решение задачи и анализ результатов. Для нахождения правильного решения заметим, что правая часть (1) (при $F(\bar{z}, \bar{t}) = 0$) является дивергенцией от потока частиц,

определяемого левой частью уравнения (2), при всех \bar{z} (дифференцирование левой части (2) по \bar{z} приводит к правой части (1)). Поэтому стационарное решение уравнения (1) $n_c = n_{c0} \exp(uz)$ одновременно удовлетворяет и граничным условиям (2). Следовательно, n_c должно содержаться в виде слагаемого в общем решении уравнения (1), удовлетворяющего (2), которое несложно найти методом разделения переменных. Отметим, что подстановкой $n = n_1 \exp \alpha z$, с $\alpha = u/2$, уравнение (1) преобразовывается в $\partial n_1 / \partial t = \partial^2 n_1 / \partial z^2 - \alpha^2 n_1$. Решение этих уравнений имеет вид:

$$n = n_{c0} \exp(uz) + \exp(uz/2) \sum_{m=1}^{\infty} C_{cm} y_m(z) \exp[-(m^2 \pi^2 + u^2/4)t]. \quad (5)$$

Константа n_{c0} определяется при $t = \infty$ из условия сохранения числа частиц N в цилиндре высотой l вдоль оси \bar{z} и с единичной площадью торцов:

$$N = l \int_0^1 n_{c0} \exp(uz) dz = (n_{c0} l / u) [e^u - 1]. \quad (6)$$

Коэффициенты C_{cm} , как обычно, определяем при $t = 0$ с использованием ортогональности (для различных m) функций $y_m(z)$, квадрат нормы которых совпадает с B_m/l . Для произвольной начальной концентрации $n_0(z)$ получим:

$$\int_0^1 (n_0(z) e^{-uz/2} - n_{c0} e^{uz/2}) y_m(z) dz = C_{cm} B_m / l. \quad (7)$$

В случае $n_0(z) = n_0 = \text{const}$, когда $N = n_0 l$, используя (5)–(7), найдем:

$$\frac{n(z, t)}{n_0} = u \left\{ \frac{\exp(uz)}{(e^u - 1)} + e^{0.5uz} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2(m\pi)^2 [1 - (-1)^m e^{-0.5u}]}{(m^2 \pi^2 + u^2/4)^2} y_m(z) e^{-(m^2 \pi^2 + u^2/4)t} \right\}. \quad (8)$$

Анализ выражения (8) проведем, используя пакет программ Maple 14, предварительно отметив, что при $t = 0$ выражение (8) равно единице при всех u .

Рисунок 1, на котором показана функция $n(z, t)/n_0$ при $u = 3$, иллюстрирует промежуточное распределение плотности, когда безразмерное $t \in [0, 0.1]$.

Переход к распределению плотности, соответствующему формуле Больцмана (для конечной области пространства в направлении действия силы), показан на рис. 2. Как видно из этого рисунка установление равновесия фактически происходит уже при $t = 1$ (для выбранного $u = 3$), т.е. $n(z, 1)/n_0$ практически совпадает с выражением

$$\frac{n(z, \infty)}{n_0} = u \frac{\exp(uz)}{(e^u - 1)}.$$

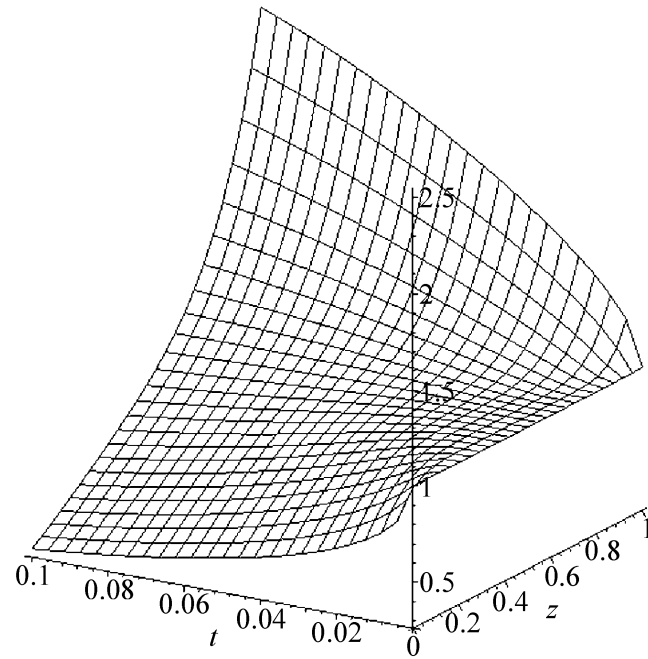


Рис. 1: Функция $n(z,t)/n_0$ при $u = 3$ и $t \in [0, 0.1]$.

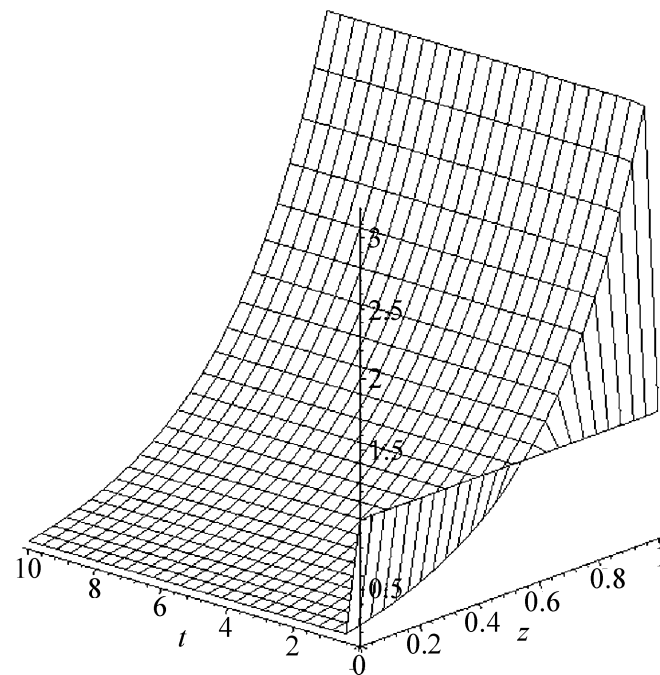


Рис. 2: Функция $n(z,t)/n_0$ при $u = 3$ и $t \in [0, 10]$.

Таким образом, полученное решение правильно описывает изменение со временем функции $n(z, t)$ и установление равновесного распределения в соответствии с принципами равновесной статистической физики.

Найденное решение соответствует достаточно специфичному (чрезвычайно частному) граничному условию. Однако из теории дифференциальных уравнений известно, что для некоторых частных случаев нельзя получить решение из решения, найденного для более общего случая. Это имеет, например, место для обыкновенного дифференциального уравнения с постоянными коэффициентами с кратными корнями характеристического уравнения. Не является ли ситуация, рассмотренная здесь, в некотором смысле, подобна этому случаю? А именно, соответствующая функция Грина из [3] будет определять правильные решения третьей краевой задачи с граничными условиями более общего вида чем (2). Ниже приведенные рассуждения показывают, что это, по видимому, не совсем так.

Покажем, как можно использовать найденную в [3] функцию Грина для уравнения

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - u \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{l^2}{D} F(z, t) \quad (9)$$

(наши обозначения отличны от используемых в [3]) с граничными условиями самого общего вида: $\partial n / \partial z - k_1 n = g_1(t)$ при $z = 0$, $\partial n / \partial z + k_2 n = g_2(t)$ при $z = 1$ и с начальным условием $n_0(z) = n(z, 0)$, так, чтобы было учтено решение $n_c = n_{c0} \exp(uz)$.

Пусть $n(z, t)$ определяется функцией Грина $G(z, x, t)$ [3, с. 66] (которую мы здесь не выписываем) третьей краевой задачи и удовлетворяет (9). В соответствии с вышеизложенным, это решение не содержит в качестве слагаемого функцию n_c . Будем искать решение уравнения (9) в виде суммы $n(z, t) + n_c$, которая после подстановки ее в (9) оставит уравнение верным. Граничные же и начальные условия для $n(z, t)$ изменятся и будут иметь следующий вид: $\partial n / \partial z - k_1 n = g_1(t) + (k_1 - u)n_c$ при $z = 0$, $\partial n / \partial z + k_2 n = g_2(t) - (k_2 + u)n_c$ при $z = 1$ и $n_0(z) = n(z, 0) - n_c$.

Следовательно, при использовании $G(z, x, t)$ из [3], решение рассматриваемой задачи необходимо выбирать в виде $n(z, t) + n_c$, и при определении $n(z, t)$ (через $G(z, x, t)$) заменять $g_1(t)$ на $g_1(t) + (k_1 - u)n_c$, $g_2(t)$ на $g_2(t) - (k_2 + u)n_c$ и $n_0(z)$ на $n(z, 0) - n_c$.

Заключение. Таким образом, найденное здесь решение уравнения (1) с граничными условиями (2) при $F(z, t) = 0$, определяет установление стационарного распределения концентрации частиц, определяемого формулой Больцмана. Этот результат отличается от решения, которое можно получить с использованием функции Грина из [3], из-за того, что оно не содержит функции n_c . Тем не менее, с помощью такой функции Грина,

по-видимому, можно получать правильные решения третьей краевой задачи уравнения (9), проведя модификацию граничных и начальных условий.

Авторы выражают глубокую благодарность В. И. Иванову за стимулирующую дискуссию.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] В. И. Иванов, А. И. Ливашвили, Электрострикционный механизм самовоздействия излучения в жидкости с наночастицами. Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика **4**(2), 58 (2009).
- [2] В. И. Иванов, А. А. Кузин, А. И. Ливашвили, Термоиндуцированное самовоздействие гауссова пучка излучения в жидкой дисперсной среде. Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика **5**(1), 5 (2010).
- [3] А. Д. Полянин, *Справочник по линейным уравнениям математической физики* (М., Физико-математическая литература, 2001).

Поступила в редакцию 8 сентября 2015 г.

УДК 523.165

СВОЙСТВА РАЗНОСТНОГО МЕТОДА ДЛЯ ПОИСКА АНИЗОТРОПИИ ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. П. Павлюченко¹, Р. М. Мартиросов², Н. М. Никольская¹,
А. Д. Ерлыкин¹

Анализируются методические особенности и свойства оригинального разностного метода для поиска анизотропии в области излома (колена) энергетического спектра частиц первичного космического излучения. Показано, что метод, в котором исследуются не интенсивности, а свойства потоков частиц, устойчив к случайным ошибкам эксперимента и позволяет отделять аномалии, связанные с лабораторной системой координат, от аномалий в небесных координатах. Метод использует многократное рассеяние заряженных частиц в магнитных полях Галактики для исследования всей небесной сферы, в том числе областей неба за пределами прямой видимости установки.

Ключевые слова: космические лучи, излом первичного спектра, диффузионный перенос, эксперимент, разностный метод, близкий источник.

Энергетический спектр заряженных частиц первичного космического излучения (ПКИ) хорошо описывается степенным законом $E^{-\gamma}$ с показателем 2.7 от энергии $\sim 10^{11}$ эВ вплоть до $3 \cdot 10^{15}$ эВ, когда показатель быстро возрастает до 3.1 (колена) [1]. Основные астрофизические гипотезы о природе колена [2–4], связанные с проблемой происхождения ПКИ, до сих пор не получили надежного экспериментального подтверждения. Это связано с перемешиванием траекторий заряженных частиц хаотическими магнитными полями Галактики, в результате которого изотропия интенсивности ПКИ с первичной энергией $10^{14} - 10^{16}$ эВ выполняется с точностью не хуже одного процента

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: pavict@rambler.ru.

² Национальная научная лаборатория имени А. Алиханяна (ЕрФИ), 375036 Армения, Ереван, ул. Братьев Алиханян, 2.

[5]. Распространение частиц ПКИ в масштабе Галактики подобно броуновскому движению или крупномасштабному диффузному переносу. Поэтому сейчас основной задачей является хотя бы обнаружение надежно статистически обеспеченных аномалий свойств ПКИ на небесной сфере.

Разностный метод анализа экспериментальных данных [6, 7], изначально учитывающий диффузный характер распространения ПКИ в Галактике и обладающий высокой чувствительностью, был специально разработан для поиска аномалий. В нем анализируется не интенсивность потоков частиц из разных участков неба, а аномалии массового состава ПКИ, так как ядра разной массы при прочих равных условиях по-разному рассеиваются в одних и тех же магнитных полях. При этом многократное рассеяние частиц в Галактике (диффузия) не только не мешает, но и помогает регистрировать ПКИ от источников, лежащих за пределами прямой видимости установки.

Массовый состав по данным ШАЛ определяется с большими ошибками косвенными методами с использованием модельно зависимых расчетов. Но для первичного поиска аномалий требуется определить только разность характеристик ПКИ в противоположных направлениях, а не их абсолютные значения. В этом случае можно использовать хорошо измеряемый параметр, зависящий от массового состава и минимально зависящий от моделей развития ШАЛ.

Суть метода: в небесных координатах задаются произвольные направления (l_0, b_0) , затем вокруг каждого из них строится конус с раствором ψ_0 так, чтобы он делил всю статистику на два равных по числу событий набора. В обоих наборах строятся распределения выбранного анализируемого параметра, и эти распределения вычитаются друг из друга с вычислением $\chi^2 = \sum_i (\Delta_i / \sigma_i)^2$, где $\Delta_i = m_i - m_i^{\text{anti}}$ – разность между числом событий в этих распределениях в интервале i , а ее ошибка $\sigma_i = \sqrt{m_i + m_i^{\text{anti}} + 1} = \sqrt{n_i + 1}$. Здесь n_i – суммарное число событий в обоих наборах в интервале i , оно не зависит от заданных углов (l_0, b_0) , что имеет решающее значение для сравнения величин χ^2 при разных (l_0, b_0) между собой в поисках максимума. В направлении максимума χ^2 максимально отличаются массовые составы ПКИ, приходящих с противоположных сторон, что свидетельствует о сепарации по жесткости заряженных ядер в хаотических магнитных полях Галактики.

При вычитании распределений автоматически вычитается общий фон и методические неопределенности, т.к. они одни и те же в обоих наборах при стабильной работе установки.

Косинус H плоского угла между направлением (l_0, b_0) и ШАЛ с углами (l, b) в сферической системе координат равен $H = \cos \psi = \sin b_0 \sin b + \cos b_0 \cos b \cos(l - l_0)$, поэтому при $H > H_0 = \cos \psi_0$ ливень попадает в конус, а при $H \leq H_0$ – нет.

Экспериментальные результаты. В настоящем исследовании использовались 3.38 млн ШАЛ с первичной энергией $10^{14} - 10^{17}$ эВ, зарегистрированных в 2011–2013 годах на установке ГАММА (г. Арагац, Армения, 3200 м над уровнем моря), оси которых попали в круг радиусом 60 м от центра установки. В качестве рабочего параметра использовался “поперечный” возраст ливня S – параметр, получаемый подгонкой функции Нишимуры–Каматы–Грейзена пространственного распределения (ФПР) электронов ШАЛ к показаниям наземных ливневых e/γ детекторов. Он характеризует крутизну спада ФПР. Параметр S выбран из-за его слабой зависимости от первичной энергии и толщины атмосферы вблизи максимума ШАЛ. Он достаточно надежно определяется в эксперименте и используется при вычислении мощности ливня N_e и первичной энергии E_0 [8]. Возраст S зависит от массового состава, т.к. тяжелые ядра по сравнению с протонами при равных энергиях взаимодействуют на большей высоте в атмосфере, дробление первичной энергии и каскадное развитие ШАЛ у них быстрее, поэтому на уровне наблюдений они дают более широкие ФПР с большими S .

Был произведен “слепой” поиск аномалий вблизи Галактической плоскости. Единственный максимум $\chi^2/J = 57.6$ при 17 степенях свободы J обнаружен в направлении $l_0 = 97^\circ \pm 3^\circ$, $b_0 = 5^\circ \pm 3^\circ$. Из-за независимости χ^2 от знака $\Delta_i = m_i - m_i^{\text{anti}}$ потребовался дополнительный анализ, который показал, что на самом деле аномалия находится с обратной стороны, в направлении $l_0 = 277^\circ$, $b_0 = -5^\circ$ (экваториальные координаты $\alpha = 140^\circ$, $\delta = -57^\circ$, Южное полушарие неба), и она относится к первичным энергиям в области излома. Более подробно установка ГАММА и полученные результаты описаны в [7, 9, 10].

Анализ метода. Прежде всего было проверено значение $\chi^2/J = 57.6$ в максимуме при 17 степенях свободы. Это очень большая величина. При случайном разбросе χ^2/J должно быть близко к $1 \pm \sqrt{2/J}$, а каждое увеличение его на единицу увеличивает статистическую значимость отклонения результата от случайных флуктуаций примерно на одну σ . Следовательно, значимость полученного результата составляет более 50σ . Путем деления полного числа событий на 2, 3, 5, 10 мы убедились, что эта величина обусловлена, в основном, большой статистикой и высокой чувствительностью метода, использующего полную статистику в каждой точке неба. Для проверки отбирались каждое второе событие, каждое третье и т.д., чтобы уменьшить статистику, но мини-

мально изменить условия регистрации ШАЛ. Величина максимума χ^2/J уменьшилась с 57.6 до 29.4, 20.3, 12.6 и 7.9 соответственно, т.е. при практически неизменной форме распределений величина $(\chi^2/J) - 1$ в нашем случае линейно зависит от статистики.

Величина χ^2/J может также по какой-либо причине систематически завышаться, поэтому для проверки было найдено направление, в котором χ^2/J имеет минимум. Он равен 1.32 при $l_0 = 15^\circ$, $b_0 = 60^\circ$ и в пределах стандартного отклонения совпадает со случайным распределением Δ/σ . Обе проверки свидетельствуют о высокой статистической обеспеченности аномалии.

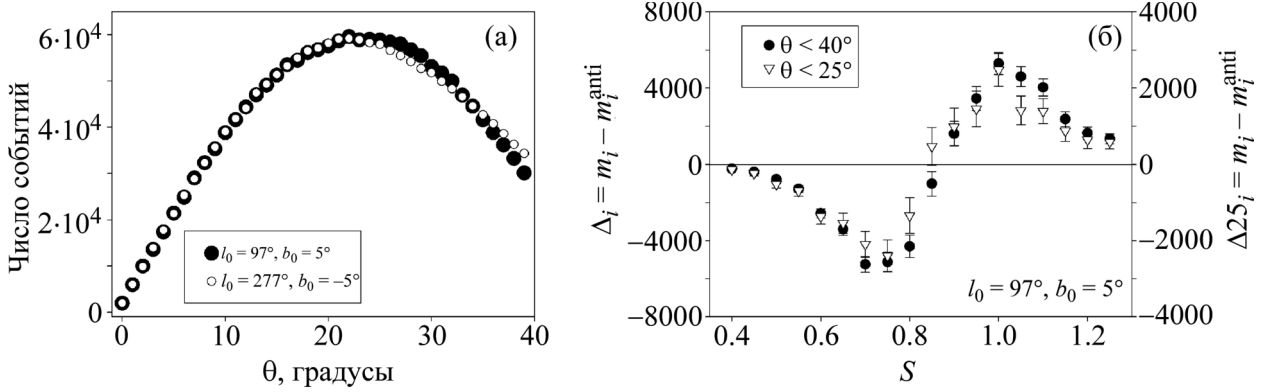


Рис. 1: (а) Распределение ШАЛ по зенитному углу θ в максимуме χ^2/J для противоположных направлений; (б) зависимость разностей $\Delta_i = m_i - m_i^{\text{anti}}$ от параметра S для всех ШАЛ (левая шкала) и для ШАЛ с $\theta < 25^\circ$ (правая шкала).

Асимметрия установки по зенитным или азимутальным углам также может имитировать аномалию. Диапазон зенитных углов θ используемых ШАЛ составляет $0^\circ - 40^\circ$. Условия развития и регистрации ливней при $\theta = 40^\circ$ отличаются от условий для вертикальных ливней, поэтому были получены распределения ливней по углам θ для противоположных направлений в области аномалии (рис. 1(а)). Видно, что до 25° распределения полностью совпадают, а далее есть некоторое различие, поэтому был проведен поиск аномалии по выборке с $\theta < 25^\circ$ (1.96 млн ШАЛ). Координаты максимума, как и форма распределения разностей $\Delta_i = m_i - m_i^{\text{anti}}$ в максимуме, в пределах ошибок не изменились (рис. 1(б)). Величина максимума упала с 57.6 до 19.1, как и должно быть из-за уменьшения статистики и сужения сектора отбора. Видно, что в области малых S разности отрицательны, т.е. “молодые” ШАЛ идут с обратного направления (Южного полушария).

Можно заключить, что координаты и свойства аномалии устойчивы относительно диапазона используемых зенитных углов ШАЛ, но сужение диапазона приводит к уменьшению достоверности результата.

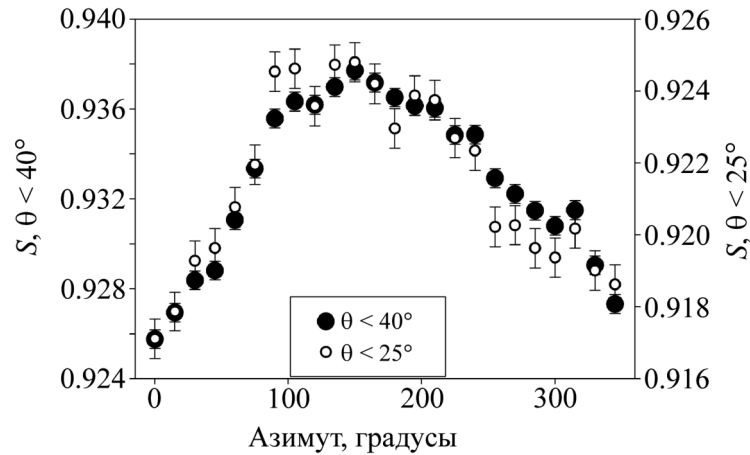


Рис. 2: Зависимость S от азимутального угла в горизонтальной астрономической системе для ШАЛ с зенитными углами $\theta < 40^\circ$ и $\theta < 25^\circ$.

Для проверки влияния азимутальных углов на аномалию была получена зависимость возраста S от азимута A в горизонтальной астрономической (лабораторной) системе, в которой 0° направлен на юг (рис. 2). Видна небольшая регулярная почти синусоидальная зависимость S от A , по форме одинаковая для двух диапазонов зенитных углов θ .

Эта зависимость может быть как причиной аномалии, так и ее следствием. Предположим, что зависимость $S(A)$ возникла из-за какой-либо асимметрии экспериментальной установки и является причиной аномалии. Тогда внесение корректирующей поправки, устраняющей зависимость $S(A)$, должно привести к изменению координат или уничтожению аномалии. Для проверки этого во всех ливнях из S были вычтены соответствующие поправки $\delta(A) = S(A) - \langle S \rangle$, и по измененным данным, как и ранее, был проведен поиск аномалии (рис. 3(а)).

Видно, что положение основного максимума в пределах ошибок не изменилось, но уменьшилась величина χ^2/J в максимуме до 26.3. Дополнительно появился аксиально симметричный второй максимум величиной $\chi^2/J = 20.3$ с координатами $l_0 = 123^\circ$, $b_0 = 27^\circ$, которые совпадают с направлением оси вращения Земли – Полусом Мира.

Уменьшение основного максимума и появление на Полусе дополнительного означает, что введением поправки было внесено не улучшение исходных экспериментальных

данных, а их ухудшение, имитирующее асимметрию установки. Действительно, любая асимметрия установки в системе координат, вращающейся вместе с Землей, может быть разложена на две составляющие: параллельную оси вращения и перпендикулярную. За три года работы установки Земля совершила более 1000 оборотов, поэтому составляющая, перпендикулярная оси установки, с хорошей точностью уничтожилась как $\int_0^{2\pi} \sin A dA$, о чем говорит совпадение дополнительного максимума с Полюсом с точностью до градуса, а составляющая, параллельная оси, суммировалась и проявилась в виде пика.

Это утверждение было проверено другим способом: ко всем исходным S в событиях с азимутом $A = 45^\circ - 60^\circ$ прибавлялось число 0.07, чем имитировалась анизотропия в этом направлении. Величина 0.07 была выбрана из соображения, чтобы эффект был заметен, но не катастрофичен. На рис. 3(б) показан результат. Видно, что основной максимум опять не изменил положения, но уменьшился до 34.5, и опять на Полюсе возник второй пик высотой 34.6, обусловленный созданной анизотропией. На рис. 3(в) показан результат прибавления к S увеличенной до 0.1 добавки, но для событий с

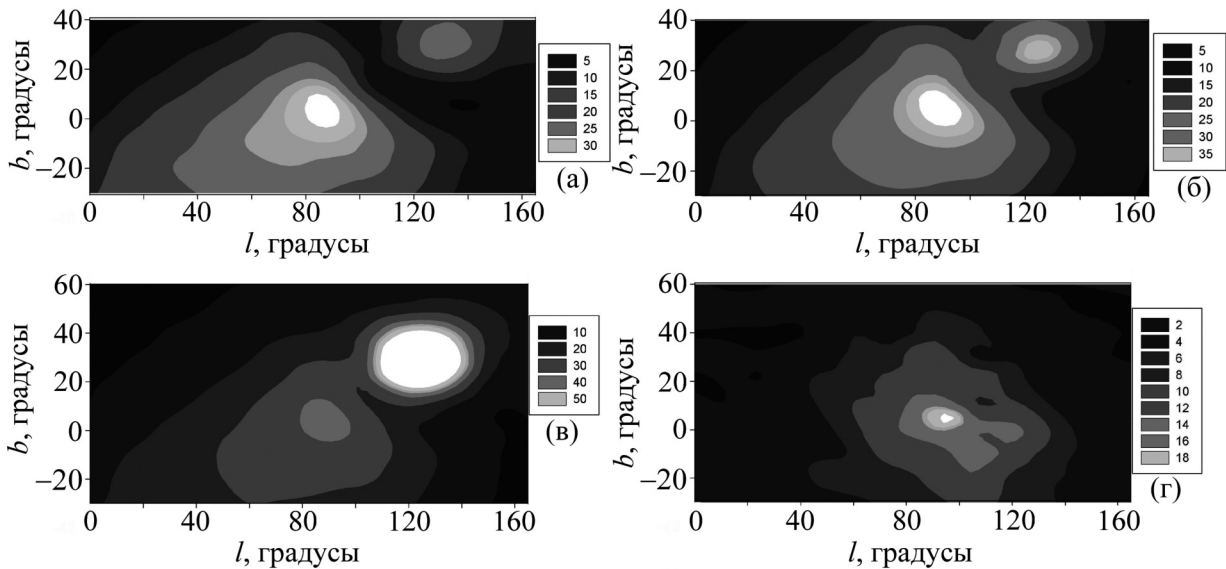


Рис. 3: Зависимость χ^2/J от Галактических координат (l_0, b_0) , контурные диаграммы: (а) введены поправки, выравнивающие зависимость S от азимута, (б) в диапазоне азимутов $45^\circ - 60^\circ$ к S добавляется 0.07, (в) в диапазоне азимутов $300^\circ - 315^\circ$ к S добавляется 0.1, (г) ко всем S добавляется случайное число, разыгранное по Гауссу со средним $= 0$ и $\sigma = 0.25$.

азимутами $300^\circ - 315^\circ$, перпендикулярных предыдущим. Эффект качественно остался тем же: пик основного максимума уменьшился до 33.4, но на Полюсе увеличился до 88.2 (на рисунке его вершина срезана до 50, чтобы был виден основной пик).

Чтобы убедиться, что пик на Полюсе возникает из-за асимметрии в лабораторной системе, а не просто из-за случайных ошибок при вычислении S , к исходной величине S во всех событиях, независимо от азимута, было прибавлено случайное число, разыгранное по Гауссу со средним 0 и разными σ . Основной максимум не изменил положение, но уменьшился до 42.7 при $\sigma = 0.1$ и до 19.4 при $\sigma = 0.25$ (рис. 3(г)). Если учесть, что исходное экспериментальное распределение S имеет $\sigma = 0.16$, то неизменность положения максимума при таких больших искажениях показывает высокую устойчивость метода относительно случайных экспериментальных ошибок.

Возвращаясь к рис. 2, можно заключить, что обнаруженная зависимость S от азимута относится к небесным координатам и указывает на приход более молодых ШАЛ (более легких первичных частиц) из Южной полусферы.

Оказать влияние на полученные координаты могут солнечно-суточные геофизические изменения. На рис. 4(а) приведена зависимость S от номера часа в сутках, показывающая слабую регулярную зависимость. Ее вычитание в качестве поправки увеличило максимум до 58.7 вместо 57.6, т.е. это действительно помеха, она связана с Земной системой координат и пренебрежимо мала по величине. На Полюсе величина χ^2/J не изменилась.

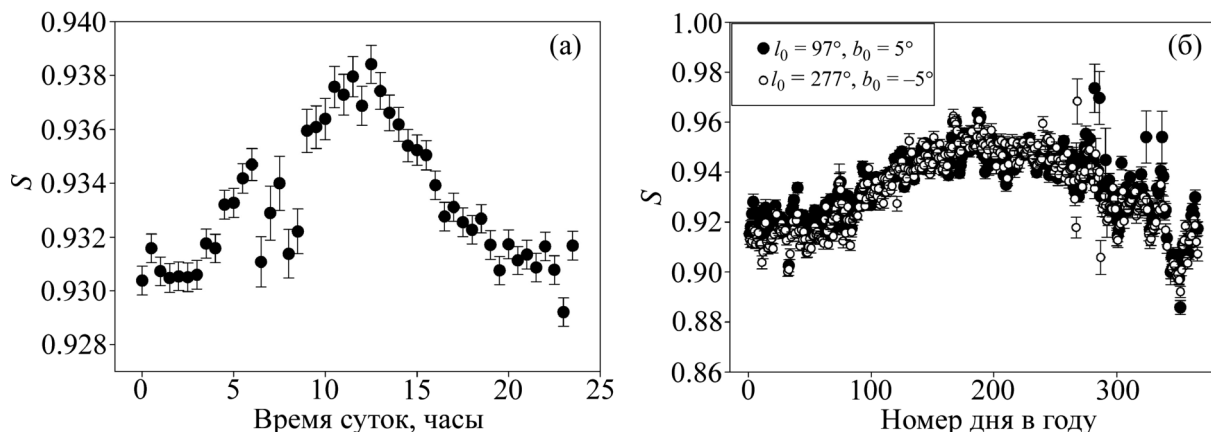


Рис. 4: (а) Зависимость S от времени суток UTC. Между 5–11 часами (10–16 локальное время) проводилась настройка детекторов; (б) зависимость S от номера дня в году для набора ливней в направлении $97^\circ, 5^\circ$ и противоположном $277^\circ, -5^\circ$.

Была обнаружена регулярная зависимость S от номера дня в году (рис. 4(б)) с амплитудой, почти на порядок превосходящей солнечно-суточную. По форме она совпадает с сезонным ходом температуры, что может свидетельствовать о достаточно сильной зависимости S от температуры воздуха. На рисунке распределения S для наборов событий из противоположных направлений хорошо совпадают, поэтому при их вычитании для оценки χ^2/J зависимость S от номера дня должна уничтожиться или сильно уменьшиться. Как отмечалось выше, в разностном методе автоматически уничтожаются фоновые и методические неопределенности, так как они одни и те же в обоих наборах.

Следует также отметить, что из аномалии (день номер ≈ 220) приходят более “молодые” ШАЛ по сравнению с ливнями с противоположного направления (рис. 1(б) и 4(б)), что находится в противофазе с температурной зависимостью.

При всех проверках использовались одни и те же 3.38 млн событий.

Из проведенных проверок можно сделать достаточно определенный вывод: случайные ошибки параметра S не меняют положение аномалии, но приводят к уменьшению высоты максимума χ^2/J , зависящей от величины искажений. Если искажения еще и азимутально асимметричны в системе, вращающейся вместе с Землей, то они вызывают появление максимума χ^2/J в направлении оси вращения Земли.

Следовательно, разностный метод не только подавляет фоновые и методические неопределенности, но и позволяет отделять эффекты, связанные с лабораторной земной системой, от эффектов, связанных с неподвижной системой небесных координат. Обнаружение пика на Полюсе свидетельствует об азимутальной асимметрии экспериментальной установки, а его отсутствие говорит об отсутствии асимметрии или о хорошей ее компенсации, что маловероятно.

Обсуждение результатов. Исследование свойств разностного метода, использующего количественный критерий χ^2/J для возраста ливней S , показало его высокую чувствительность и устойчивость. Метод обладает уникальным свойством, позволяющим отделять эффекты, связанные с лабораторной системой, от эффектов, связанных с неподвижной системой небесных координат: пик на Полюсе указывает на аномалии, связанные с солнечно-суточным вращением Земли. Устойчивая аномалия в других направлениях относится, скорее всего, к небесным координатам.

Вблизи найденной аномалии (статистическая обеспеченность $> 50\sigma$) с Галактическими координатами $l_0 = 277^\circ$, $b_0 = -5^\circ$ находится кластер в созвездии Парусов (Vela) с двумя близко расположенными остатками сверхновых Vela X (263.9° , -3.3°) и Vela

Jr ($266.2^\circ, -1.2^\circ$), расстояния до которых составляют около 0.3 и 0.2 кпс соответственно. Очевидно, что кластер является хорошим кандидатом на близкий источник ПКИ, связанный с формированием колена: он близок к обнаруженной аномалии по направлению, близок к Земле по расстоянию, его энергия близка к энергии колена. К сожалению, разностный метод не дает интенсивности потока частиц от источника.

Некоторый сдвиг координат аномалии относительно кластера Vela и неполная аксиальная симметрия максимума могут быть связаны с наличием регулярного магнитного поля между источником и Землей.

Избыток “молодых” ШАЛ с этого направления, как и ожидалось, скорее всего, связан с механизмом диффузии на пути от источника до Земли. Более молодые ливни характеризуют более легкий состав ПКИ с преобладанием протонов. При диффузном переносе чем тяжелее ядра, тем более они отклоняются в магнитных полях, поэтому поток ПКИ в направлении источник – Земля по пути обедняется ими, приводя в итоге к облегчению состава и омоложению ШАЛ по сравнению с ливнями с обратной стороны.

Обнаружено достаточно сильное изменение “поперечного” возраста S от номера дня в году, совпадающее с сезонным ходом температуры воздуха. Эффект требует проверки прямым измерением зависимости S от температуры, и если он реально значим, то должен учитываться при обработке экспериментальных данных и моделировании каскадных процессов в атмосфере. Возраст S является одной из базовых характеристик ШАЛ, так как он используется при вычислении мощности ливня N_e , первичной энергии E_0 и массового состава ПКИ. К сожалению, на установке ГАММА, которая в настоящее время завершила свою работу, данные о состоянии атмосферы не регистрировались.

Заключение. Диффузионно-разностный метод показал свою простоту, высокую чувствительность и устойчивость к случайным ошибкам. Он способен обследовать всю небесную сферу на установке с ограниченным сектором обзора в лабораторной системе координат и отделять аномалии в системе координат, связанной с суточным вращением Земли, от аномалий в небесных координатах. Обнаруженная аномалия хорошо подходит на роль близкого источника при формировании колена в спектре ПКИ.

Основное отличие метода от традиционных – разностное исследование *характеристик, а не интенсивности* ШАЛ в разных направлениях.

В качестве экспериментальных параметров, кроме возраста S , могут использоваться другие характеристики ШАЛ и их комбинации.

Авторы выражают благодарность всем сотрудникам ФИАН и ЕрФИ, принимавшим участие в создании и эксплуатации установки ГАММА. Авторы также выражают бла-

годарность руководству ОЯФА ФИАН, ЕрФИ и Программе фундаментальных исследований Президиума РАН “Фундаментальные свойства материи и астрофизика” за финансовую поддержку.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Г. Б. Христиансен, Г. В. Куликов, *ЖЭТФ* **35**, 635 (1958).
- [2] В. С. Птускин, *Успехи физ. наук* **177**, 558 (2007).
- [3] E. G. Berezhko, H. Volk, *Astron. Astrophys.* **451**, 981 (2006); astro-ph/0602177.
- [4] A. D. Erlykin, A. W. Wolfendale, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **23**, 979 (1997).
- [5] G. Guillian et al., *Phys. Rev. D* **75**, 062003 (2007); astro-ph/0508468.
- [6] В. П. Павлюченко, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **41**(3), 3 (2014).
- [7] В. П. Павлюченко, Р. М. Мартиросов, Н. М. Никольская, А. Д. Ерлыкин и др., *Краткие сообщения по физике ФИАН* **41**(5), 55 (2014); arXiv:1406.0799 [astro-ph.HE].
- [8] С. Хаякава, *Физика космических лучей, том 1* (М., Наука, 1973) [S. Hayakawa, *Cosmic Ray Physics, Nuclear and Astrophysical aspects* (Wiley, New York, 1969)].
- [9] A. P. Garyaka et al., *Astroparticle Physics* **28**, 169 (2007).
- [10] A. P. Garyaka, R. M. Martirosov, S. V. Ter-Antonyan, et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **35**, 115201 (2008).

Поступила в редакцию 29 июня 2015 г.

УДК 535.375.5,535.374

МНОГОЧАСТОТНОЕ ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЙЯНИЕ СВЕТА В ЖИДКОМ АЗОТЕ, ВВЕДЕННОМ В ТРЕХМЕРНЫЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

В. С. Горелик¹, А. Д. Кудрявцева¹, М. В. Тареева¹,
Н. В. Чернега¹, А. И. Водчиц²

Исследованы спектральные характеристики вынужденного комбинационного рассеяния света в синтетических опаловых матрицах, инфильтрованных жидким азотом при возбуждении наносекундными лазерными импульсами. Продемонстрировано влияние положения стоп-зоны на эффективность генерации антистоксовых компонент вынужденного комбинационного рассеяния вплоть до третьего порядка. Порог возбуждения вынужденного комбинационного рассеяния в жидком азоте, инфильтрованном в опалы, был существенно ниже по сравнению с генерацией в объемных образцах.

Ключевые слова: вынужденное комбинационное рассеяние света, жидкий азот, фотонный кристалл, стоп-зона.

Введение. Исследования вынужденного комбинационного рассеяния света (ВКР) в жидком азоте проводились во многих работах [1–5]. В работе [1] наблюдалось до 6 стоксовых и до 8 антистоксовых компонент ВКР. Число наблюдаемых компонент зависело от остроты фокусировки пучка накачки: с уменьшением фокусного расстояния линзы, фокусирующей возбуждающее излучение в вещество, число компонент возрастало. Экспериментально было показано, что интенсивность антистоксовых компонент падает с увеличением их частоты. ВКР возбуждалось, начиная с энергии накачки ~ 20 мДж при длительности импульса 20 нс [1, 3], однако значительные коэффициенты преобразования достигались при существенно больших величинах энергии накачки (> 2.5 Дж

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: gorelik@sci.lebedev.ru.

² Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, 220072 Беларусь, Минск, проспект Независимости, 68.

в работе [1] и > 0.5 Дж в работе [3]). Кроме того, для достижения высоких коэффициентов преобразования лазерного излучения в ВКР необходимо использовать кюветы длиной несколько см (как правило, в экспериментах использовались кюветы длиной от 50 до 150 мм).

Для решения задач повышения эффективности нелинейно-оптических процессов идеальным является использование структур, обладающих модуляцией диэлектрической проницаемости на масштабе, соизмеримом с длиной волны электромагнитного излучения накачки [6, 7].

Усиление нелинейного оптического взаимодействия света и вещества в таких структурах происходит за счет высокой плотности фотонных состояний на краях фотонных запрещенных зон (ФЗЗ).

В последнее время была разработана методика возбуждения ВКР, основанная на введении активной среды в структуры, обладающие ФЗЗ. В частности, большое распространение получило эффективное усиление ВКР в пористых фотонных волноводах, заполненных инертными газами [8–10] и в молекулярных жидкостях, введенных в поры коллоидных фотонных кристаллов [11, 12].

Коллоидные фотонные кристаллы, представляющие собой структуру, состоящую из плотноупакованных глобул диоксида кремния (синтетические опаловые матрицы), являются перспективными материалами для нелинейной оптики [6, 7]. Эффективность преобразования волны накачки в рассеянную волну может быть существенно увеличена в данных структурах, а порог возбуждения вынужденного рассеяния света – понижен [12, 13].

Несмотря на то, что полной фотонной запрещенной зоны в синтетических опаловых матрицах не существует (главным образом, из-за малости контраста показателя преломления), а существует лишь стоп-зона, задающая выделенное направление, в котором запрещено распространение электромагнитного излучения определенного частотного диапазона, опаловые матрицы удобно использовать, заполняя пустоты между глобулами диоксида кремния различными комбинационно-активными веществами.

Отработанные технологии производства синтетических опаловых матриц позволяют получать образцы с характерным размером глобул диоксида кремния 200–700 нм. Благодаря субмикронным размерам глобул в этих структурах образуются стоп-зоны в видимом спектральном диапазоне.

Используя матрицы с различными размерами сфер, а также изменяя геометрию освещения образцов, можно управлять параметрами стоп-зоны (ее положением в спек-

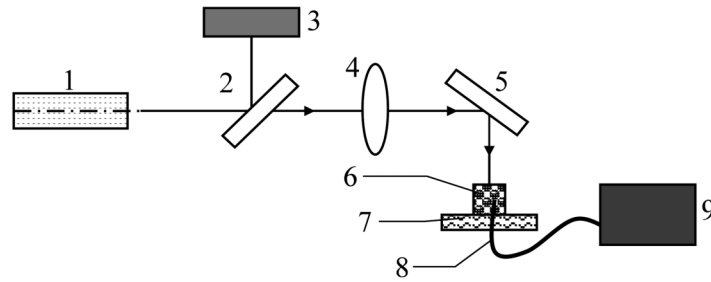


Рис. 1: Схема установки для наблюдения ВКР в направлении вперед. 1 – рубиновый лазер; 2 – кварцевая поворотная пластина; 3 – система регистрации параметров возбуждающего излучения; 4 – система линз, фокусирующая возбуждающее излучение на образец; 5 – зеркало; 6 – исследуемый образец; 7 – ячейка с жидким азотом; 8 – оптический волновод, 9 – спектрометр.

тре и контрастом) и тем самым увеличивать эффективность протекания различных нелинейных процессов, в том числе и ВКР.

Эксперимент. В данном эксперименте использовалась установка для наблюдения ВКР в жидкостях, схема которой приведена на рис. 1.

В качестве источника возбуждающего излучения в эксперименте по наблюдению ВКР в жидком азоте использовался моноимпульсный рубиновый лазер (1), работающий в режиме модуляции добротности. Длина волны генерации лазера составляла 694.3 нм, длительность импульса генерации на полувысоте $\tau = 20$ нс, максимальная энергия в импульсе 0.4 Дж, расходимость пучка $3.5 \cdot 10^{-4}$ рад и спектральная ширина линии генерации 0.015 см^{-1} .

Постоянная решетки синтетического опала в различных образцах определялась диаметром глобул диоксида кремния и составляла от 180 до 350 нм для различных образцов.

При изменении диаметра глобул и степени заполнения синтетического опала жидким азотом, положение стоп-зоны образца менялось согласно следующей зависимости:

$$\lambda_{\text{ФЗЗ}} = 2D\sqrt{2/3}n_{\text{эфф}} \cos \theta, \quad (1)$$

где $n_{\text{эфф}}$ – эффективный коэффициент преломления света в кристалле, зависящий от степени инфильтрации образца, θ – угол падения света на периодическую структуру.

Типичный спектр отражения образца синтетического опала, использовавшегося в эксперименте, представлен на рис. 2. Максимум в спектре отражения соответствует положению центра стоп-зоны: $\lambda_{\text{ФЗЗ}} = 622$ нм. Ширина зоны составляет $\Delta\lambda_{\text{ФЗЗ}} \approx 70$ нм.

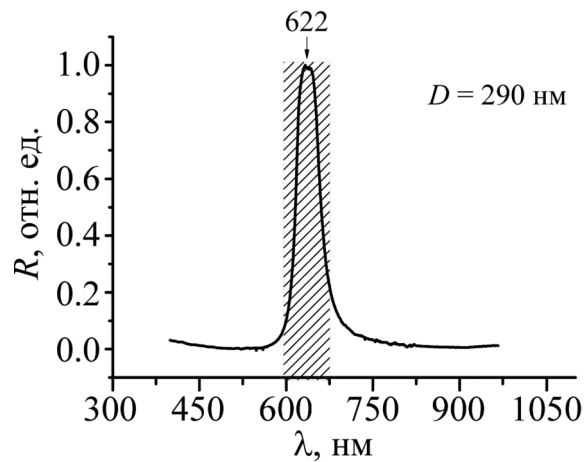


Рис. 2: Спектр отражения образца трехмерного синтетического опала с диаметром глобул диоксида кремния $D = 290$ нм при нормальном падении излучения на образец. Затемненная область соответствует фотонной запрещенной зоне в образце.

Экспериментальные результаты. В данной серии экспериментов при рассеянии импульсного лазерного излучения в синтетических опаловых матрицах, инфильтрованных жидким азотом, наблюдалось ВКР в направлении вперед. На рис. 3 представлен нормированный на максимум интенсивности спектр ВКР в жидком азоте, инфильтрованном в синтетический опал.

Для исследования зависимости эффективности генерации ВКР в жидком азоте от морфологии синтетического опала, в который азот был инфильтрован, использовались образцы опаловых матриц с различными диаметрами глобул и, соответственно, положениями стоп-зоны.

Влияние наноструктуризации жидкого азота на процесс генерации ВКР проиллюстрировано на рис. 4. В случае (а) первая и вторая антистоксовы компоненты оказываются на краях стоп-зоны и существенно усиливаются. Первая антистоксова компонента ВКР жидкого азота попадает на длинноволновый край δ_+ фотонной запрещенной зоны данного фотонного кристалла ($\lambda_{+1} = 598$ нм $\in \delta_+(\lambda_{\text{ФЗЗ}})$), а вторая антистоксова компонента попадает на коротковолновый край δ_- ($\lambda_{+2} = 526$ нм $\in \delta_-(\lambda_{\text{ФЗЗ}})$).

В случае (б) наблюдается подавление первой антистоксовой компоненты ВКР, поскольку она попадает в стоп-зону данного образца кристалла (диаметр глобул кристалла $D = 280$ нм, положение стоп-зоны $\lambda_{\text{ФЗЗ}} = 600$ нм, ширина стоп-зоны около 70 нм).

Стоит отметить, что частичное влияние синтетического опала на процесс генерации ВКР в жидкости состоит также в повышении эффективности преобразования лазерного

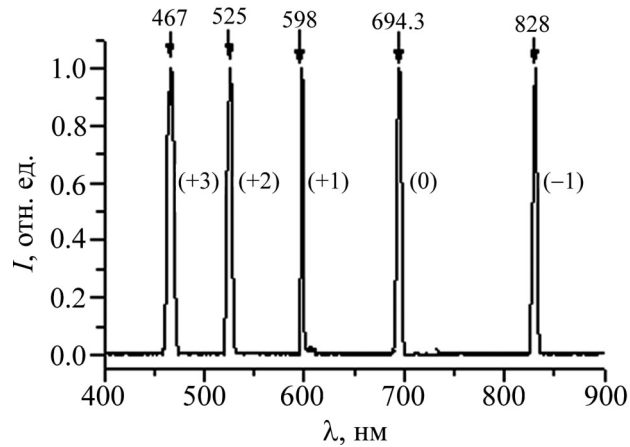


Рис. 3: Спектр ВКР в жидком азоте, инфильтрованном в матрицу синтетического опала с диаметром глобул 260 нм. Интенсивность компонент нормирована на максимальную интенсивность. Обозначения: (+3), (+2), (+1) – третья, вторая, первая антистоксовы компоненты соответственно, (0) – линия возбуждающего лазерного излучения, (-1) – первая стоксова компонента.

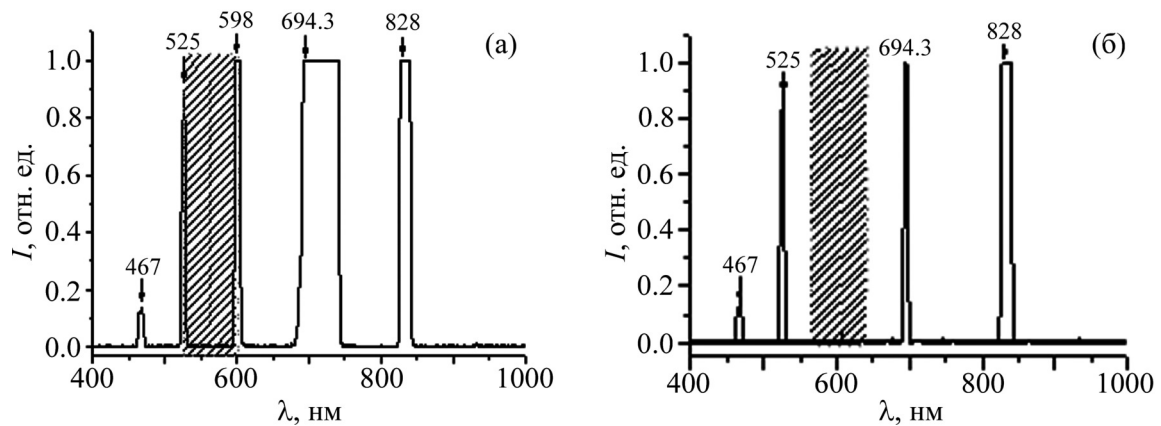


Рис. 4: Влияние структуры синтетического опала на процесс генерации ВКР в жидком азоте в направлении вперед: (а) первая и вторая антистоксовы компоненты усиливаются, попадая на края стоп-зоны (затемненная область) синтетического опала с диаметром глобул $D = 260$ нм; (б) первая антистоксова компонента попадает в стоп-зону синтетического опала с диаметром глобул $D = 280$ нм и подавляется.

излучения в ВКР на 5–6% за счет локальных (периодически расположенных) полей, которые, искривляясь на границе жидкость-глобула SiO_2 , вносят свою долю в усиление фотон-фононного взаимодействия [14].

Обсуждение результатов. Полученная в данной работе генерация антистоксовых компонент ВКР в направлении вперед в жидком азоте, введенном в поры трехмерного фотонного кристалла – синтетического опала, стала возможной в тех образцах, в которых частоты возбуждающего излучения и компонент ВКР попадали на края фотонной стоп-зоны. Для генерации отдельных компонент были подобраны синтетические опалы с такими характеристиками стоп-зоны (положение и ширина), при которых данное условие выполняется. Это свидетельствует о том, что процесс генерации в данном случае не является полностью параметрическим.

Заключение. В данной работе установлено, что при введении жидкого азота в поры синтетического опала наблюдается уменьшение порога генерации ВКР при возбуждении гигантскими импульсами лазера на рубине. Таким образом, удалось наблюдать антистоксовы компоненты первого, второго и третьего порядка с эффективностью преобразования до 40%.

Данный способ генерации высших стоксовых компонент представляется значительно менее трудоемким в сравнении с методами генерации антистоксовых компонент ВКР высших порядков в фотонных волноводах, заполненных газами.

Выполненное исследование открывает возможность для многочастотного преобразования лазерного излучения видимого диапазона в ультрафиолетовую область спектра.

Высокий порог деструкции образца синтетического опала, инфильтрованного жидким азотом, открывает перспективы использования опаловых матриц для облучения высокоинтенсивными источниками возбуждения, такими как импульсные лазеры пикосекундной (20–30 пс) длительности с большой частотой повторения, обеспечивающими плотность мощности лазерного излучения внутри образца до 1 ТВт/см².

Работа была выполнена при поддержке грантов РФФИ № 16-32-60026 мол-а-дк и РФФИ-БРФФИ № 16-52-00026-Бел_а (BRFFR-RFBR F16R-063).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] В. В. Рагульский, Ф. С. Файзуллов, Письма в ЖЭТФ **6**(10), 887 (1967).
- [2] J. B. Grun, A. K. McQuillan, and B. P. Stoicheff, Phys. Rev. **180**, 179 (1969).
- [3] А. Д. Кудрявцева, А. И. Соколовская, М. М. Сущинский, ЖЭТФ **59**(5), 1556 (1970).
- [4] S. R. J. Brueck and H. Kildal, IEEE J. Quantum Electron **QE-18**, 310 (1982).

- [5] N. Tcherniega, A. Sokolovskaya, A. D. Kudryavtseva, et al., *Optics Communications* **181**, 197 (2000).
- [6] M. Bertolotti, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **8**, S9 (2006).
- [7] V. S. Gorelik, N. V. Tcherniega, and A. D. Kudryavtseva, *Journal of Russian Laser Research* **29**(6), 551 (2008).
- [8] P. St. J. Russell, P. Hölzer, W. Chang, et al., *Nature Photonics* **8**, 278 (2014).
- [9] F. Couny, F. Benabid, and O. Carraz, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **9**, 156 (2007).
- [10] Takayuki Suzuki, Masataka Hirai, and Masayuki Katsuragawa, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 243602 (2008).
- [11] V. S. Gorelik, A. D. Kudryavtseva, V. A. Orlovich, et al., *Journal of Russian Laser Research* **32**, 277 (2011).
- [12] В. С. Горелик, А. Д. Кудрявцева, М. В. Тареева, Н. В. Чернега, *Неорганические материалы* **50**, 1314 (2014).
- [13] V. S. Gorelik, A. D. Kudryavtseva, N. V. Tcherniega, et al., *Journal of Russian Laser Research* **34**, 50 (2013).
- [14] H. A. Sumeruk, S. Kneip, D. R. Symes, et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 045001 (2007).

Поступила в редакцию 7 июля 2015 г.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ И ТВС РЕАКТОРОВ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ С ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ В ПРИБЛИЖЕНИИ ПОРИСТОГО ТЕЛА

М. В. Баясхаланов, М. Н. Власов, А. С. Корсун, И. Г. Меринов

Приведены результаты расчетного моделирования процесса течения натриевого теплоносителя в тепловыделяющей сборке с частичной блокировкой ее поперечного сечения. Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными подтвердило работоспособность модуля ARMod, предназначенного для моделирования процессов теплообмена в активных зонах и теплообменном оборудовании перспективных ядерных реакторов.

Ключевые слова: реактор на быстрых нейтронах, тепловыделяющая сборка, натрий, жидкометаллический теплоноситель, моделирование, теплогидравлика, пористое тело.

В настоящее время существует два подхода к моделированию процессов тепломассообмена в активной зоне и теплообменном оборудовании ядерной энергетической установки (ЯЭУ). Во-первых, это использование интегральных моделей, в которых рассматривается изменение осредненных по некоторому конечному объему параметров процесса. Преимущественно эти модели основаны на так называемых “поканальных” методиках, требующих экспериментального определения коэффициентов межканального тепломассопереноса, что осложняет их применение для описания трёхмерных процессов тепломассопереноса в активных зонах, составленных из бесчехловых тепловыделяющихборок (ТВС). Второй вариант подразумевает использование CFD-кодов, оперирующих локальными параметрами. Однако CFD-коды требуют заметно больших вычислительных мощностей по сравнению с интегральными моделями. Существует ещё один вариант интегрального подхода – это использование приближения пористого тела. При

сопоставимых с “поканальными” методиками затратах ресурсов ЭВМ данный подход не обладает их недостатками, так как уравнения модели пористого тела получаются в результате строгой математической процедуры осреднения исходных трёхмерных уравнений процессов тепломассопереноса [1, 2].

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \varphi u_j = 0, \quad j = 1, 2, 3, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \rho \varphi u_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho \varphi u_j u_i = \rho \varphi g_i - k_{ij} u_j - \frac{\partial \varphi P}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \mu_{\text{эфф}} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (2)$$

$$\rho c_p \varphi \frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho c_p \varphi u_j t = \varphi q_V - \frac{\partial}{\partial x_j} \lambda_{ij}^{\text{эфф}} \frac{\partial t}{\partial x_i} - k_{\text{VЖТ}} (t - t_{\text{ст}}), \quad (3)$$

где φ – пористость; u_i, u_j – компоненты вектора скорости; g_i – компоненты вектора ускорения свободного падения; $k_{ij} = k_{\xi\xi} \delta_{ij} + (k_{\xi\xi} - k_{\eta\eta}) n_i n_j$ – компоненты тензора сопротивления, где $k_{\eta\eta}(\beta)$ и $k_{\xi\xi}(\beta)$ – главные компоненты тензора, соответствующие направлениям вдоль и поперек стержней; n_i, n_j – компоненты единичного вектора, ориентированного вдоль оси стержней; $P = p + c \rho u^2$ – эффективное давление в потоке, складывающееся из термодинамического давления и давления за счёт турбулентных пульсаций и скоростей отклонения, c – коэффициент давления; q_V – объёмное энерговыделение в жидкости; $\lambda_{ij}^{\text{эфф}}$ – компоненты тензора эффективной теплопроводности теплоносителя; $t, t_{\text{ст}}$ – температура теплоносителя и твэлов, соответственно; $k_{\text{VЖТ}}$ – объёмный коэффициент теплопередачи от твэлов к теплоносителю; $\mu_{\text{эфф}}$ – эффективная вязкость потока теплоносителя.

Эффективные коэффициенты переноса в уравнениях (1)–(3) определяются при этом с помощью специально разработанной интегральной модели турбулентности [3].

Для решения получающейся системы уравнений методом конечных элементов предназначен программный модуль APMod, разрабатываемый для моделирования процессов тепломассопереноса в активных зонах и теплообменном оборудовании перспективных реакторов. Целью настоящей работы являлась проверка работоспособности программного модуля в ходе расчётного исследования течения натриевого теплоносителя в экспериментальной тепловыделяющей сборке с частичной блокадой проходного сечения.

Экспериментальная сборка [4] состояла из 169 гладких цилиндрических стержневых элементов, часть из которых нагревалась электрическим током. Блокада располагалась на расстоянии 40 мм от входа, а ее толщина составляла 5 мм. В случае центральной блокировки блокада занимала 49% проходного сечения. В качестве граничных условий

задавались скорость теплоносителя на входе, давление на выходе и условие скольжения на поверхности чехла. В расчетах учитывались температурные зависимости теплофизических свойств натрия, которые были взяты из работы [5].

На рис. 1 показано полученное в расчете распределение скоростей теплоносителя в продольном сечении ТВС. Отчётливо наблюдается тороидальный вихрь, образующийся за блокадой. Существование тороидального вихря также было обнаружено в эксперименте по результатам обработки измеренных полей температур.

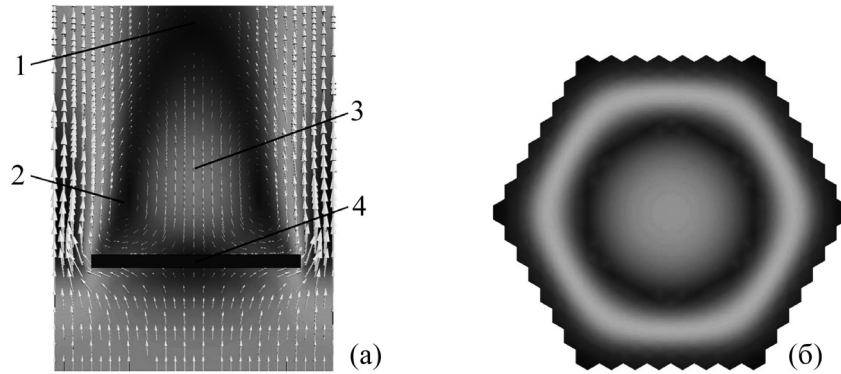


Рис. 1: Поле скоростей теплоносителя: в продольном сечении ТВС (а), в поперечном сечении ТВС в области центра тороидального вихря (б). 1 – верхняя точка застойной зоны; 2 – центр вихря; 3 – обратное течение; 4 – блокада.

Наблюдаемая картина течения может быть количественно описана рядом характерных параметров. К ним можно отнести положение верхней точки застойной зоны и центра вихря, а также скорость обратного течения (рис. 1(а)). В эксперименте [4] в качестве скорости обратного течения рассматривалась относительная скорость U_{rR} , определяемая следующим выражением:

$$U_{rR} = u_R / \bar{u}, \quad (4)$$

где $\bar{u} = (u_0 + u_B) / 2$; u_0 – скорость теплоносителя на входе; u_B – скорость теплоносителя в области блокады; u_R – максимальная скорость обратного течения.

В расчете скорости u_B и u_R определялись из зависимостей продольной компоненты скорости от высоты ТВС в крайней угловой и центральной ячейках. Последняя зависимость также использовалась для определения верхней точки застойной зоны.

Положение центра вихря определялось по минимуму модуля скорости в его распределении в поперечном сечении ТВС (рис. 1(б)).

Сравнение расчетных и полученных в эксперименте значений характерных параметров приведено в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Сравнение характерных величин (центральная 49% блокада)

Параметр	Эксперимент	Расчет
Высота застойной зоны, мм	120	105
Высота центра вихря, мм	60	45
Относительная обратная скорость	0.4	0.39

Количественное и качественное сравнение полей скоростей показывает, что в расчёте хорошо описываются результаты эксперимента. Это свидетельствует о работоспособности гидродинамического блока программного модуля АРМод.

В работе [4] измеренные температуры теплоносителя нормировались на величину аксиального градиента температуры, определяемого в невозмущенном участке центральной эквивалентной ячейки:

$$\theta = \Delta t / (dt/dz), \quad (5)$$

где $\Delta t = t - t_{\text{вх}}$ – подогрев теплоносителя в точке измерения, dt/dz – аксиальный градиент температуры, определяемый по следующей формуле:

$$dt/dz = 4q / (\rho c_p u_0 d_{\Gamma}). \quad (6)$$

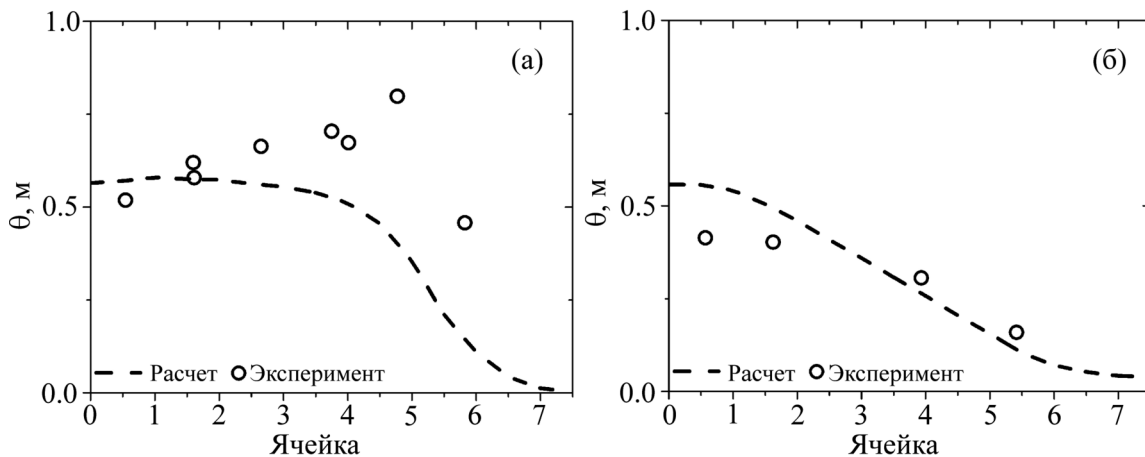


Рис. 2: Радиальный профиль нормированной температуры на различном удалении от блокады (за ней): 10 мм (а), 120 мм (б).

В выражении (6) q – тепловой поток в жидкость на границе эквивалентной ячейки, а d_T – ее гидравлический диаметр.

Для сопоставления с экспериментом полученные в расчете поля температур были отнормированы в соответствии с формулами (5) и (6). На рис. 2 приведено сопоставление радиального профиля расчетной и экспериментальной нормированной температуры на различном расстоянии за блокадой.

В области тороидального вихря наблюдается заметное расхождение полученных результатов с экспериментом. Одной из причин такого расхождения может быть то, что энерговыделение в расчетной модели описывалось объемным источником энерговыделения в жидкости. В реальной конструкции термодары были расположены на поверхности стержней, и их температура в области оси тороидального вихря могла заметно отличаться от температуры жидкости. Кроме того, модель пористого тела оперирует осредненными величинами, поэтому в расчете экспериментальные локально измеренные профили температуры будут сглаживаться.

В результате выполнения работы получено хорошее количественное и качественное совпадение расчётных и экспериментальных характеристик процесса течения натриевого теплоносителя. Расчетные радиальные профили температуры теплоносителя заметно отличаются от экспериментальных в области вихревого течения. Проанализированы возможные причины такого расхождения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] А. С. Корсун, В. Б. Круглов, И. Г. Меринов и др., Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-реакторные константы, № 2, 87 (2014).
- [2] А. С. Корсун, Ю. А. Маслов, И. Г. Меринов и др., Ядерная физика и инжиниринг, 4(7), 619 (2013). DOI: 10.1134/S2079562913070063.
- [3] М. Н. Власов, А. С. Корсун, Ю. А. Маслов и др., Вестник национального исследовательского ядерного университета “МИФИ” 2(3), 314 (2013). DOI: 10.1134/S2304487X13030206.
- [4] F. Huber, W. Pepler, Report No. KfK 3927 (Institut für Reaktorentwicklung, Projekt Sneller Brüter, Kernforschungszentrum; Karlsruhe, 1985).
- [5] А. А. Казанцев, А. С. Кондратьев, Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика, № 4, 86 (2008).

Поступила в редакцию 12 июля 2016 г.

По материалам V Международной молодежной научной школы-конференции “Современные проблемы физики и технологий”.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

<i>А. В. Гринкевич, В. В. Сиксин.</i> Установка для визуализации энерговыделения в фантоме с водой на пучке протонов радиотерапевтического ускорителя	3
<i>Н. А. Бульчев, М. А. Казарян, Л. Л. Чайков, П. И. Ивашкин, Р. А. Захарян, А. С. Аверюшкин, А. А. Чернов.</i> Влияние ультразвуковой кавитации на динамику и характеристики электрического разряда в жидкости	9
<i>В. И. Крылов, А. А. Рухадзе, В. И. Нефедов.</i> Об одном частном решении уравнения диффузии	14
<i>В. П. Павлюченко, Р. М. Мартиросов, Н. М. Никольская, А. Д. Ерлыкин.</i> Свойства разностного метода для поиска анизотропии первичного космического излучения	20
<i>В. С. Горелик, А. Д. Кудрявцева, М. В. Тареева, Н. В. Чернега, А. И. Водчиц.</i> Многочастотное вынужденное комбинационное рассеяние света в жидком азоте, введённом в трехмерные фотонные кристаллы	30
<i>М. В. Баясхаланов, М. Н. Власов, А. С. Корсун, И. Г. Меринов.</i> Моделирование теплогидравлических процессов в активной зоне и ТВС реакторов на быстрых нейтронах с жидкометаллическим теплоносителем в приближении пористого тела	37

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (или ФИАН) информирует о конкурсном приеме в **аспирантуру и докторантуру** по направлению подготовки “Физика и астрономия” 03.06.01 по следующим профилям (направленностям), соответствующим специальностям научных работников:

- Астрофизика и звездная астрономия (01.03.02),
- Приборы и методы экспериментальной физики (01.04.01),
- Теоретическая физика (01.04.02),
- Оптика (01.04.05),
- Физика конденсированного состояния (01.04.07),
- Физика плазмы (01.04.08),
- Физика атомного ядра и элементарных частиц (01.04.16),
- Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника (01.04.20),
- Лазерная физика (01.04.21).

Дополнительная информация на сайте <http://www.lebedev.ru/ru/education.html>

Корректор *Т. В. Алексеева*

Контактные телефоны редакции:

(499) 132-6411, (499) 132-6137, (499) 783-3640;
Факс: (499) 783-3643; E-mail: pavel@sci.lebedev.ru

Подписано в печать 21.02.2017 г. Формат 84x108/16. Печать офсетная. П.л. 2,7.

Тираж 170 экз. Заказ 5. Цена договорная.

Адрес редакции: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН.

119991 Москва, Ленинский проспект, 53