

**Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова
Физический факультет**



НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

**ЛОМОНОСОВСКИЕ
ЧТЕНИЯ
Секция физики**

Апрель 2013 года

**СБОРНИК
ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ**

2013

ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ – 2013. СЕКЦИЯ ФИЗИКИ. Сборник тезисов докладов. — М., Физический факультет МГУ, 2013, 248 с.

Сборник тезисов докладов конференции «Ломоносовские чтения» печатается на физическом факультете МГУ уже в тринадцатый раз.

Высокий уровень представляемых на конференцию докладов обусловлен тем, что наиболее глубокие по научному содержанию доклады будут представлены на университетские премии имени М.В. Ломоносова и имени И.И. Шувалова.

В программу конференции также включены доклады, подготовленные на основе недавно защищенных или готовых к защите докторских диссертаций, что позволяет слушателям конференции ознакомиться с самыми актуальными научными исследованиями, проводимыми в стенах физического факультета.

В этом году в программу конференции включены около шестидесяти докладов, которые будут сделаны на заседании восьми подсекций секции «Физика», соавторами этих докладов являются около ста двадцати сотрудников, аспирантов и студентов нашего факультета.

Руководство факультета с признательностью встретит любые пожелания по улучшению организации проведения конференции «Ломоносовские чтения».

Сборник составлен научным отделом физического факультета МГУ.

Профессор *Н.Н.Сысоев*

Оригинал-макет: издательский отдел физического факультета МГУ

Подписано к печати 26.03.2013 г.
Объем 14,25 п.л. Тираж 105 экз. Заказ

Отпечатано в отделе оперативной печати
физического факультета МГУ

Подсекция:
ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор В.А.Макаров, профессор В.В.Михайлин,
профессор А.В.Андреев

НЕСТАЦИОНАРНОЕ КОГЕРЕНТНОЕ АНТИСТОКСОВО РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ГАЗАХ И СТАТИСТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА ГАЗООБРАЗНОЙ СРЕДЫ

Доцент *Никитин С.Ю.*

Развивая теорию нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света в газах, мы получили несколько новых уравнений, относящихся к общей статистической механике газообразной среды. Одно из этих уравнений связывает между собой время корреляции тепловой скорости и среднее время свободного пробега молекулы газа.

Введение.

Нестационарное когерентное антистоксово рассеяния света (КАРС) представляет собой метод исследования быстрых процессов, основанный на применении сверхкоротких лазерных импульсов. Методом нестационарного КАРС можно проводить локальные измерения температуры и давления газа, а также определять такие параметры как размер молекул и коэффициент диффузии молекул газа. Теория нестационарного КАРС в газах должна учитывать тепловое движение молекул, что приводит к необходимости решать некоторые задачи статистической механики.

В развитии и нелинейной оптики и статистической механики важную роль играет формулировка новых понятий, поскольку именно система понятий отражает глубину понимания физического явления. Одним из таких понятий является время корреляции тепловой скорости молекулы газа (τ_v). Введенное в 1983 году [1], это понятие оказалось весьма полезным в теории КАРС. Мы полагаем, что оно может быть полезным и в общей статистической механике газообразной среды, поскольку время корреляции тепловой скорости является более точным понятием, чем широко используемое понятие среднего времени свободного пробега молекулы газа (τ_c). Строго говоря, время свободного пробега молекулы газа определено только в модели твердых шаров. Что же касается времени корреляции тепловой скорости, то это понятие свободного от каких-либо ограничений. В рамках модели твердых шаров оба эти понятия применимы в равной степени. При этом между временами τ_v и τ_c существует определенное соотношение. В настоящей работе мы выведем это соотношение и рассмотрим некоторые следствия из него.

Нестационарное когерентное антистоксово рассеяние света.

Нестационарное КАРС включает в себя импульсное лазерное возбуждение комбинационно-активных колебаний среды и наблюдение антистоксова рассеяния зондирующего лазерного импульса, посылаемого в среду с некоторой задержкой τ . Измеряется энергия антистоксова рассея-

ния W_a как функция задержки τ . Эта зависимость несет в себе информацию о процессах дефазировки молекулярных колебаний. Такие процессы могут быть вызваны тепловым движением молекул (доплеровская дефазировка), столкновениями молекул (столкновительная дефазировка), вращательным расщеплением колебательных уровней молекул (вращательная дефазировка) и другими факторами. Функция

$$f(\tau) = W_a(\tau) / W_a(0) \quad (1)$$

называется функцией импульсного отклика. Ниже выполнен расчет этой функции в предположении, что дефазировка молекулярных колебаний обусловлена только тепловым движением молекул газообразной среды. Экспериментально отклик такого типа можно наблюдать в молекулярном водороде при достаточно низком давлении газа (рис. 1).

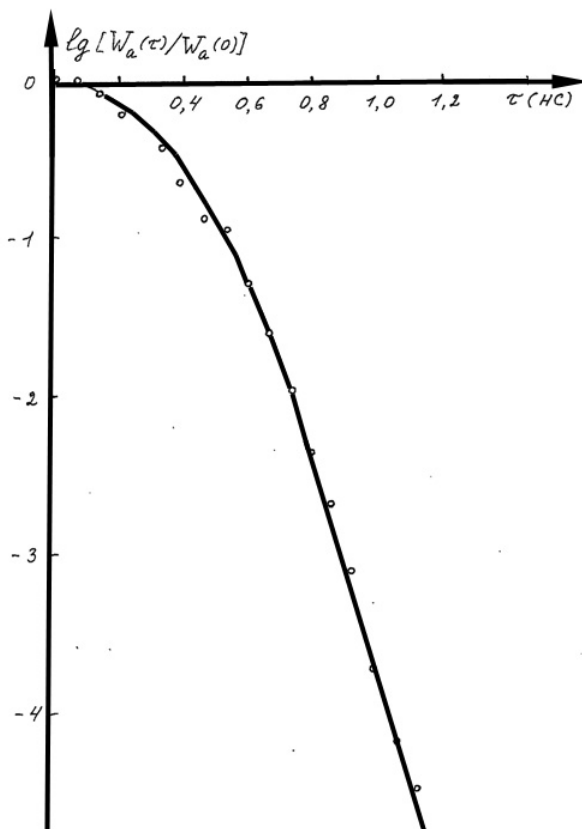


Рис.1. Нестационарное КАРС в молекулярном водороде [1]. Комнатная температура, давление газа 5 торр, частота молекулярных колебаний 4155см^{-1} . Точки – экспериментальные данные, сплошная кривая построена по формулам (1), (9), (26), (30), (31).

Импульсный отклик газообразной среды.

В теории КАРС тепловое движение молекул описывается функцией [2]

$$h(\tau) = \langle \exp[ik_0 z(\tau)] \rangle. \quad (2)$$

Здесь $z(\tau)$ – смещение молекулы газа вдоль оси z за время τ , $k_0 = \omega_0 / c$ – волновое число молекулярных колебаний, ω_0 – частота молекулярных колебаний, c – скорость света, угловые скобки обозначают усред-

нение по ансамблю молекул. Функция $h(\tau)$ связана с функцией $f(\tau)$, определяемой формулой (1), соотношением

$$f(\tau) = |h(\tau)|^2. \quad (3)$$

Вычисление функции $h(\tau)$ представляет собой задачу статистической механики газообразной среды. Приступая к решению этой задачи, представим величину z как интеграл по времени от декартовой компоненты тепловой скорости молекулы газа

$$z(\tau) = \int_0^\tau v_z(\theta) d\theta. \quad (4)$$

Распределение молекул по скоростям описывается распределением Максвелла

$$w(v_z) = \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2\pi}} \exp(-v_z^2 / 2\sigma_v^2), \quad (5)$$

где $\sigma_v^2 = kT/m$ - дисперсия тепловой скорости, m - масса молекулы, T - абсолютная температура газа, k - постоянная Больцмана. При неизменной температуре среды скорость молекулы газа $v_z(t)$ можно рассматривать как гауссов стационарный случайный процесс с нулевым средним значением и дисперсией σ_v^2 . Из теории случайных процессов [3] известно, что гауссова статистика процесса сохраняется при любых линейных преобразованиях, в частности при интегрировании по времени. Поэтому распределение плотности вероятности для координаты молекулы $z(t)$ имеет вид

$$w(z, t) = \frac{1}{\sigma(t) \sqrt{2\pi}} \exp(-z^2 / 2\sigma^2(t)), \quad (6)$$

где

$$\sigma^2(t) = \langle z^2(t) \rangle \quad (7)$$

- дисперсия смещения молекулы за время t . Графики функции (6) показаны на рис. 2.

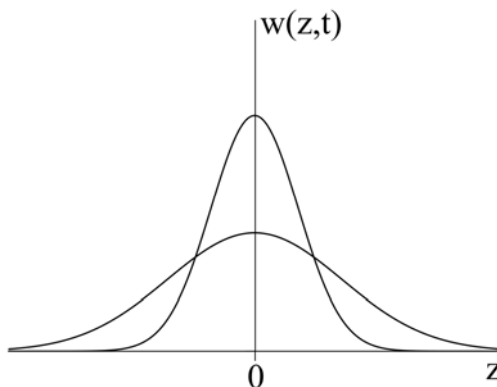


Рис. 2. Распределения плотности вероятности для смещения молекулы газа для двух разных моментов времени.

Используя формулу (6), можно вычислить интересующее нас среднее значение

$$h(\tau) = \langle \exp[i \cdot k_0 \cdot z(\tau)] \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[i \cdot k_0 \cdot z(\tau)] \cdot w(z, \tau) dz = \exp \left[-\frac{1}{2} \cdot k_0^2 \cdot \langle z^2(\tau) \rangle \right]. \quad (8)$$

Используя формулы (3) и (8), для функции импульсного отклика получаем

$$f(\tau) = \exp \left[-k_0^2 \cdot \langle z^2(\tau) \rangle \right]. \quad (9)$$

Таким образом, для расчета импульсного отклика газообразной среды остается вычислить дисперсию смещения молекулы газа как функцию времени. Эта же функция $\langle z^2(t) \rangle$ определяет и коэффициент диффузии молекул в газе. Обратим внимание на то, что в логарифмическом масштабе функция $f(\tau)$ пропорциональна функции $\langle z^2(\tau) \rangle$. Поэтому график, представленный на рисунке 1, фактически изображает дисперсию смещения молекулы газа как функцию времени.

Коэффициент диффузии молекул в газе.

Функция $w(z, t)$, определяемая формулой (6), удовлетворяет одномерному уравнению диффузии

$$\frac{\partial w}{\partial t} = D \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}, \quad (10)$$

где

$$D = \frac{1}{2} \cdot \frac{d}{dt} \sigma^2(t) \quad (11)$$

- коэффициент диффузии. Согласно формулам (7) и (11)

$$D = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \langle z^2(t) \rangle, \quad (12)$$

т.е. коэффициент диффузии молекул в газе может быть определен как производная по времени от дисперсии смещения молекулы.

Используя формулу (4), дисперсию смещения молекулы можно представить в виде

$$\langle z^2(t) \rangle = \int_0^t \int_0^t \langle v_z(\theta_1) v_z(\theta_2) \rangle d\theta_1 d\theta_2 \quad (13)$$

или

$$\langle z^2(t) \rangle = \int_0^t \int_0^t B(\theta_1 - \theta_2) d\theta_1 d\theta_2, \quad (14)$$

где

$$B(\tau) = \langle v_z(t) v_z(t + \tau) \rangle \quad (15)$$

- корреляционная функция тепловой скорости молекулы. Как известно [3], корреляционная функция является четной функцией своего аргумента. Поэтому выражение (14) можно преобразовать к виду (см., например, [4])

$$\langle z^2(t) \rangle = 2 \int_0^t (t - \tau) B(\tau) d\tau. \quad (16)$$

Подставив (16) в (12) и выполнив дифференцирование по времени, получим следующее выражение для коэффициента диффузии молекул в газе

$$D = \int_0^t B(\tau) d\tau. \quad (17)$$

Таким образом, коэффициент диффузии выражен через корреляционную функцию тепловой скорости молекулы газа.

Корреляционная функция и время корреляции тепловой скорости молекулы газообразной среды.

Рассмотрим молекулу примеси массой m_1 в атмосфере буферного газа, молекула которого имеет массу m_2 . Рассматривая молекулы как гладкие твердые шары, изменение скоростей их центров масс при столкновении можно рассчитать на основе законов сохранения импульса и энергии:

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = m_1 \vec{v}_1' + m_2 \vec{v}_2', \quad \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 v_1'^2}{2} + \frac{m_2 v_2'^2}{2}. \quad (18)$$

Здесь $\vec{v}_1$ и $\vec{v}_2$ - скорости молекул перед ударом, $\vec{v}_1'$ и $\vec{v}_2'$ - скорости молекул после удара. В момент удара сила взаимодействия между молекулами направлена вдоль линии, соединяющей их центры. В соответствии со вторым законом Ньютона приращение импульсов молекул при ударе происходит в этом же направлении. Поэтому

$$\vec{v}_1' = \vec{v}_1 + \alpha \cdot \vec{e}, \quad (19)$$

где α - некоторая скалярная величина, $\vec{e} = (\vec{r}_1 - \vec{r}_2) / |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$ - единичный вектор, направленный вдоль линии, соединяющей центры шаров в момент удара («вектор удара» - рис. 3).

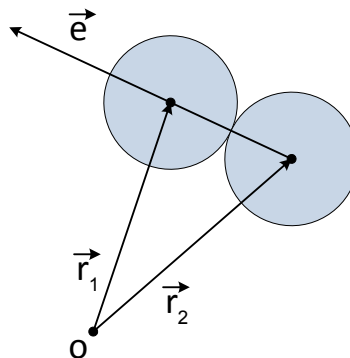


Рис. 3. Вектор удара.

Из уравнений (18), (19) получаем

$$\vec{v}_1' = \vec{v}_1 + \frac{2}{1 + \beta} (\vec{e}, \vec{v}) \vec{e}, \quad \vec{v}_2' = \vec{v}_2 - \frac{2\beta}{1 + \beta} (\vec{e}, \vec{v}) \vec{e},$$

где $\vec{v} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1$, $\beta = m_1 / m_2$, $(\vec{e}, \vec{v}) = e_x v_x + e_y v_y + e_z v_z$. Скорости сталкивающихся молекул, вектор удара, а также различные декартовы компоненты скорости одной и той же молекулы представляют собой статистически независимые величины с нулевыми средними значениями. Поэтому

$$\langle v_{1z} v'_{1z} \rangle = \langle v_{1z}^2 \rangle \cdot \left(1 - \frac{2}{1 + \beta} \langle e_z^2 \rangle\right),$$

где $\langle v_{1z}^2 \rangle = kT / m_1$ - дисперсия тепловой скорости молекулы и $\langle e_z^2 \rangle = 1/3$, поскольку $\langle e_x^2 \rangle = \langle e_y^2 \rangle = \langle e_z^2 \rangle$ и $e_x^2 + e_y^2 + e_z^2 = 1$. Итак, коррелятор скоростей молекулы до и после столкновения равен $b_1 = \langle v_{1z} v'_{1z} \rangle = B(0) \cdot q$, где $B(0) = B(\tau = 0) = \sigma_v^2 = kT / m_1$ и

$$q = 1 - \frac{2}{3(1 + \beta)} \quad (20)$$

- параметр остаточной корреляции. Коррелятор скоростей молекулы до и после n столкновений

$$b_n = \langle v_{1z} v_{1z}^{(n)} \rangle = B(0) \cdot q^n. \quad (21)$$

Вероятность того, что за время τ молекула испытает n столкновений, определяется распределением Пуассона

$$P(n, \tau) = \exp(-\nu\tau) \frac{(\nu\tau)^n}{n!}, \quad (22)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ - любое натуральное число, $\nu = 1 / \tau_c$ - средняя частота столкновений, τ_c - среднее время свободного пробега молекулы. Корреляционная функция тепловой скорости молекулы

$$B(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n \cdot P(n, \tau). \quad (23)$$

Подставив (21), (22) в (23), получим $B(\tau) = B(0) \exp(-\nu\tau(1 - q))$ или

$$B(\tau) = B(0) \exp(-\tau / \tau_v), \quad (24)$$

где $\tau_v = \frac{\tau_c}{1 - q}$ - время корреляции тепловой скорости молекулы, τ_c - среднее время свободного пробега молекулы, q - параметр, определяемый формулой (20). В частности, для однородного газа

$$\beta = m_1 / m_2 = 1, \quad q = 2/3 \quad \text{и} \quad \tau_v = 3 \cdot \tau_c. \quad (25)$$

Итак, корреляционная функция тепловой скорости молекулы газобразной среды является экспоненциальной. График этой функции показан на рис. 4.

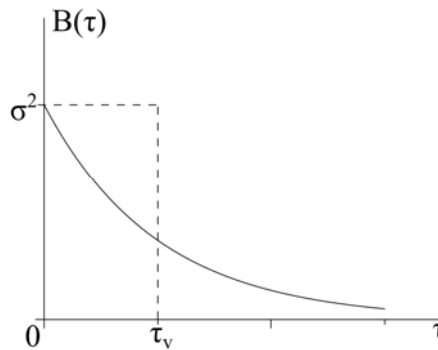


Рис 4. Корреляционная функция тепловой скорости молекулы газа.

Согласно формуле (25), время корреляции тепловой скорости втрое превышает среднее время свободного пробега молекулы газообразной среды.

Дисперсия смещения и коэффициент диффузии молекул газа.

С помощью формул (24), (16), мы вычислили дисперсию смещения молекулы газа как функцию времени

$$\langle z^2(t) \rangle = 2\sigma_v^2 \tau_v^2 \left[\frac{t}{\tau_v} + \exp\left(-\frac{t}{\tau_v}\right) - 1 \right]. \quad (26)$$

Заметим, что в пределе больших времен ($t \gg \tau_v$) формула (26) переходит в формулу Эйнштейна

$$\langle z^2(t) \rangle = 2Dt, \quad (27)$$

известную в теории броуновского движения. Графики функций (26) и (27) показаны на рис. 5.

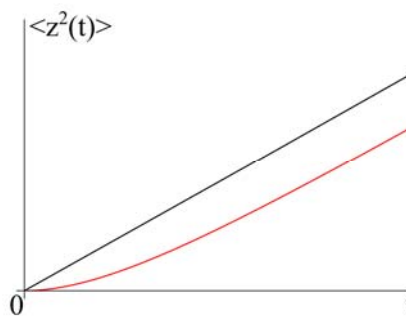


Рис. 5. Закон Эйнштейна (прямая линия) и дисперсия смещения молекулы газа как функции времени, построенная по формуле (26).

Обратим внимание на сходство кривых, показанных на рисунках 1 и 5. Этот факт можно рассматривать как экспериментальное подтверждение нашей теоретической модели.

Подставив (24) в (17), получим следующее выражение для коэффициента диффузии $D = B(0)\tau_v(1 - \exp(-t/\tau_v))$ или $D(t) = D_\infty \cdot (1 - \exp(-t/\tau_v))$, где

$$D_\infty = \sigma_v^2 \cdot \tau_v \quad (28)$$

- асимптотическое значение коэффициента диффузии, σ_v^2 - дисперсия и τ_v - время корреляции тепловой скорости молекулы. Физический смысл зависимости от времени коэффициента диффузии на временах, много меньших времени свободного пробега молекулы, состоит в том, что на этих временах молекула движется равномерно и прямолинейно. При этом координата молекулы линейно растет с течением времени, а дисперсия смещения растет пропорционально квадрату времени.

Полученные нами формулы позволяют выразить коэффициент диффузии через среднюю скорость теплового движения молекулы $v = \sigma_v \sqrt{8/\pi}$ и среднюю длину свободного пробега $\lambda = v\tau_v$ молекулы газа. Это выражение имеет вид

$$D = \frac{3\pi}{8} \lambda v. \quad (29)$$

Оценка размера молекулы и коэффициента диффузии молекул газа по данным нестационарного КАРС.

Как показано в работе [1], измерения импульсного отклика газообразной среды при различных давлениях газа позволяют определить время корреляции тепловой скорости молекул. В частности, для молекулярного водорода получена оценка

$$\tau_v = B / \rho, \quad (30)$$

где

$$B = 0.13 \cdot 10^{-9} \text{ с}, \quad (31)$$

$\rho = N / N_0$ - плотность газа в единицах амага, N - число молекул в кубическом сантиметре газа, $N_0 = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ - число молекул в кубическом сантиметре газа при нормальных условиях (число Лошмидта). В работе [2] показано, что знание параметра B позволяет оценить диаметр молекулы газа d . Соответствующая формула имеет вид

$$d = (4 \cdot \sqrt{\pi} \cdot N_0 \cdot \sigma_v \cdot B / 3)^{-1/2}. \quad (32)$$

Вычисление диаметра молекулы водорода по формуле (32) приводит к оценке $d = 3.3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$. Для сравнения укажем величину диаметра молекулы водорода, полученную на основе измерений теплопроводности газа [5]: $d = 2.74 \cdot 10^{-8} \text{ см}$. Для коэффициента диффузии (самодиффузии) молекул водорода при нормальных условиях получаем оценку $D_\infty = \sigma_v^2 \cdot \tau_v = 1.6 \text{ см}^2 / \text{с}$. Для сравнения: по данным [6] коэффициент самодиффузии водорода $D = 1.28 \text{ см}^2 / \text{с}$.

Заключение.

Представленная теория показывает, что сверхкороткие лазерные импульсы позволяют изучать быстропротекающие процессы, в частности, процесс диффузии в газе, когда неравновесная концентрация частиц созда-

на в очень маленькой области пространства. Одним из способов создания локальной неравновесной концентрации частиц является колебательное возбуждение молекул с помощью сфокусированных лазерных импульсов. Применительно к комбинационно-активным переходам молекул такая возможность реализуется при нестационарном когерентном антистоксовом рассеянии света (КАРС). В настоящей работе показано, что метод нестационарного КАРС позволяет измерять такие параметры газообразной среды как дисперсия и время корреляции тепловых скоростей молекул. Установлена связь этих параметров с коэффициентом диффузии в газе и размером молекулы среды. Сделаны численные оценки для водорода. Расчет, основанный на использовании классического уравнения движения, показал, что корреляционная функция тепловой скорости молекулы газа является экспоненциальной. При этом время корреляции тепловой скорости равно утроенному среднему времени свободного пробега молекулы.

Литература

1. Дьяков Ю.Е., Крикунов С.А., Магницкий С.А., Никитин С.Ю., Тункин В.Г. Нестационарная когерентная спектроскопия комбинационного рассеяния газообразного водорода в области сужения Дики. ЖЭТФ, 1983, т. 84, N 6, с. 2013-2025.
2. Никитин С.Ю. Нестационарное когерентное антистоксово рассеяние света как метод измерения коэффициента диффузии и размера молекул в газообразной среде. Квантовая электроника, 39 (7), 649-652, (2009).
3. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М., Наука, 1981.
4. Дьяков Ю.Е., Никитин С.Ю. Задачи по статистической радиофизике и оптике. М., издательство Московского университета, 1985.
5. Кикоин И.К., Кикоин А.К. Молекулярная физика М., 1963.
6. Физические величины. Справочник. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова. М., 1991.

ФРАКТАЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ В АНАЛИЗЕ ЯВЛЕНИЙ ДИФРАКЦИИ И ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

Профессор *Короленко П.В.*, науч. сотр. *Рыжикова Ю.В.*

Оптические элементы с фрактальной или фракталоподобной структурой нашли широкое применение в современной науке и технике, например, для генерации вторых гармоник, компрессии импульсов, широкодиапазонном отражении, узкополосной фильтрации. Фрактальный анализ

успешно используется для оценки степени шероховатости поверхности по спекловой структуре рассеянного света, размеров кластеров, агломератов, образующихся в коллоидных растворах, а также для классификации биологических объектов.

В данной работе проводится исследование явлений дифракции и интерференции, сопутствующие взаимодействию излучения с фрактальными объектами. Несмотря на ряд работ, в которых проведен анализ фрактальности в распределении полей дифракции и интерференции на фрактальных и фракталоподобных объектах, включая квазикристаллы [1-3], некоторые важные как с практической, так и с общетеоретической точки зрения вопросы остались неизученными. К ним следует отнести выяснение особенностей морфологии картин дифракции и интерференции и их связи с элементами самоподобия освещаемого объекта. В свою очередь указанная проблематика связана с решением задачи об устойчивости фрактальных признаков в поле волны, взаимодействующей с фрактальным объектом. Эта задача решается в данной работе на основе численного моделирования.

Проблема связи скейлинговых характеристик световых полей и фрактальных объектов проанализирована на примере 1D-3D апериодических структур, построенных с использованием свойств числовых последовательностей Кантора, Морса-Туэ, Фибоначчи и двойного периода [2], которые обладают определенной симметрией самоподобия. В качестве объектов рассматривались дифракционные решетки и многослойные системы.

Апериодические структуры формировались на основе периодических систем путем использования специальной процедуры удаления из них части рассеивающих центров. Порядок удаления регламентировался соответствующей апериодической числовой последовательностью P_m с чередующимися элементами 0 и 1 [2]. В простейшем случае структуры 2D и 3D с характерной для рассматриваемой системы симметрией самоподобия можно построить, используя матрицы $Q_{mn} = P_m P_n$ и $Q_{mnk} = P_m P_n P_k$, где $(0 < n, k < J)$. Положение единиц в последовательности P_m , а также в матрицах Q_{mn} и Q_{mnk} определяет положение рассеивающих центров. Использовались также и другие способы генерации Q_{mn} и Q_{mnk} , основанные на простейших матричных преобразованиях.

Вычисляя фурье-образ полученных структур, можно найти форму распределения амплитуды поля и интенсивности в картинах дифракции при наклонном падении светового излучения. В ходе расчетов спектров отражения (или пропускания) многослойных систем использовался известный матричный метод [2]. В спектральных зависимостях рассчитывалось приведенное значение коэффициента отражения: $r = -\ln(1 - R)$, где R – коэффициент отражения по мощности. Было установлено, что спектры от-

ражения многослойных систем и картины дифракции на решетках являются фрактальными и обладают определенной структурной схожестью.

Для примера на рис. 1 а, б приведены фрагменты исследуемых структур, построенных с использованием суммационного принципа Фибоначчи и их оптические характеристики (рис. 1, в, г). Результаты численного моделирования показали, что в широком интервале углов падения световых волн на дифракционные решетки независимо от их размерности в полях дифракции можно выделить устойчивые с точки зрения сохранения своей формы фрактальные фрагменты (паттерны), отличающиеся для каждого типа симметрии самоподобия определенным расположением основных максимумов. В оптических характеристиках многослойных систем независимо от значений показателей преломления слоев N_A , N_B также наблюдались паттерны с аналогичной формой. Это хорошо видно из рис. 1 в, г, где основные паттерны (а, б), максимумы которых обозначены буквами а, б, с, d структур (а, б) оказываются структурно-подобными, независимо от типа фрактального объекта.

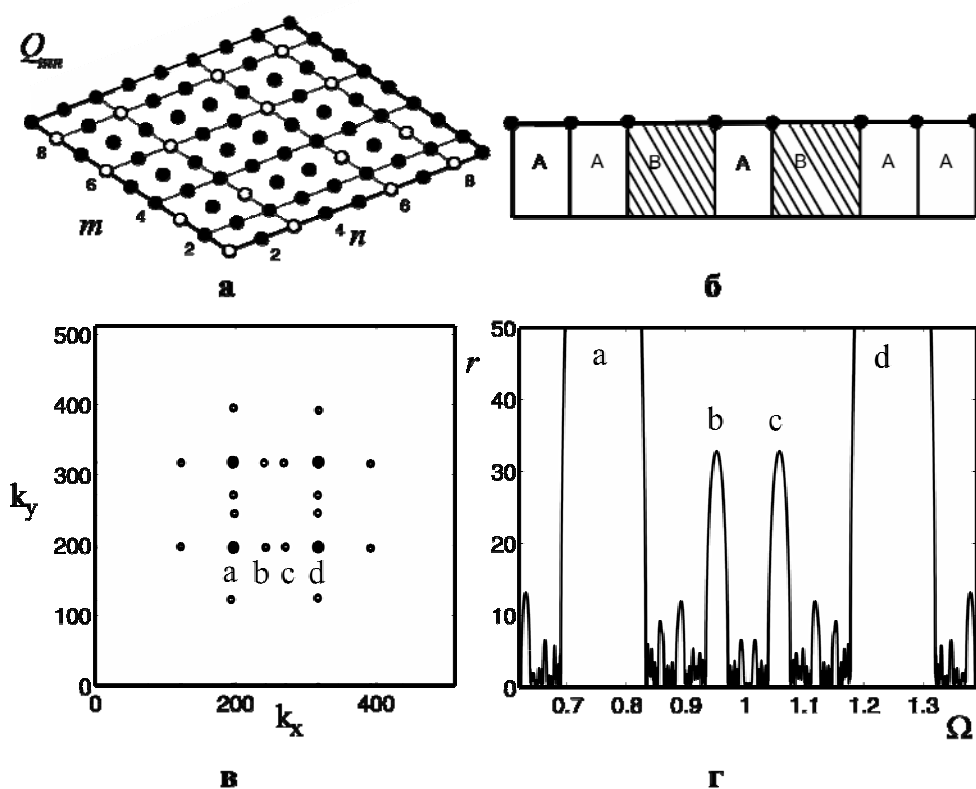


Рис. 1. Оптические характеристики аperiодических структур Фибоначчи. а – фрагмент двумерной решетки, б – фрагмент многослойной системы, в – картина дифракционных рефлексов на двумерной решетке, г – форма спектра отражения от многослойной системы с одинаковыми оптическими толщинами ($J = 500$ слоев, $N_A = 2$, $N_B = 3$, $\Omega = \omega/\omega_0$, где ω – частота падающей волны, частота ω_0 соответствует фазовым набегам в слоях равным $\pi/2$).

Фрактальный анализ спектральных характеристик апериодических структур базировался на расчете кластерной (массовой) фрактальной размерности для выделенной области скейлинга [3-4]. Для оценки структурного соответствия в графических представлениях характеристик фрактальных и фракталоподобных структур помимо фрактального анализа использовался корреляционный анализ.

Таким образом, выполненный анализ оптических характеристик фрактальных и фракталоподобных структур показал, что скейлинговые свойства световых полей взаимодействующих с ними световых волн обладают высокой степенью устойчивости по отношению к условиям освещения объекта. При этом в картинах распределения полей дифракции на дифракционных решетках и в спектрах отражения многослойных систем присутствуют специфические для определенного типа объекта паттерны, характеризующиеся одинаковой формой.

Литература

1. L.D. Negro, S.V. Boriskina. // Laser Photonics Rev. 2011. P. 1.
2. E.L. Albuquerque, M.G. Cottam. // Phys. Rep. 2003. V. 376. P. 225.
3. P.V. Korolenko, A.Yu. Mishin, Yu.V. Ryzhikova. // Phys.Wave Phenom. 2013. V. 21. No. 1. P. 68.
4. Е. Федер. Фракталы. М.: Мир, 1991. 254 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИФРАКЦИИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ В ГЕОМЕТРИИ ЛАУЭ

Аспирант Свяховский С.Е., мл. науч. сотр. Майдыковский А.И.

Многослойные структуры, периодические на масштабах порядка длины волны света, называемые в настоящее время фотонными кристаллами (ФК), известны уже на протяжении десятилетий. На сегодняшний день миниатюрные устройства, способные контролировать световой поток, вызывают большой интерес. Один из путей создания подобных устройств – использование ФК. Распространение света в периодической структуре может быть объяснено в рамках динамической теории дифракции, разработанной для рентгеновского излучения и обычных кристаллов. Возможно перенесение в оптический диапазон эффектов, ранее открытых в рентгеновском диапазоне, а также наблюдение новых эффектов, обусловленных преимуществами оптического диапазона, в частности, наличием доступных лазерных источников ультракоротких импульсов.

В данной работе изучается распространение света в ФК в геометрии Лауэ (рис. 1.) На основе динамической теории дифракции установлено, что при распространении ультракороткого импульса в указанной геометрии в объеме ФК происходит деление импульса на два последовательных во времени (на время t_{12}). При выходе импульсов из кристалла вследствие дифракции происходит деление каждого импульса на два в пространстве (T и R). Данный эффект недавно был обнаружен экспериментально [1].

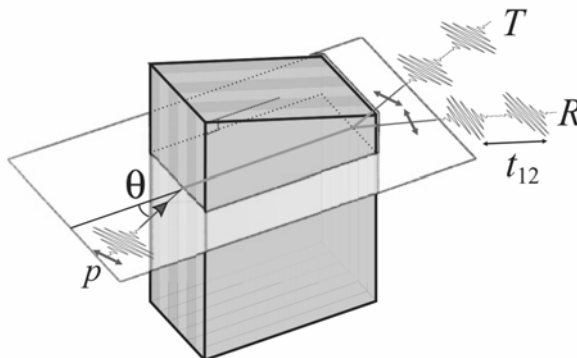


Рис. 1. Схема распространения лазерного импульса в одномерном фотонном кристалле в геометрии Лауэ. Эффект временного деления ультракороткого импульса.

Механизм эффекта состоит в двух последовательных делениях импульса: пространственном (динамическая дифракция света на решетке ФК) и временном – формировании двух пространственных мод внутри ФК, поле каждой из которых локализовано преимущественно в одном из типов слоев фотонного кристалла. Каждая из мод распространяется в среде со своим показателем преломления и, следовательно, со своей эффективной групповой скоростью.

Экспериментальное наблюдение дифракции в геометрии Лауэ проводилось при падении на структуру излучения титан-сапфирового лазера с длиной волны 800 нм, длительностью импульсов 40-120 фс, средней мощностью 1-400 мВт и частотой повторения импульсов 80 МГц под определенным углом (рис. 1). Прошедший и дифрагировавший импульсы регистрировались по наблюдению их автокорреляционной функции с помощью автокоррелометра второго порядка Spectra-physics PSCOUTSP LR.

ФК были изготовлены методом электрохимического травления кремния с последующим окислением [2]. Образцы представляют собой одномерные фотонные кристаллы, состоящие из 375 пар слоев (слой каждого типа имеет оптическую толщину 400 нм). Оптическая длина пути вдоль распространения импульса света для слоев 2-х типов имеет длину 2 мм и 3.4 мм (рис.1). Изучена зависимость эффекта от поляризации падающего излучения, мощности, длительности и спектрального состава импульса. Эффект обнаруживает сильную зависимость от поляризации падающего

излучения: запаздывание второго импульса относительно первого для p -поляризации в 1.6 раза больше, чем для s -поляризации.

Исследовалась дифракция наносекундных импульсов на образце (неодимовый лазер с параметрическим генератором, длительность импульса 10 нс, длина волны 450-1200 нм). В случае длинных импульсов, когда лазерное излучение можно считать квазинепрерывным, обнаружена перекачка интенсивности излучения в один из дифракционных максимумов, так называемый маятниковый эффект, ранее предсказанный для рентгеновского диапазона длин волн. Периодическая перекачка экспериментально обнаружена при изменении длины волны падающего излучения и толщины кристалла. Эффект перекачки интенсивности сильно зависит от параметров образца, что позволит управлять перекачкой при малых изменениях параметров и реализовать оптическое переключение.

Литература

1. Svyakhovskiy, S.E., Kompanets, V.O., Maydykovskiy, A.I., Murzina, T.V., Chekalin, S.V., Skorynin, A.A., Bushuev, V.A. and Mantsyzov, B.I. "Observation of the temporal Bragg-diffraction-induced laser-pulse splitting in a linear photonic crystal," *Physical Review A* **86**, p. 013843, 2012.
2. Svyakhovskiy, S.E., Maydykovsky, A.I. and Murzina, T.V. "Mesoporous silicon photonic structures with thousands of periods," *Journal of Applied Physics* **112**, 1, p. 013106, 2012.

ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛОСКОГО ОНДУЛЯТОРА С УЧЕТОМ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЕГО ОСИ

Профессор *Михайлин В.В.*, вед. научн. сотр. *Жуковский К.В.*,
студентка *Кудюкова А.И.*

Введение

Синхротронное (СИ) и ондуляторное излучение (ОИ) имеют общую природу, связанную с испусканием ускоренными зарядами электромагнитных волн, и привлекают внимание ученых уже более 50 лет (см, например, [1]–[6]). ОИ, порождаемое движением ультрарелятивистских электронов в периодических внешних магнитных полях, в настоящее время находит широкое применение в науке и технике благодаря своей высокой направленности и интенсивности. Различие между СИ и ОИ связано с эффективной длиной траектории, на которой они формируются. ОИ, как и СИ, имеет ярко выраженную угловую направленность; оно сосредоточено в узком конусе вокруг вектора скорости с релятивистского поступательного дви-

жения электрона вдоль оси ондулятора [3]. Взаимодействие электронов в ондуляторе с ОИ лежит в основе действия лазеров на свободных электронах (ЛСЭ). Фундаментальное отличие ЛСЭ от обычных лазеров состоит в том, что их частота не «привязана» к переходам между дискретными уровнями энергии в атомах, молекулах и ионах или межзонным переходам в кристаллах. Рабочей средой коротковолнового ЛСЭ служит пучок релятивистских электронов, а длина волны ЛСЭ допускает непрерывную перестройку путем изменения энергии электронов пучка (см, например, [7], [8]). Благодаря применению новых конструктивных подходов и схем [7] – [9], ЛСЭ быстро завоевывают области рентгеновского диапазона и активно используются для проведения фундаментальных исследований во многих областях физики, химии, биологии, и в других областях [2], [8], [10]. Для создания ЛСЭ требуются ондуляторы высокого качества. В последние годы значительно улучшилась технология создания ондуляторов: были предложены новые схемы ондуляторов со сложной конфигурацией магнитного поля, которые позволяют получить излучение определенных гармоник и поляризаций [11]. Отметим, что в ондуляторе могут возникать искажения из-за ошибок намагничивания, неидеально идентичных магнитов, дефектов конструкции, неидеальности гармонического поля и т.д. [12]. Наличие непериодических компонент и искажений периодического магнитного поля в ондуляторе приводит к ухудшению качества ОИ, ухудшению качества пучка электронов, искажению траектории частиц. В ЛСЭ это, свою очередь, является причиной уменьшения коэффициента усиления, сокращения длины насыщения, уменьшает выходную мощность и яркость излучения. Кроме того, из-за земного магнетизма постоянная компонента магнитного поля практически всегда присутствует по всей длине ондулятора. Цель данной работы — рассмотреть влияние постоянных компонент магнитного поля на ОИ.

1. Динамика частицы в периодическом магнитном поле с постоянными составляющими

В последние годы был разработан аналитический метод, опирающийся на применение модифицированных специальных функций типа Бесселя и Эйри [13], [14], [15]. С его использованием ими были получены точные аналитические решения для ОИ в различных периодических магнитных полях сложной конфигурации. Рассмотрим задачу о движении ультрарелятивистского электрона в периодическом магнитном поле ондулятора с периодом λ_u , в котором присутствуют постоянные компоненты на оси, как перпендикулярные, так и сонаправленные дрейфу заряда:

$$\vec{H} = H_0 \left(\kappa, \sin(k_\lambda z), \delta \right), \quad k_\lambda = 2\pi / \lambda_u, \quad (1)$$

а параметры κ и δ характеризуют отношения постоянной компоненты поля к амплитуде основных колебаний H_0 : $H_x = \kappa H_0$, $H_z = \delta H_0$. Как обычно при исследовании ОИ:

$$\gamma \gg 1, \beta_{\perp} \ll 1, \beta_{\perp} H_{\parallel} \ll H_{\perp}, \vec{E} = 0. \quad (2)$$

Решая уравнения движения для компонент скорости, приходим к системе дифференциальных уравнений первого порядка и получаем следующие выражения для закона движения заряда:

$$\vec{r} = \begin{cases} \frac{k}{\gamma} \frac{c}{\omega_0} \sin \omega_0 t + \frac{1}{6} \left(\frac{k}{\gamma} \right)^2 \kappa \delta \frac{c}{\omega_0} (\omega_0 t)^3 + O\left(\left(\frac{k}{\gamma} \right)^3 \right) \\ \frac{1}{2} \frac{k}{\gamma} \kappa \frac{c}{\omega_0} (\omega_0 t)^2 + \left(\frac{k}{\gamma} \right)^2 \delta \frac{c}{\omega_0} (\cos \omega_0 t - 1) + O\left(\left(\frac{k}{\gamma} \right)^3 \right) \\ c \beta_z^0 t - \frac{1}{8} \left(\frac{k}{\gamma} \right)^2 \frac{c}{\omega_0} \sin 2\omega_0 t - \frac{1}{6} \left(\frac{k}{\gamma} \right)^2 \kappa^2 \frac{c}{\omega_0} (\omega_0 t)^3 + O\left(\left(\frac{k}{\gamma} \right)^3 \right) \end{cases}, \quad (3)$$

где

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{\lambda_u} \beta_z^0 c = k_{\lambda} \beta_z^0 c, \quad k = \frac{eB_0}{mc^2} \frac{\lambda_u}{2\pi}, \quad \beta_z^0 = 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{k^2}{2} \right) \quad (4)$$

Формула (3) наглядно демонстрирует, что с появлением постоянных компонент магнитного поля, скорости и координаты электрона вдоль осей x и z в ондуляторе изменяются под влиянием постоянного поля.

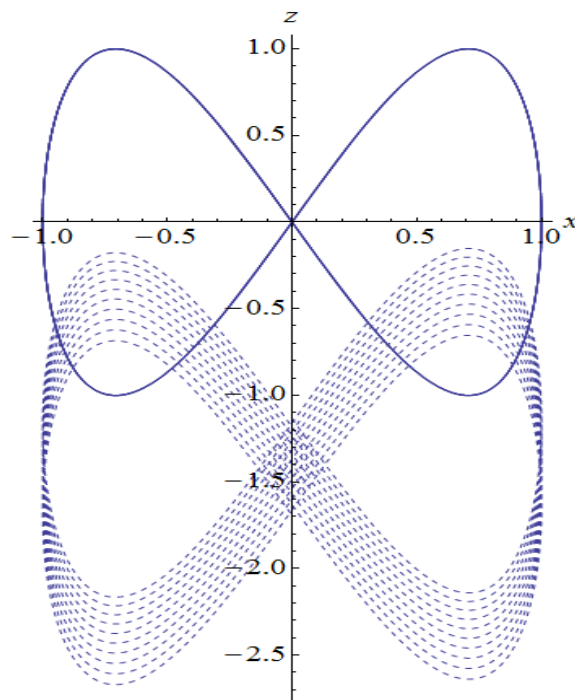


Рис. 1. Траектория движения электрона в плоском ондуляторе с учетом вклада параметра $\kappa = \delta = 10^{-4}$ в системе отсчета, движущейся со скоростью $c\beta_z^0$ на первых 10 периодах — сплошная линия, и на 70-80 периодах — пунктирная линия (масштаб по осям изменен).

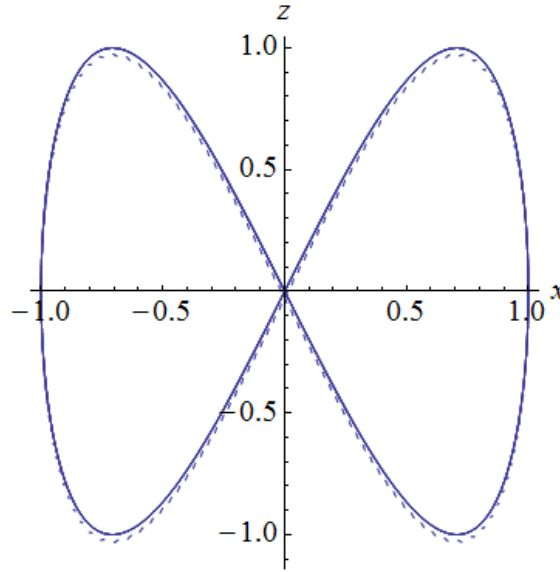


Рис. 2. Траектория движения электрона в плоском ондуляторе с учетом вклада параметра $\kappa = 10^{-5}$ в системе отсчета, движущейся со скоростью $c\beta_z^0$ (масштаб изменен) на первых 10 периодах — сплошная линия, и на 90–100 периодах — пунктирная линия.

Это видно из Рис. 1, где показано смещение траектории на 70-80-м периодах в сопутствующей системе отсчета, движущейся вдоль оси ондулятора со скоростью дрейфа электрона $c\beta_z^0$ при значении постоянной составляющей магнитного поля 0,01% ($\kappa = \delta = 10^{-4}$) от его осциллирующей компоненты. Траектория вначале меняется незначительно, но со временем она заметно смещается. При $\kappa = 10^{-5}$ траектория электрона на 90-100 периодах практически не меняется (Рис. 2). Очевидно, в случае $\kappa = 10^{-5}$ влиянием постоянного поля на 100 периодах можно пренебречь, а при $\kappa = 10^{-4}$ его, по-видимому, необходимо учитывать. При $\delta = 0$ вид графика не меняется. Заметим, что отклонение движения электрона под влиянием постоянного магнитного поля нелинейно растет с увеличением числа периодов. Эффект внешнего поля накапливается от периода к периоду. Выясним, как изменится спектрально-угловая характеристика излучения электрона под влиянием постоянной компоненты поля [16]:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \omega \int_{-\infty}^{\infty} dt [\vec{n} \times [\vec{n} \times \vec{\beta}]] \exp[i\omega(t - \vec{n}\vec{r}/c)] \right|^2, \quad (5)$$

где $\vec{n} \equiv (\theta \cos \varphi, \theta \sin \varphi, 1 - \theta^2/2)$, так как излучение ультрарелятивистской частицы сосредоточено в узком конусе с углом раствора порядка $k/\gamma \approx \theta$, $k/\gamma \ll 1$ по направлению скорости. Тогда получаем для экспоненциальной части (5) выражение:

$$\exp\left[i\omega\left(t - \frac{\vec{n}\vec{r}}{c}\right)\right] \cong \exp\left[i(\Xi_1 + \Xi_2 + \Xi_3 + \Xi_{osc} + \Xi_{mix} + \Xi_{const})\right]. \quad (6)$$

Оно включает в себя следующие слагаемые:

$$\Xi_1 = \frac{\omega t}{2\gamma^2} \left(1 + \gamma^2 \theta^2 + \frac{k^2}{2} \right), \quad \Xi_2 = -\xi_2 \frac{\kappa}{2} (\omega_0 t)^2, \quad \Xi_3 = (\xi\kappa + \xi_5\delta)\kappa \frac{(\omega_0 t)^3}{6}, \quad (7)$$

образующие полином третьей степени, осциллирующую компоненту:

$$\Xi_{\text{osc}} = \xi_1 \sin \omega_0 t + \frac{1}{8} \xi \sin 2\omega_0 t + 2\xi_3 \kappa \delta \sin \omega_0 t + \frac{1}{2} \xi_5 \delta \cos \omega_0 t, \quad (8)$$

компоненту смешанного характера и постоянное слагаемое:

$$\Xi_{\text{mix}} = \frac{1}{2} \xi_3 \kappa \delta (\omega_0 t)^2 \sin \omega_0 t + 2\xi_3 \kappa \delta \omega_0 t \cos \omega_0 t, \quad \Xi_{\text{const}} = \frac{1}{2} \xi_5 \delta, \quad (9)$$

где множители $\xi, \xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4, \xi_5$ таковы:

$$\xi = \frac{\omega}{\omega_0} \left(\frac{k}{\gamma} \right)^2, \quad \xi_1 = -\frac{\omega}{\omega_0} \frac{k}{\gamma} \theta \cos \varphi, \quad \xi_2 = \frac{\omega}{\omega_0} \frac{k}{\gamma} \theta \sin \varphi, \quad (10)$$

$$\xi_3 = \frac{\omega}{\omega_0} \left(\frac{k}{\gamma} \right)^3, \quad \xi_4 = \frac{\omega}{\omega_0} \left(\frac{k}{\gamma} \right)^2 \theta \cos \varphi, \quad \xi_5 = \frac{\omega}{\omega_0} \left(\frac{k}{\gamma} \right)^2 \theta \sin \varphi. \quad (11)$$

Удерживая в векторном произведении и в экспоненте интеграла излучения (5) слагаемые первого неисчезающего порядка по k/γ , в которых присутствует компонента поля по оси ондулятора, пропорциональная δ , становится очевидным, что ее влияние проявляется в следующем порядке по k/γ по сравнению с влиянием поперечной компоненты постоянного магнитного поля. Этот результат в принципе ожидаем, так как из условий (2) следует, что $\beta_{\perp} \ll \beta_{\parallel}$ и взаимодействие $H_{\parallel}$ с $\beta_{\perp}$ пренебрежимо мало по сравнению с взаимодействием $H_{\perp}$ с $\beta_{\parallel}$. Итак, по сравнению с влиянием поперечной компоненты $H_0 \kappa$, влияние магнитной компоненты $H_0 \delta$ вдоль оси z несущественно, поэтому в дальнейших вычислениях им можно пренебречь.

2. Влияние постоянной магнитной составляющей на спектр и интенсивность ОИ

Метод обобщенных специальных функций позволяет получить аналитические выражения для характеристик излучения в произвольной точке для любого ондулятора. В нашем случае интенсивность излучения под углом к оси определяет обобщенная функция Бесселя шести переменных $J_n(\xi, \xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4, \xi_5)$, являющейся дальнейшим обобщением функций, введенных в [13], [14]. Явный вид этой функции не приводится ввиду громоздкости, а также потому, что практический интерес представляет ОИ на оси движения электрона, т.е. для случая $\theta = 0$. При этом вычисления заметно упростятся: в периодической части показателя экспоненты (8) $J_n(\xi, \xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4, \xi_5)$ сводится к обычной функции Бесселя $J_n(0, -\xi/8)$, а непериодическая часть экспоненты может быть описана с помощью обобщенных функций Эйри $S(\alpha, \beta)$ (см. [14], [15]):

$$S(\alpha, \beta) \equiv S(\alpha, \beta, 0) = \int_0^1 e^{i(\alpha\tau + \beta\tau^3)} d\tau, \quad (12)$$

В отсутствии постоянного магнитного поля она сводится к известной функции sinc: $S(\alpha, 0) = e^{i\alpha/2} \sin \alpha / \alpha$. Аргументы (12) таковы:

$$\alpha = 2\pi N \left(\frac{\omega}{\omega_0} \frac{1 + k^2/2}{2\gamma^2} - n \right) = \nu_n, \quad (13)$$

$$\beta = \frac{4}{3} \pi^3 N^3 \kappa^2 \left(\frac{k}{\gamma} \right)^2 \frac{\omega}{\omega_0}. \quad (14)$$

Заметим, что α совпадает с параметром расстройки:

$$\nu_n = 2\pi N n \left(\frac{\omega}{\omega_{n0}} - 1 \right), \quad (15)$$

где ω_{n0} — частота излучения n -ой гармоники обычного плоского ондулятора:

$$\omega_{n0} = \frac{2\omega_0 \gamma^2}{1 + k^2/2}. \quad (16)$$

Форму спектральных линий ОИ определяет функция $S(\alpha, \beta)$. Ее поведение имеет сложный характер с чередой локальных максимумов и минимумов (см. Рис. 3).

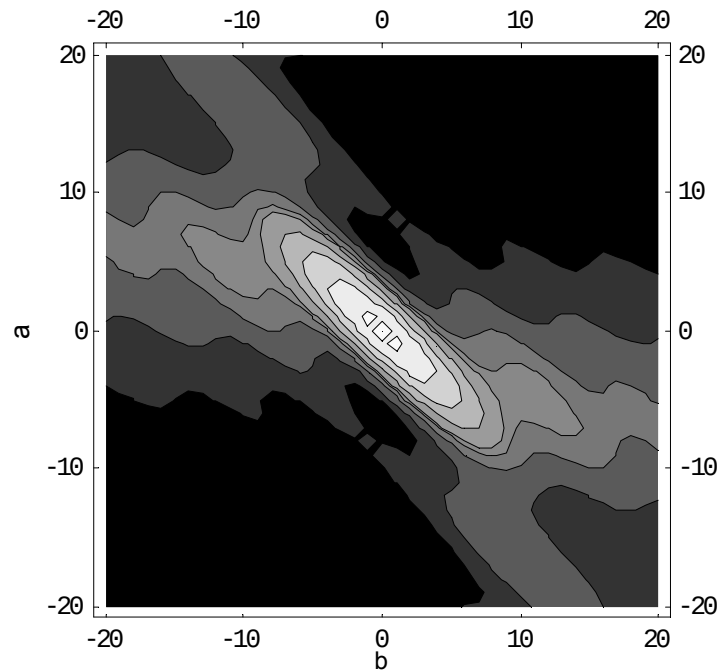


Рис. 3. Функция $|S(\alpha, \beta)|$ в зависимости от значений α и β .

Функция S имеет абсолютный максимум в точке $\alpha = \beta = 0$, что дает тождественный ноль показателя экспоненты интеграла излучения. В области $\beta \leq$

9 обобщенная функция Эйри имеет максимум на линии, где выполняется условие (см. Рис. 3):

$$\alpha \cong -\beta. \quad (17)$$

Светлой области соответствуют большие значения $|S|$; максимальное значение — $|S|=1$. Черная область соответствует значениям $|S| \leq 0.3$. Из Рис. 3 видно, что при $\beta > 9$ не наблюдается ярко выраженного пика функции S и соответствующая гармоника ОИ будет значительно размыта по частотам. С учетом (13), (14) и (17) получаем выражение спектра ОИ на оси:

$$\omega_n|_{\psi=0} = n\omega_R = \frac{2n\omega_0\gamma^2}{(1+k^2/2) + (\gamma\theta_H)^2}, \quad n = 0, 1, 2, 3 \text{ etc.}, \quad (18)$$

где индуцированный постоянным магнитным полем эффективный угол изгиба:

$$\theta_H = \frac{2}{\sqrt{3}} \pi N \kappa \frac{k}{\gamma}. \quad (19)$$

Спектр излучения на оси меняется с появлением постоянной компоненты магнитного поля, это изменение нарастает по мере продвижения частицы в ондуляторе и зависит от числа N его периодов и интенсивности постоянного поля κH_0 . Сдвиг частоты n -ой гармоники под действием постоянного магнитного поля отрицателен:

$$\Delta\omega_n = \omega_n - \omega_{n0} = -\frac{\omega_{n0}}{1 + \frac{3}{4} \frac{(1+k^2/2)}{(k\pi N\kappa)^2}}. \quad (20)$$

Из (20) очевидно, что сдвиг частот ОИ увеличивается с ростом $(N\kappa)^2$. Для дифференциальной интенсивности излучения на оси ондулятора получаем следующее выражение, содержащее обычные функции Бесселя и обобщенные функции Эйри:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 N^2 \gamma^2}{c} \frac{k^2}{(1+k^2/2)^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 \left\{ \left[S(\nu_n, \beta) \left(J_{\frac{n+1}{2}} \left(-\frac{\xi}{8} \right) + J_{\frac{n-1}{2}} \left(-\frac{\xi}{8} \right) \right) \right]^2 + \right. \\ \left. + (4\pi N\kappa)^2 \left[\frac{\partial S(\nu_n, \beta)}{\partial \nu_n} J_{\frac{n}{2}} \left(-\frac{\xi}{8} \right) \right]^2 \right\}. \quad (21)$$

Из (21) следует, что вследствие наличия постоянной компоненты поля, отклоняющей электроны от оси ондулятора, изменяется форма линий нечетных гармоник, их частоты понижаются (см. (20)) и появляются четные гармоники — второе слагаемое в ряде, пропорциональное κ^2 . Формулы (18) и (21) формально совпадают с результатами, полученными для другой конфигурации поля в [14], [15]. Подчеркнем, что в общем случае, когда присутствуют продольная ось и обе поперечные компоненты постоянного поля, получается то же самое выражение (21) для интенсивности, где $\kappa = (\kappa_1^2 + \rho^2)^{1/2}$, а $\kappa_1 H_0$ и ρH_0 — постоянные компоненты магнитного поля в плоскости, перпендикулярной оси ондулятора. Таким образом, имеет зна-

чение не каждая из поперечных магнитных компонент в отдельности, а полная интенсивность постоянного магнитного поля в плоскости, поперечной оси ондулятора.

3. Эффекты однородного и неоднородного уширения спектральных линий

Рассмотрим влияние магнитной компоненты на оси ондулятора, сравнимой с напряженностью поля Земли, на характеристики ОИ. Постоянное поле напряженности 1 Гс наложенное на периодическое поле 0,5 Тл соответствует значению параметра $\kappa \cong 2 \cdot 10^{-4}$ и создает в ондуляторе с числом периодов $N = 100$ эффективный угол изгиба $\theta_H \cong 0.07k / \gamma$; при $N = 110$: $\theta_H \cong 0.08k / \gamma$ и при $N = 120$ приблизительно то же значение θ_H . Происходит сдвиг спектральной линии на величину $\Delta\omega_n$ (20), который соответствует ν_n . В нашем случае для $\kappa \cong 2 \cdot 10^{-4}$ и $k = 2$ получаем значение сдвига спектрального максимума $\nu_n \approx -4$ для $N = 100$, $\nu_n \approx -6$ для $N = 110$, и $\nu_n \approx -7.5$ при $N = 120$. Форму спектральной линии для заданных значений сдвига демонстрирует Рис. 4, на котором видно заметное уширение спектральной линии излучения и уменьшение максимума при увеличении числа периодов вследствие влияния постоянного магнитного поля.

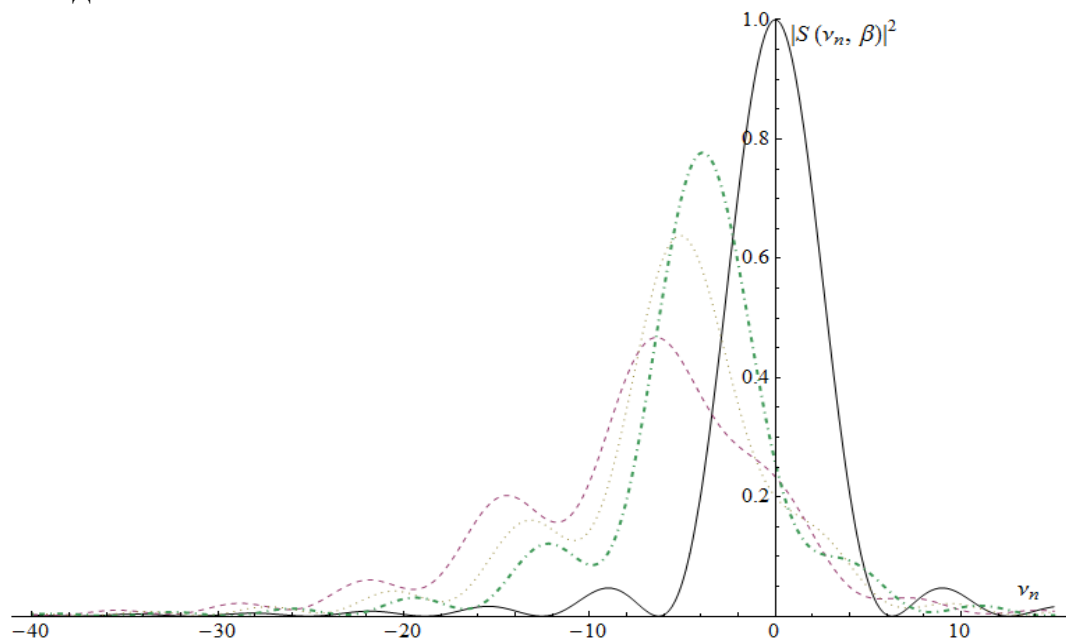


Рис. 4 Спектральные линии основной гармоники ондулятора с синусоидальным полем (сплошная линия) и с дополнительным постоянным полем на оси ондулятора с $N=100$ — точечно-пунктирная линия, $N=110$ — точечная линия и $N=120$ — пунктирная линия.

Определим максимальное число периодов ондулятора, при котором сохраняется характерная форма спектральных линий ОИ при наличии на оси ондулятора постоянной магнитной составляющей, равной напряженности

Земного поля, т.е. то число периодов, при которых значение сдвига максимума $\beta = -v_n = 9$. Если значение ондуляторного параметра $k = 1$, то максимальное число периодов $N \approx 160$. Для $k = 2$ максимальное $N \approx 125$. Для ондуляторов с большим числом периодов постоянная компонента магнитного поля, равная напряженности поля Земли, приведет к существенной деградации формы спектральной линии и ее уширению. Вышеописанные процессы, связанные с влиянием непериодической компоненты магнитного поля, следует дополнить рассмотрением эффектов неоднородного уширения спектра, связанных в первую очередь с возможным разбросом значений энергии электронов в пучке и других потерь при распространении пучка в ондуляторе и отклонении формы периодического магнитного поля от идеально синусоидальной [12]:

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} (|S(v_n + 4\pi n N \varepsilon, \beta)|)^2 \exp[-\varepsilon^2 / 2\sigma_e] / (\sqrt{2\pi\sigma_e}) d\varepsilon. \quad (22)$$

Пример влияния этих эффектов на форму спектральной линии основной гармоники ондулятора с $N = 100$, $k = 2$ и $0 \leq \sigma_e \leq 2 \cdot 10^{-6}$ приведен на Рис. 5. Из рисунка видно, что идеальная форма гармоники в синусоидальном периодическом поле (дальняя часть рисунка, $\sigma_e \approx 0$) претерпевает уширение. Этот эффект сильно зависит от величины σ_e .

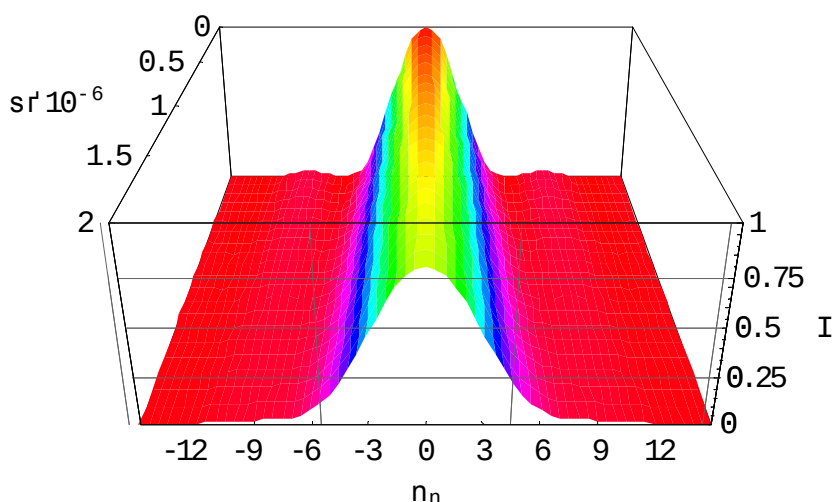


Рис. 5. Эффект неоднородного уширения гармоники в ондуляторе с $N = 100$ и $k = 2$.

При $\sigma_e \approx 10^{-6}$ — реалистичная оценка в ондуляторах — эффекты постоянного поля на уширение линии гармоники сравнимы с влиянием остальных факторов. Действительно, из Рис. 5 очевидно уменьшение максимума интенсивности излучения основной гармоники на 20% за счет эффектов неоднородного уширения при $\sigma_e = 2 \cdot 10^{-6}$, а Рис. 4 демонстрирует, что постоянная составляющая магнитного поля $H_{x \text{ const}} = 2 \cdot 10^{-4} H_0$ приводит к такому же эффекту при $N = 100$ и даже более сильному уширению линии излучения при больших N (пунктирная линия на Рис. 4) или k . Кроме того, поле

приводит к заметному на фоне линии излучения сдвигу спектра в сторону уменьшения частоты.

4. Заключение

С применением метода обобщенных специальных функций, получено точное аналитическое выражение для интенсивности ОИ и спектра излучения ондулятора в присутствии постоянной составляющей магнитного поля, зависящее от ондуляторного параметра k , числа периодов N и напряженности поля kH_0 . Параллельное оси ондулятора постоянное магнитное поле оказывает пренебрежимо малое влияние на ОИ, проявляющееся в следующих порядках $1/\gamma$ по сравнению с вкладом поперечной компоненты. Постоянное поле, перпендикулярное оси ондулятора, вызывает нелинейное увеличение отклонения электрона от его обычной траектории, быстро нарастающее с повышением числа периодов и выраженное тем сильнее, чем интенсивнее постоянная компонента поля. Оно также приводит к уменьшению частот нечетных гармоник и появлению четных гармоник. Постоянное магнитное поле напряженности $\sim 10^{-4}$ значения амплитуды периодического поля в ондуляторе — например, поле Земли — необходимо учитывать в ондуляторах с большим числом периодов, превышающих 120. Ориентация оси ондулятора по направлению постоянного магнитного поля позволяет избежать влияния земного магнетизма на ОИ. Искажения, создаваемые таким полем в ондуляторе, сравнимы по величине с уширением спектральных линий, вызванным разбросом энергии электронов в пучке и другими факторами при их распространении. Для ондуляторов с $N > 150 \div 200$ периодами, однородное уширение спектральных линий за счет неперIODичности поля может быть доминирующим эффектом.

5. Литература

- [1]. И.М. Тернов, В.В. Михайлин, *Синхротронное излучение. Теория и эксперимент*. М.: Энергоатомиздат 1986.
- [2]. И.М. Тернов, В.В. Михайлин, В.Р. Халилов, *Синхротронное излучение и его применения*. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1980.
- [3]. А.Л. Арцимович, И.Я. Померанчук, *Излучение быстрых электронов в магнитном поле*. ЖЭТФ 16, 1946.
- [4]. А.А. Соколов, И.М. Тернов, *Релятивистский электрон* М.: Наука, 1974.
- [5]. D.F. Alferov, Yu.A. Bashmakov, E.G. Bessonov, Radiation of relativistic particles in an undulator, *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 1973, v.17, N9, p.1540.
- [6]. И. М. Тернов, *Синхротронное излучение*. УФН. т 165, N4, 1995.
- [7]. Е.Н. Рогозин, И.И. Собельман, *Продвижение лазеров на свободных электронах в рентгеновскую область спектра*. УФН. т. 174, N2, 2004.

- [8]. J. Feldhaus, B. Sonntag, *Strong Field Laser Physics*, in Springer Series in Optical Sciences, Volume 134, 2009, pp 91.
- [9]. A.A. Zholents, Attosecond X-Ray Pulses from Free-Electron Lasers, *Laser Physics*, 15, N6 (2005) 855.
- [10]. В.В. Михайлин, *Синхротронное излучение в спектроскопии*. М.: Университетская книга, 2011.
- [11]. E.G. Bessonov, *Light Sources Based on Relativistic Electron and Ion Beams*, Proc. of SPIE Vol. 6634, 66340X, (2007).
- [12]. Д.Ф. Алферов, Ю.А. Башмаков, П.А. Черенков, *Излучение релятивистских электронов в магнитном ондуляторе*, УФН. т. 157, вып.3, 1989.
- [13]. G. Dattoli, V.V. Mikhailin, P.L. Ottaviani, K.V. Zhukovsky, *Two-frequency undulator and harmonic generation by an ultrarelativistic electron*, J. Appl. Phys. 100, 084507, 2006.
- [14]. G. Dattoli, V.V. Mikhailin, K.V. Zhukovsky, *Undulator radiation in a periodic magnetic field with a constant component*, J. Appl. Phys. 104, 124507, 2008.
- [15]. K. Zhukovsky, *Undulator Radiation in Multiple Magnetic Fields* in “*Synchrotron: Design, Properties and Applications*”, Nova Science Publishers, Inc. USA 2012.
- [16]. J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 2nd ed. Wiley, New York, 1975.

УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА СУБРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ С ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМОЙ

Аспирант *Иванов К.А.*, аспирант *Шуляпов С.А.*, науч. сотр. *Урюпина Д.С.*,
студент *Ларькин А.С.*, профессор *Савельев-Трофимов А.Б.*,
ст. науч. сотр. *ФИАН Брантов А.В.*, гл. науч.сотр. *ФИАН Быченков В.Ю.*,
мл. науч.сотр. *ИЯИ РАН Русаков А.В.*, науч. сотр. *ИЯИ АН Лапик А.М.*,
профессор *ИЯИ РАН Недорезов В.Г.*

Представлены результаты диагностики плазмы, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом высокой интенсивности на поверхности вещества. Нами продемонстрировано, что варьирование формы и амплитуды предимпульсов лазерного импульса оказывает существенное влияние на формируемую преплазму, на ускорение электронов и генерацию жёсткого рентгеновского излучения. В наших экспериментах плазма создавалась импульсом, генерируемым системой на кристалле Ti:Sa (длительность импульса – 40 фс, длина волны – 800 нм, частота повторения – 10 Гц, энергия на мишени – до 10 мДж, интенсивность – до 2×10^{18} Вт/см²). В качестве

мишеней в наших исследованиях применялись твердотельные вещества (Fe, Pb, SiO₂) и вещества в жидкой фазе (расплавленный галлий).

Показано, что на резкой границе плазма-вакуум ($L/\lambda < 1$) при интенсивности греющего импульса около 10^{18} Вт/см² энергия горячих электронов достигает нескольких сотен кэВ. Увеличение преплазменного слоя до нескольких десятков длин волн приводит к росту средней энергии электронов и увеличению выхода жёсткого рентгеновского излучения из плазмы (Рис.1) [1]. Наблюдаемый эффект возможно связать с появлением в плазме релятивистских механизмов ускорения частиц, таких как вынужденное комбинационное рассеяние, ускорение в кильватерной волне и т.д., в области плазмы с плотностью близкой к критической. Отмечено, что на генерацию частиц с высокой энергией влияет не только размер преплазменного слоя, но и его плотность. Так, роста энергии электронов не наблюдается при наличии длинного преплазменного слоя низкой плотности.

Были обнаружены появление в плазме металлических мишеней с протяжённой плотной преплазмой новой горячей электронной компоненты с энергией до 1 МэВ и генерация гамма квантов с энергией до нескольких МэВ при увеличении длительности лазерного импульса с 40 до нескольких сотен фемтосекунд при сохранении его энергии (Рис.1), что может быть связано с более эффективным стохастическим нагревом электронов в области пересечения электромагнитных полей падающего и отражённого от плазмы греющего лазерного излучения. Подобного результата не наблюдается для короткого преплазменного слоя, а также для веществ с высоким порогом пробоя (кварц), на поверхности которых образования значительных объёмов преплазмы не происходит.

Численное моделирование лазерно-плазменного взаимодействия с варьируемой формой и плотностью преплазменного слоя методом PIC-кода показало, что в области плазмы с плотностью в четверть критической происходит резонансная раскачка электронов, приводящая к появлению частиц с аномально высокой энергией. При этом энергия электронов существенно возрастает при увеличении протяжённости плотной преплазмы.

Наконец, нами было продемонстрировано, что воздействие слабого короткого предимпульса на мишень из расплавленного металла приводит, помимо образования преплазменного слоя, к формированию повторяющихся от импульса к импульсу микроструктур в виде плотных струй (Рис.2), при взаимодействии с которыми спустя несколько наносекунд основного импульса могут происходить эффекты усиления локальных электрических полей, приводящие к значительному росту средней энергии электронов [2]. Так, при умеренной интенсивности лазерного импульса (около 5×10^{16} Вт/см²) наблюдался почти четырёхкратный рост энергии частиц по сравнению с случаем невозмущённой поверхности вещества.

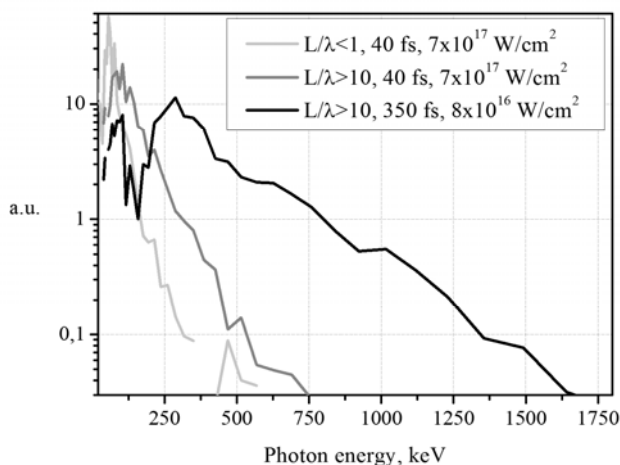


Рис.1. Рентгеновские спектры плазмы с разным преплазменным слоем для различных длительностей лазерного импульса (мишень - железо).

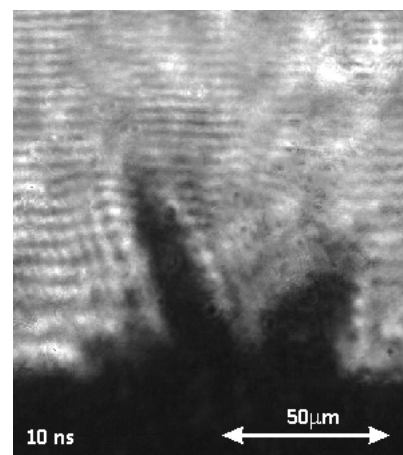


Рис.2. Фотография плазменного факела на поверхности жидкой мишени спустя 10 нс после воздействия предимпульса.

Литература:

- [1] K.A. Ivanov, S.A. Shulyapov, A.A. Turinge et al., “X-Ray Diagnostics of Ultrashort Laser-Driven Plasma: Experiment and Simulations”, *Contib Plasma Phys*, **53** (2013), p.116-121 (2013);
- [2] D.S. Uryupina, K.A. Ivanov, A.V. Brantov et al., “Femtosecond laser-plasma interaction with prepulse-generated liquid metal microjets”, *Phys Plasmas*, **19**, p.013104 (2012).

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ МЕТОДОМ СПОНТАННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Аспирантка Амитонова Л.В., инженер Федотов И.В., доцент Федотов А.Б., профессор Желтиков А.М.

Микроскопия комбинационного рассеяния света открывает уникальные возможности безмаркерной химически селективной визуализации различных веществ, а сочетание ее с волоконным форматом доставки и сбора сигнала может обеспечить большее удобство использования, удаленный доступ, а также возможности для *in vivo* исследований. Работы по волоконной спонтанной рамановской эндоскопии до сих пор были сосредоточены на методах и задачах регистрации сигнала из одной точки, не визуализируя при этом пространственное распределение исследуемого вещества [1, 2]. Попытки получить изображения в волоконном формате в настоящее

время делаются с применением когерентных рамановских методов [3] во многом, конечно, из-за их неоспоримых преимуществ в сравнении со спонтанным рассеянием. Однако в этом направлении пока была достигнута лишь миниатюризации микроскопа, так как из-за системы сканирования и необходимости массивной линзы на выходном торце волокна нет возможности работать в режиме реального миниатюрного эндоскопа. С другой стороны известно, что пучки оптоволокон могут быть эффективно использованы для *in vivo* эндоскопии и визуализации пространственного распределения различных биомаркеров [4].

В данной работе было показано, что использование многосердцевинных волоконных зондов или пучков оптоволокон в сочетании с системой сканирования на входном торце эндоскопа и оптической схемой для регистрации линий спонтанного рамановского рассеяния позволяет визуализировать с высоким пространственным разрешением структуры веществ с комбинационно-активными линиями. В представленных экспериментах использовался пучок волокон, общим диаметром 300 мкм, диаметр каждого отдельного волокна 2.4 мкм, а расстояние между сердцевинами 3 мкм.

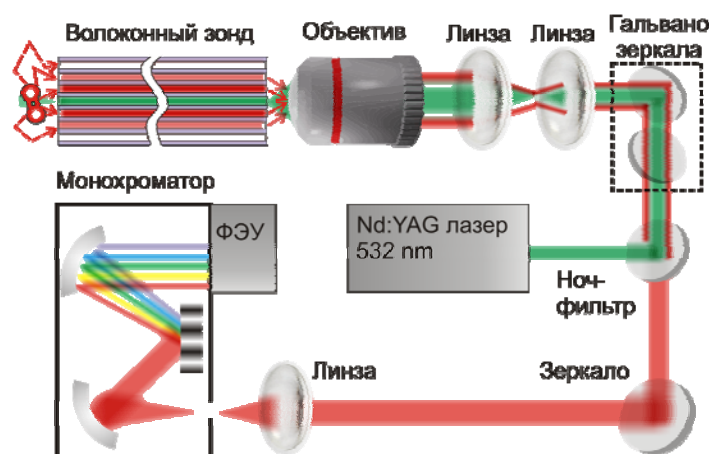


Рис. 1. Схема эксперимента по волоконно-оптической визуализации пространственного распределения комбинационно-активных линий с помощью пучка волокон.

Схема эксперимента представлена на Рис. 1. С помощью гальваносканера и объектива Olympus 20x, NA=0.5 излучение второй гармоники Nd:YAG лазера на длине волны 532 нм фокусировалось в различные точки на переднем торце волоконного зонда с шагом 0.5 мкм и таким образом заводилось в различные волокна данного микрозонда. Для повышения чувствительности метода сбор некогерентного рамановского отклика осуществлялся с использованием одновременно всех волокон в пучке (около 6000 шт.). После системы коллимирующих линз регистрировался спектр собранного сигнала комбинационного рассеяния образца с помощью мо-

нохроматора и ФЭУ. Карта рамановского отклика строилась попиксельно путем повторения данных измерений для каждого волокна в пучке.

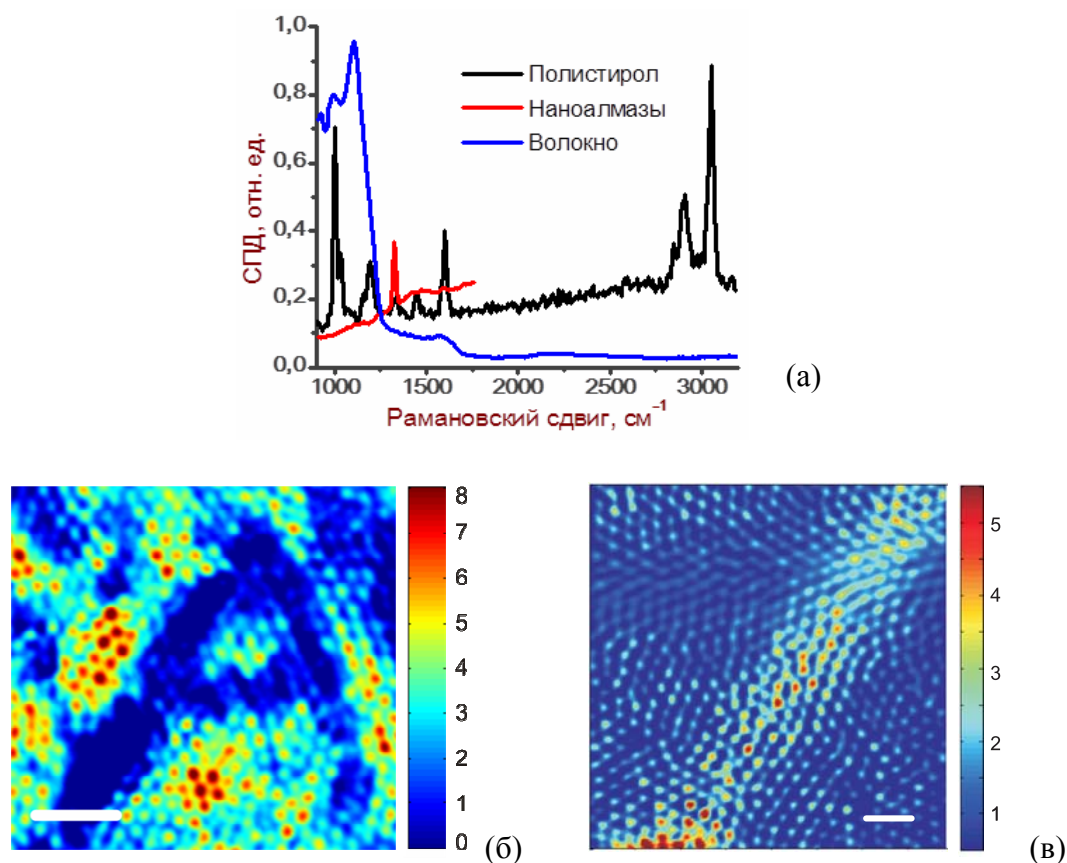


Рис. 2. (а) Нормированные спектры комбинационного рассеяния волокна, используемого в качестве зонда для визуализации, (синяя линия), полистирольной пластинки (черная линия) и алмазных наночастиц (красная линия). (б) распределения алмазных наночастиц образующее форму буквы А, визуализированные с помощью оптоволоконного зонда. Шкала 20 мкм. (в) Итоговая карта рамановского отклика полистирольной пластинки с царапинами. Хорошо различима особенность в виде более яркой диагональной линии, толщиной ≈ 15 мкм. Шкала 10 мкм.

На Рисунке 2 (а) синим цветом представлен рамановский отклик используемого для визуализации волокна. Видно, что уровень рамановского фона из сердцевин волокна спадает к 1250 см^{-1} , что позволяет визуализировать в волоконном формате объекты, рамановские линии которых лежат в диапазоне от 1250 см^{-1} . В работе использовались два типа образцов с комбинационно-активными линиями. Одна серия экспериментов была направлена на визуализацию поверхностных дефектов на полистирольной пленке (спектр спонтанного комбинационного рассеяния полистирола представлен черной линией на Рис. 2(а)). В другой серии экспериментов изучались кластеры алмазных 300 нм наночастиц на стеклянной подложке

(спектр спонтанного комбинационного рассеяния алмазных наночастиц представлен красной линией на Рис. 2(а)). Алмаз и полистирол были выбраны в качестве экспериментальных образцов, так как они представляют собой примеры комбинационно-активных систем с заметно различающимися рамановскими спектрами. В частности, различный сдвиг комбинационных мод данных веществ по отношению к рамановскому спектру кварца (Рис. 2(а)), из которого состоит волокно, должно вести к значительной разнице в отношениях сигнал/шум при волоконно-оптической рамановской визуализации этих веществ. В дальнейших экспериментах для волоконно-оптической визуализации карты распределения рамановского отклика измерялся сигнал только на двух длинах волн, одна из которых соответствовала максимуму рамановского отклика исследуемого вещества (для полистирола отстройка в 3050 см^{-1} , для алмаза 1330 см^{-1}), другая фону (для полистирола отстройка в 3000 см^{-1} , для алмаза 1300 см^{-1}).

Результаты экспериментов по визуализации веществ с комбинационно-активными линиями в режиме эндоскопии методом спонтанного комбинационного рассеяния света представлены на Рис. 2(а)-(б). На Рисунке 2 (б) представлены карты рамановского отклика распределения алмазных наночастиц образующее форму буквы А, визуализированные с помощью оптоволоконного зонда. Карта рамановского отклика полистирольной пластинки представлена на Рис. 2(в). Хорошо различима неровность в виде более яркой диагональной линии, толщиной $\approx 15\text{ мкм}$.

Литература

1. M. S. Bergholt, W. Zheng, K. Y. Ho, M. Teh, K. G. Yeoh, J. B. Y. So, A. Shabbir, and Z. Huang, «Fiber-optic Raman spectroscopy probes gastric carcinogenesis *in vivo* at endoscopy», *Journal of Biophotonics*, p. 1–11, 2012.
2. Z. Huang, S. K. Teh, W. Zheng, J. Mo, K. Lin, X. Shao, K. Y. Ho, M. Teh, and K. G. Yeoh, Integrated Raman spectroscopy and trimodal wide-field imaging techniques for real-time *in vivo* tissue Raman measurements at endoscopy», *Optics letters*, v. 34, № 6, p. 758–760, 2009.
3. B. G. Saar, R. S. Johnston, C. W. Freudiger, X. S. Xie, and E. J. Seibel, «Coherent Raman scanning fiber endoscopy», *Optics letters*, v. 36, № 13, p. 2396–2398, 2011.
4. L. V. Doronina-Amitonova, I. V. Fedotov, O. Efimova, M. Chernysheva, A. B. Fedotov, K. V. Anokhin, and A. M. Zheltikov, «Multicolor *in vivo* brain imaging with a microscope-coupled fiber-bundle microprobe», *Applied Physics Letters*, v. 101, № 23, p. 233702, 2012.

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $\text{SrF}_2 - \text{EuF}_2$

Ст.науч.сотр. ИК РАН *Каримов Д.Н.*, ст.науч.сотр. *Колобанов В.Н.*,
профессор *Михайлин В.В.*, мл.науч.сотр. НИИЯФ МГУ *Цышинатий О.В.*

Кристаллы щелочноземельных фторидов (ЩЗФ) CaF_2 , BaF_2 , SrF_2 , давно известны и нашли широкое применение в качестве оптических и лазерных материалов.

Большая ширина запрещенной зоны (~ 10 эВ) и простота кристаллической структуры (кубические кристаллы с легким катионом F^-) делает их удобным модельным кристаллом для исследования свойств различных люминесцентных примесей (в том числе редкоземельных элементов).

В последнее время проводятся исследования спектрально-люминесцентных свойств ЩЗФ со смешанным катионным составом типа $\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{F}_2$ [1]. Изменение соотношения изовалентных катионов (x) в таких кристаллах приводит к изменению ширины запрещенной зоны и изменению глубины залегания энергетических уровней люминесцентной примеси относительно ее краев (потолок валентной зоны и дно зоны проводимости). Это сказывается на эффективности захвата электронов и дырок на центрах люминесцентной примеси и в результате на выход люминесценции, следовательно, и на эффективность люминофоров и сцинтилляторов.

В случае исследуемого кристалла $\text{Sr}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{F}_2$, происходит аналогичное изовалентное замещение катиона Sr^{2+} на Eu^{2+} . При этом сохраняется энергетическая зонная структура ЩЗФ SrF_2 (что подтверждено спектром отражения при комнатной температуре) а EuF_2 создает дополнительные подзоны внутри запрещенной зоны ЩЗФ. Это приводит к сдвигу границы прозрачности исследуемого кристалла в длинноволновую область по сравнению с чистым SrF_2 . Измеренный спектр пропускания показал, что исследуемый кристалл становится непрозрачным для фотонов с энергией $h\nu > 5$ эВ ($\lambda < 250$ нм)

Исследуемые кристаллы были выращены методом Бриджмена в Институте кристаллографии РАН [2]. Спектры возбуждения люминесценции, оптического отражения и пропускания кристалла $\text{Sr}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{F}_2$ в области энергий 4–25 эВ, а также спектры люминесценции и кривые затухания люминесценции как при комнатной температуре (RT), так и при температуре жидкого гелия (LHT) были получены на установке Superlumi в канале синхротронного излучения (СИ) позитронного накопителя DORIS III (DESY, Гамбург, Германия).

Спектр отражения на рис.1 хорошо получился при RT и является типичным для кристалла SrF_2 . При LHT спектр отражения сильно искажен

вкладом интенсивной синей люминесценции. Спектр люминесценции $\text{Sr}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{F}_2$ с полосой 420 нм совпадает с полосой люминесценции салицилата натрия, действующим оптическим трансформатором в канале регистрации спектра отражения. В результате регистрируемый сигнал состоит из смеси сигнала отражения от образца и собственного свечения образца.

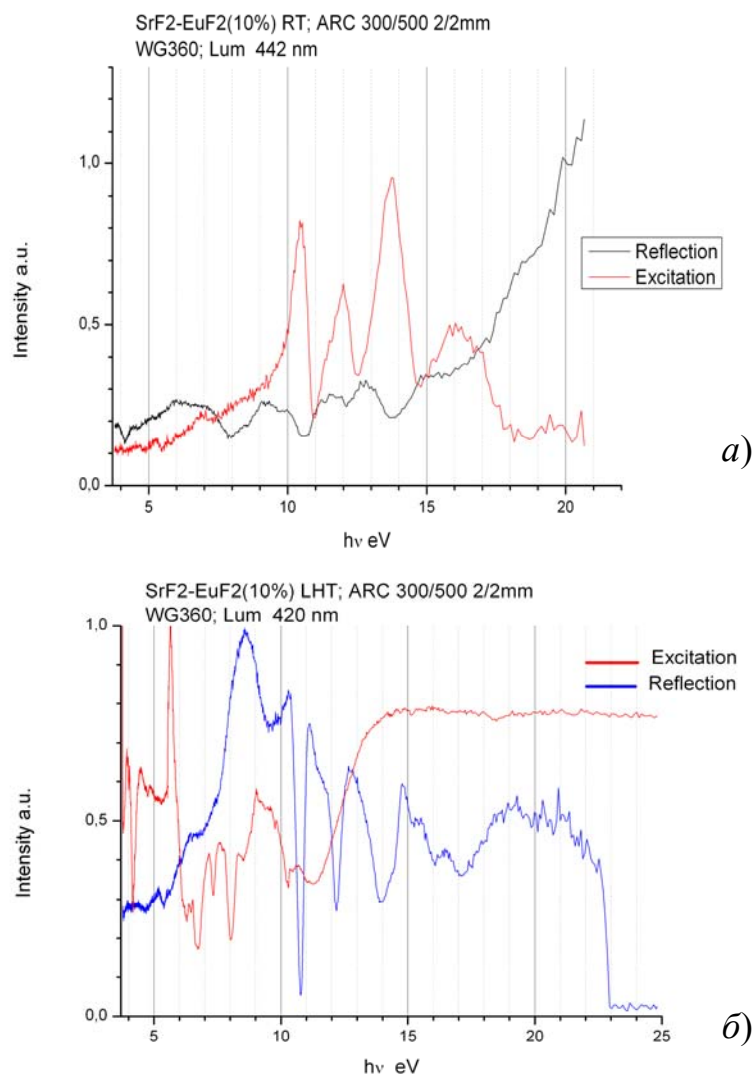


Рис.1 Спектры возбуждения люминесценции и спектры отражения кристалла $\text{Sr}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{F}_2$, полученные при комнатной и низкой температуре соответственно. Длина волны люминесценции: а) 442 нм, б) 420 нм

Из полученных спектров при комнатной температуре видно, что спектр отражения имеет характерный для SrF_2 первый пик (экситонное поглощение при 10.45 эВ). Положение первого минимума при 10.94 эВ определяет ширину запрещенной зоны и отделяет экситонное поглощение от фундаментального. Общий ход спектров возбуждения люминесценции и отражения для энергии фотонов $h\nu \geq 5$ эВ антибатны, что характерно для рекомбинационной люминесценции и находит объяснение в теории приповерхностных потерь [3].

На рис.2 приведены спектры люминесценции кристалла $\text{Sr}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{F}_2$, измеренные в одинаковых условиях при комнатной (RT) и «гелиевой» (LHT) температуре. Спектр люминесценции при RT для наглядности увеличен в два раза. Возбуждение люминесценции осуществлялось фотонами с энергией 13.8 эВ ($\lambda=90$ нм), что соответствует фундаментальному поглощению SrF_2 , имеющим ширину запрещенной зоны около 11 эВ.

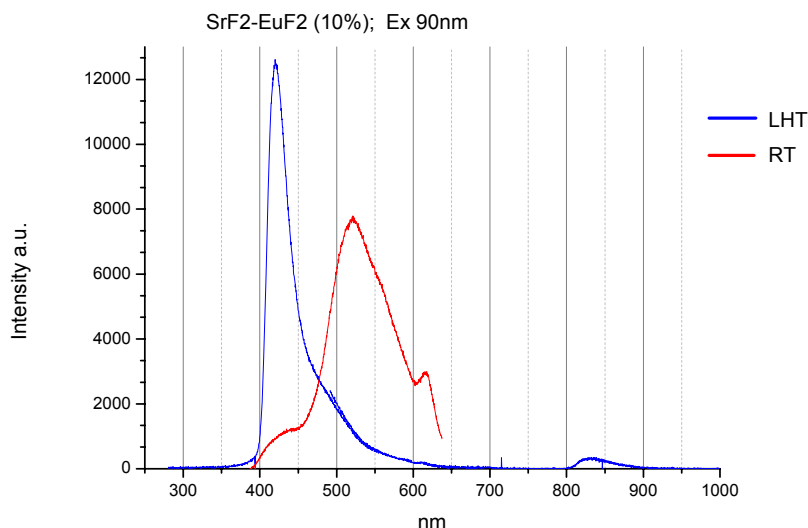


Рис.2. Спектры люминесценции $\text{Sr}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{F}_2$, измеренные при LHT и RT. Энергия фотонов возбуждения люминесценции 13.78 эВ ($\lambda=90$ нм).

В спектре люминесценции $\text{Sr}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{F}_2$ при низкой температуре (рис.2), наблюдается пик 420 нм, и слабо выраженные особенности при 520 нм и 615 нм. Максимум 840 нм является вторым порядком полосы 420 нм. Спектр люминесценции при RT имеет два выраженных максимума при 520 нм и 615 нм. Пик в области 420 нм, наблюдаемый при LHT, проявляется в виде особенности в спектре люминесценции.

Наблюдаемые широкие полосы люминесценции соответствуют разрешенным $5d-4f$ переходам в ионе Eu^{2+} , $5d$ – уровни которого расположены вблизи дна зоны проводимости. Наблюдается значительный вклад «быстрой» люминесценции с временем затухания $\tau \sim 10^{-7}$ сек. Свечения ионов Eu^{3+} не обнаружено.

Список литературы

- [1] Бежанов В.А., Каримов Д.Н., Киркин Р.В., Колобанов В.Н., Михайлин В.В., Чернов С.П. // Поверхность. 2012. № 5. с. 44–47.
- [2] Каримов Д.Н., Комарькова О.Н., Сорокин Н.И., Бежанов В.А., Чернов С.П., Попов П.А., Соболев Б.П. // Кристаллография. 2010. Т.55. №3. С.556–563.
- [3] Васильев А.Н., Михайлин В.В. Введение в спектроскопию диэлектриков. // Москва, 2000.

Подсекция:
РАДИОФИЗИКА,
ФИЗИЧЕСКИЯ ЭЛЕКТРОНИКА
И АКУСТИКА

Сопредседатели
профессор А.Ф.Александров, профессор А.П.Сухоруков,
профессор А.И. Коробов

ВЕРТИКАЛЬНО РАСПРЕДЕЛЕННЫЕ ПРОТЯЖЕННЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ПРИЁМНЫЕ СИСТЕМЫ ПРИ НАЛИЧИИ ПОДВОДНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Вед. науч. сотр. Гордиенко В.А., нач. НИК-2 ВНИИФТРИ Некрасов В.Н.,
нач. лаб. НИК-2 ВНИИФТРИ Краснописцев Н.В.

Известно, что в воде только низкочастотные сигналы в состоянии распространяться без существенного затухания на большие расстояния. Поэтому для решения обратных задач томографии приходится использовать достаточно протяженные антенные решетки. Однако наличие течений и других природных явлений в толще океана приводит к возникновению проблем, связанных с возникновением дополнительных шумов гидродинамического происхождения, вибрации элементов антенны и её пространственную неустойчивость во времени.

В данной работе описываются результаты экспериментов с вертикально распределенными приемными системами длиной 32 и 128 м, в которые для выявления перечисленных явлений были установлены гидрофоны и однокомпонентные акселерометры (рис.1). Вертикальное положение системы обеспечивалось бум с положительной плавучестью (в снаряжённом виде) около 60 кг. Буй представляет собой титановую сферу диаметром 95 см, внутри которой размещались регистрирующая аппаратура, аккумуляторные батареи и вспомогательное оборудование. На крышке сферы была установлена ещё одна пара гидрофон-акселерометр для сравнения с находящимися в антенне. Конструктивно антенны представляли собой кабель-трос диаметром 17 мм, на котором с установленным шагом расположены посадочные места под первичные преобразователи. Гидрофон (или акселерометр) размещался в посадочных местах перпендикулярно оси кабель-троса. Верхним концом антенна крепилась к бую, на нижнем – устанавливался автономный размыкатель, к которому на стальной проволоке длиной 80 м был привязан груз.

Эксперимент проводился в Кандалакшском заливе Белого моря, отличающегося наличием достаточно изменчивых течений [1]. Глубина места в точке постановки составляла 260 м. Длительность записи определялась промежутком времени, в течение которого приливные течения изменялись от максимальных до минимальных значений скорости. Одновременно проводились прямые инструментальные измерения проекций вектора скорости течения на минимально допустимом расстоянии от места установки измерительных гидрофонов с помощью измерителя «Поток-2М» (пример регистрации модуля скорости потока приведен на рис.1,б). Для выявления изменения пространственного положения элементов на одном из этапов работы в антенну был включен комбинированный приемный модуль

(КПМ, рис.1,*а*), регистрирующий наряду с давлением три взаимно ортогональные проекции вектора колебательной скорости. Определялся пеленг на удаленный широкополосный источник сигнала, имеющий фиксированные координаты в пространстве.

Количество влияющих на антенну факторов и параметров самой системы, в принципе, невелико. Эти параметры можно разделить следующим образом: 1) связанные с источником энергии – это поле скоростей потока; 2) связанные с регулятором – диаметр кабель-троса, влияющий на частоту вихреобразования; 3) параметры колебательной системы – сила натяжения, плотность и длина кабель-троса, задающие собственные частоты поперечных колебаний, – опять же длина и диаметр, сказывающиеся на силе сопротивления среды.

На рис. 1,*б* в качестве примера приведены зарегистрированные уровни сигнала на двух гидрофонах (один – на корпусе станции, второй – примерно в середине антенны), а на рис.1,*г* – сравнительные уровни сигналов, зарегистрированные в 1/3-октавных полосах гидрофонами, закрепленными различными способами и в разных местах антенны.

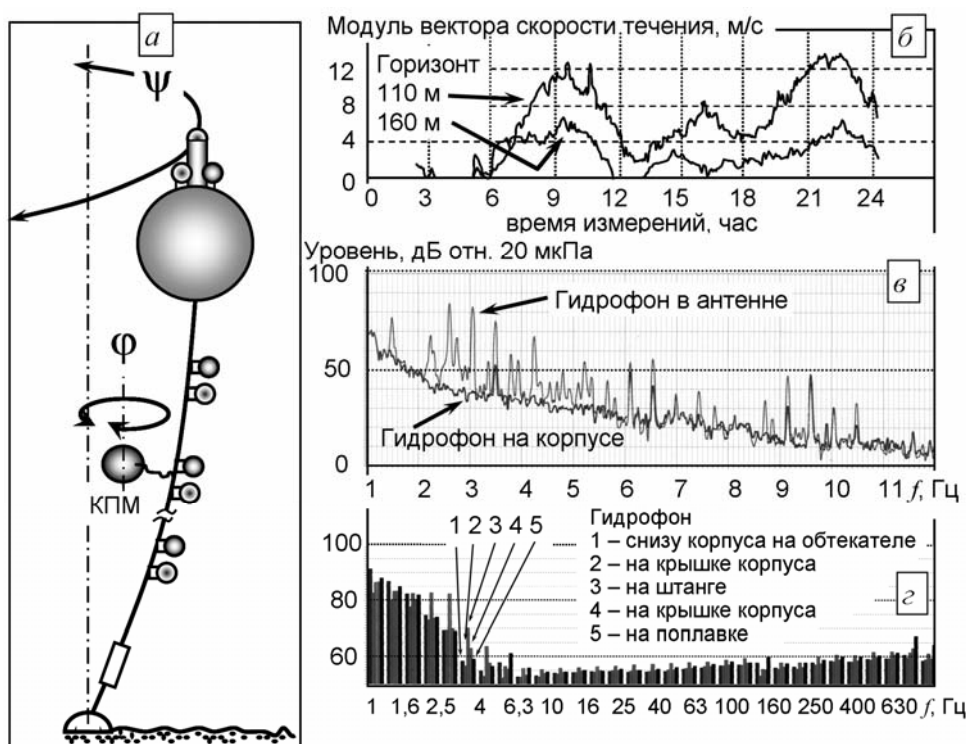


Рис. 1

Для обоих упомянутых выше гидрофонов общий уровень практически одинаков и обусловлен фоновым шумом акватории. Вместе с тем, сигнал гидрофона в антенне регистрирует тональные составляющие, особенно выраженные в период наблюдаемых максимальных скоростей течения, в то время как сигнал с гидрофона на корпусе почти не содержит таких со-

ставляющих. На сонограммах сигналов акселерометров, установленных в антенне, присутствуют те же тональные составляющие, что и в сигналах гидрофонов в антенне. Совпадают как частоты отдельных дискрет, так и характер их временной изменчивости, из чего однозначно следует, что источником псевдозвукового сигнала, регистрируемого гидрофоном антенны, являются поперечные вибрации, возбуждаемые на кабель-тросе.

Из результатов проведенных экспериментов следует:

1) при определённых внешних условиях на гидрофоны вертикально распределённой приёмной системы наводятся псевдозвуковые помехи, в виде присутствия большого числа тональных составляющих в инфразвуковой области спектра;

2) разброс в спектрах сигналов гидрофонов на частотах ниже 8 Гц объясняется наличием псевдозвука, связанного с шумом обтекания гидрофонов водным потоком. Этот шум имеет, как правило, непрерывный спектр, имеющий спад в сторону высоких частот;

3) источником псевдозвукового сигнала являются поперечные колебания кабель-троса, возбуждаемые под воздействием подводных течений;

4) поперечные колебания кабель-троса имеют сложный спектральный состав и временную зависимость и, вероятно, происходят на собственных частотах системы, чем и объясняется их высокая добротность. В некоторые моменты времени они практически исчезают. Частотный состав вибраций сильно зависит от величины воздействия подводных течений. При незначительном воздействии, когда общий уровень вибраций невелик, они происходят на более низких частотах и возбуждается большее количество мод. 5) спектры вибраций обладают высокой стабильностью, что может быть объяснено возбуждением в системе автоколебаний;

6) наибольшее превышение псевдозвукового сигнала, обусловленного вибрациями, передающимися на гидрофон, наблюдается в диапазоне 2-6 Гц и может достигать по уровню 40 дБ (рис.2);

7) спектр вибраций ограничен инфразвуковым диапазоном частот; никаких проявлений псевдозвука, обусловленного вибрациями, на более высоких частотах (в среднем более 10-12 Гц) обнаружено не было.

Пространственная изменчивость положения системы определяется долговременным изменением угла ψ (рис.3, пунктир) и колебаниями на потоке звукоприемников (в нашем случае КПМ – рис.3, угол ϕ). Последние можно существенно уменьшить, снабдив КПМ «рулем» или изменив соответствующим образом геометрию обтекателя.

Таким образом, воздействие подводных течений на ВРПС приводит к временной изменчивости пространственного ее положения относительно вертикали, проходящей через якорную систему. Кроме того, возникают вибрации на элементах системы, особенно на кабель-тросе, передающиеся

на гидрофоны и приводящие к образованию псевдозвукового сигнала, который при определённых условиях может значительно превышать уровень фонового шума акватории. Данные факты существенно снижают эффективность применения ВРПС и ограничивают частотный диапазон измерений снизу.



Рис.2. Сравнение уровней принятого сигнала с расчетным уровнем псевдозвукового сигнала, обусловленного вибрациями гидрофона.

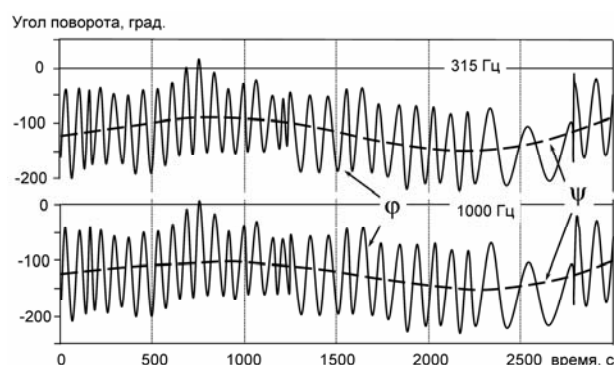


Рис.3.

Анализ экспериментальных данных, полученных с помощью приёмных систем этого типа в различных местах Мирового океана на разных глубинах и при различной гидрологической обстановке, обнаруживает некоторое сходство в характере псевдозвукового сигнала, регистрируемого ВРПС. Последнее свидетельствует о существовании общего механизма образования вибраций и наведения псевдозвука. Определение такого механизма может указать путь к устранению этих нежелательных явлений и расширению частотного диапазона ВРПС в инфразвуковую область.

Литература

1. Лоция Белого моря. – СПб: Изд-во ГУНиО ММО РФ. – 1995.

ФОРМИРОВАНИЕ МНОГОЛУЧЕВОЙ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ В ЦИФРОВЫХ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ФАР

Аспирант Лу Гомин, ст.науч.сотр. Захаров П.Н., доцент Королев А.Ф., профессор Сухоруков А.П.

С помощью численного электромагнитного моделирования изучено влияние геометрической формы элемента и его параметров на ширину по-

лосы частот фазированной антенной решетки (ФАР), проведено сравнение трех методов подавления боковых лепестков, исследованы многолучевые решетки с шириной полосы частот не менее 20% и числом лучей в пространстве до трех.

Для повышения пропускной способности в системах беспроводной передачи информации применяется разнесенный прием и передача (MIMO). В системах MIMO в большинстве случаев используется несколько антенн, либо многоэлементные антенны, для передачи и приема. Многолучевые цифровые фазированные антенные решетки ([1], [2]) – один из многих способов организации MIMO-канала. Выраженное многолучевое распространение радиоволн, характерное для городской, пригородной среды и связи внутри зданий, предоставляет возможность осуществлять передачу энергии по нескольким пространственным траекториям, что может быть использовано для повышения энергетической и спектральной эффективности передачи. Многолучевая диаграмма направленности для широкополосных и сверхширокополосных ФАР может быть сформирована как аналоговыми, так и цифровыми методами. В цифровых многолучевых ФАР [3] сигнал для каждого элемента решетки независимо дискретизируется (как правило, на промежуточной частоте). Цифровая схема формирования диаграммы направленности имеет ряд преимуществ, в т.ч. электронное сканирование, совместимость с современными видами модуляции (OFDM и др.).

Исследования проводились при помощи моделирования в программном пакете CST Microwave Studio, использующем численное решение уравнений Максвелла в интегральной форме [4]. Моделирование осуществлялось для ФАР, выполненных по микрополосковой технологии. Использовались следующие параметры: центральная частота 7ГГц, материал диэлектрика Arlon AD255, $\epsilon=2.55$, $h=2.032$ мм, толщина меди 18 мкм.

Ширина полосы микрополосковой антенны зависит от многих факторов, основными из которых являются геометрическая форма, диэлектрическая проницаемость и толщина диэлектрика, место расположения точки питания. Моделирование показало, что среди исследованных форм наиболее широкую полосу обеспечил элемент в форме квадрата со скруглением, ввиду чего он был выбран в качестве основного элемента для построения решеток. Для подавления боковых лепестков диаграммы направленности (дифракционных максимумов) исследовались следующие способы : а) расположение элементов ФАР на расстояниях, меньших $\lambda/2$; б) неэквидистантное расположение элементов; в) неравномерное (Чебышевское) распределение токов по элементам. На рис.1 представлена полученная диаграмма направленности в трехмерном и двумерном изображении для метода (в), обеспечившего наибольшее подавление боковых лепестков.

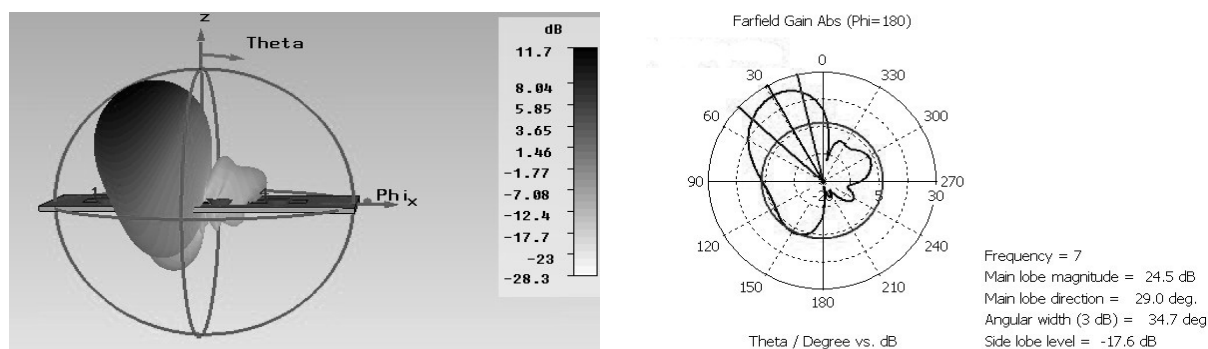


Рис. 1. Диаграмма направленности решетки 4x1 с Чебышевским распределением токов по элементам в трехмерном и двумерном изображениях

Были построены модели многолучевых решеток 4x1, 4x4, 6x6. Для получения нескольких лучей каждый элемент возбуждался суперпозицией сигналов. Каждому из лучей в данной суперпозиции соответствовал отдельный сигнал. Распределение амплитуд и сдвигов фаз сигналов, соответствующих отдельному лучу, по элементам ФАР было таковым, чтобы обеспечить формирование луча в заданном направлении с минимальным уровнем боковых лепестков. На рис.2 представлена полученная диаграмма направленности решетки 4x4 при излучении 3-х лучей в логарифмическом и линейном масштабах. Частота при моделировании составляла 7 ГГц.

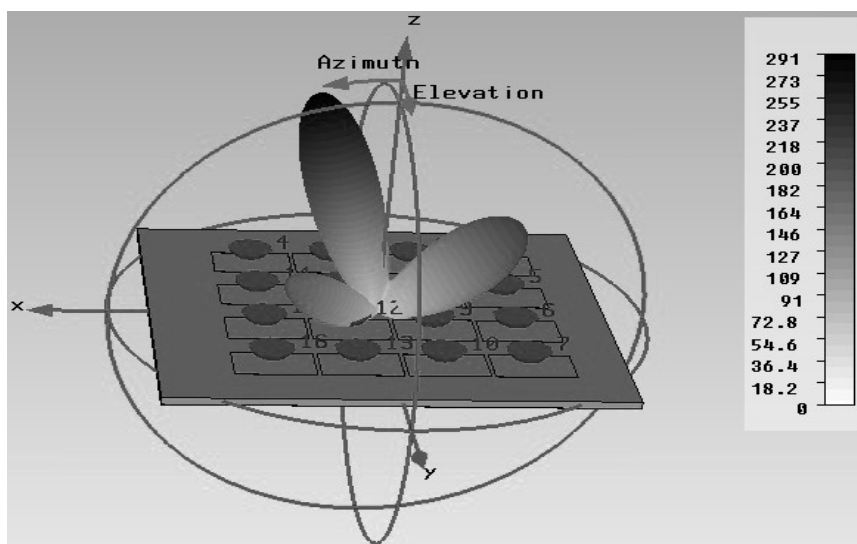


Рис. 2. Диаграмма направленности решетки 4x4 при излучении 3-х лучей в линейном масштабах

Наиболее широкую относительную полосу частот (22%) при КСВН = -5дБ среди исследованных форм микрополосковых элементов обеспечил элемент в форме квадрата со скруглением. В качестве метода подавления боковых лепестков наилучший результат (~18 дБ) обеспечило Чебышев-

ское распределение токов по элементам; неэквидистантное распределение широкополосных элементов решеток 4×1 и 6×1 не давало существенного преимущества в подавлении боковых лепестков. Показана возможность независимого излучения (приема) нескольких лучей в широкополосной цифровой ФАР при малом уровне боковых лепестков; для излучения сигнала в нескольких направлениях каждый элемент ФАР возбуждался суперпозицией сигналов.

Литература

1. Michael A. Jensen, Jon W. Wallace. "A Review of Antennas and Propagation for MIMO Wireless Communications," IEEE Transactions on antennas and propagation, vol. 52, pp. 2810 – 2812, №11. November, 2004.
2. Andreas F. Molisch, Moe Z. Win. Mimo systems with antenna selection, IEEE microwave magazine, pp. 47 – 48, march 2004.
3. К. А. Гениатулин, В. И. Носов. Планирование систем спутниковой связи с зональным обслуживанием// Вестник СибГУТИ. 2009. №4. С. 11 – 19.
4. P.N. Zakharov, R.A. Dudov, E.V. Mikhailov, A.F. Korolev, A.P. Sukhorukov, "Finite Integration Technique Capabilities for Indoor Propagation Prediction," 2009 Loughborough Antennas & Propagation Conference (LAPC), pp. 369 – 372, 2009, Loughborough, UK

РАДИАЛЬНАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В ИНДУКТИВНОМ ВЧ РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Вед.науч.сотр. *Кралькина Е.А.*, аспирантка *Неклюдова П.А.*,
ст.науч.сотр. *Павлов В.Б.*

Несмотря на длительную историю изучения, индуктивный ВЧ разряд низкого давления продолжает находиться в центре внимания многих исследователей [1], что связано с широким использованием разряда в промышленности. Одним из наиболее интересных с физической точки зрения режимов существования индуктивного ВЧ разряда является режим, при котором длина свободного пробега электронов λ , а тем более длина релаксации электронов по энергиям $\lambda_e = \lambda(M/m)^{1/2}$, превосходят как толщину скин-слоя δ , где локализуются ВЧ поля, нагревающие плазму, так и геометрические размеры источника плазмы L . В этом случае электроны нагреваются ВЧ полями в пределах скин-слоя, а растрачивают энергию в столкновениях с тяжелыми частицами во всем объеме источника плазмы. Это обычно является основанием для предположения о постоянстве энергетического распределения электронов в объеме плазмы. Кроме того, предполагается, что в основном объеме плазмы направленная скорость

электронов существенно меньше тепловой. Последнее предположение может оказаться неверным в области скин-слоя. Так же, как в приэлектродных слоях емкостного ВЧ разряда [2], в индуктивном ВЧ разряде в скин-слое может формироваться направленное движение электронов под действием ВЧ полей, индуцированных током, текущим по антенне. Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению радиальной зависимости параметров плазмы индуктивного ВЧ разряда низкого давления. Экспериментальные данные сопоставлены с результатами численного моделирования индуктивного ВЧ разряда PIC методом.

Индуктивный ВЧ разряд зажигался в цилиндрическом кварцевом источнике плазмы диаметром 46 см и высотой 30 см. Нижний металлических фланец источника плазмы содержал технологические отверстия для откачки источника плазмы, напуска рабочего газа и монтажа зондов Ленгмюра. Разряд поддерживался с помощью спиральной антенны, расположенной на боковой поверхности источника плазмы. Концы антенны через систему согласования подсоединялись к ВЧ генератору. В работе использовались ВЧ генераторы с рабочей частотой 2 и 4 МГц. Мощность генераторов плавно изменялась в диапазоне 0 – 500 Вт.

Исследование внутренних параметров плазмы производилось с помощью зондовой и спектральной методик.

Для измерения энергетического распределения электронов, эффективной температуры электронов и концентрации электронов использовались зонды Ленгмюра, которые представляли собой остеклованные вольфрамовые проволоки диаметром 0,3 мм с длиной рабочей поверхности 7 мм. Один из зондов располагался на оси источника, другой – на расстоянии 4 см от стенки камеры. Расстояние между рабочей поверхностью зондов и нижним фланцем составляло 15 см.

При проведении зондовых измерений использовалась стандартная электрическая схема. Для подавления ВЧ составляющих зондового тока, искажающих измеряемую кривую, был использован режекторный фильтр. Результаты измерений поступали на АЦП, подключенный к компьютеру.

Измерение интенсивности плазмы производилось с помощью комплекта спектральной аппаратура на базе монохроматора МДР-41 «ОКБ СПЕКТР». Излучение плазмы с помощью световода направлялось на входную щель монохроматора, на выходе которого был установлен ФЭУ-100. Сигнал ФЭУ регистрировался с помощью платы АЦП. Сканирование спектра проводилось в диапазоне 4000 – 6000 Å.

Для измерения радиального распределения интенсивности свечения плазмы на верхнем фланце ГРК вдоль радиуса размещалась линейка с отверстиями. Пространственное разрешение составляло величину порядка 3 см.

Измерения проводились в гелии в интервале давлений 0.1-3 мТор.

Зондовые измерения, выполненные при давлении гелия 2.2 мТор, показали, что энергетические распределения электронов в центре и на периферии разряда содержат группу быстрых электронов с энергией 10-20 эВ. Число медленных электронов в центральных областях разряда существенно выше, чем вблизи стенок источника плазмы. Спектральные измерения показали, что отношение интенсивности свечения спектральных линий HeI 5016 Å и 4713 Å у стенок источника плазмы выше, чем в центральных частях разряда. Выбор спектральных линий HeI 5016 Å и 4713 Å определился тем, что они обладают сильно различающимся ходом оптических функций возбуждения, и их отношение чувствительно к изменению энергетического распределения электронов в области больших энергий. Повышение отношения интенсивностей линий при удалении от центра свидетельствует о наличии в области скин-слоя электронов с более высокой энергией. Сравнение экспериментальных величин отношения спектральных линий HeI 5016 Å и 4713 Å с калибровочными значениями, рассчитанными в предположении о наличии максвелловского распределения электронов по энергиям в плазме, показало сильное расхождение экспериментальных и расчетных значений. В связи с этим было сделано предположение о наличии, как минимум, еще одной быстрой группы электронов с энергией, превышающей 20 эВ. Для проверки сделанного предположения была рассчитана дополнительная градуировочная кривая в предположении, что энергетическое распределение электронов в области энергий более 20 эВ представляет собой пучок монокинетических электронов. Оказалось, что согласие между экспериментальными и расчетными данными может быть достигнуто в предположении, что в разряде помимо медленных электронов, электронов с энергией 10-20 эВ существует ещё одна группа быстрых электронов с энергиями 60-80 эВ. Наличие групп быстрых электронов в индуктивном ВЧ разряде может быть объяснено ускорением электронов ВЧ азимутальными электрическими полями, генерируемыми в скин-слое, а неоднородность радиального распределения отношения интенсивности свечения двух линий – наличием направленного движения электронов вблизи стенок источника плазмы.

Для проверки сделанного предположения о характере движения электронов было выполнено математическое моделирование индуктивного ВЧ разряда низкого давления в аргоне PIC методом с помощью программы KARAT [3].

В данной работе использовалась двумерная осесимметричная версия, в которой учитываются все компоненты скорости частиц. Счетная область – цилиндр длиной 10 см и радиусом 5 см. Область, занятая плазмой, имеет длину 6 см и радиус 3.5 см. Плазма ограничена диэлектрическими стенками толщиной 0.5 см. На внешней боковой поверхности цилиндра располагались три витка с током, осциллирующим с частотой 13.56 МГц.

Математическое моделирование показало, что при низких давлениях вблизи стенок источника плазмы формируется направленное азимутальное движение электронов. Дважды за период электроны изменяют направление своего движения. Величина кинетической энергии электронов, рассчитанной с учетом как направленной, так и хаотической составляющих скорости, превосходит значения средней энергии электронов, рассчитанной по изотропной части энергетического распределения электронов.

Литература

1. Godyak V.A., Demidov V.I. Probe measurements of electron-energy distributions in plasmas: what can we measure and how can we achieve reliable results? Appl. Phys. 44, 2011.
2. Савинов В.П. Граничные эффекты емкостного высокочастотного разряда. Диссертация на соискание ученой степени д. ф.-м. н. Москва, 2001.
3. Тараканов В.П. Теоретический и численный анализ нелинейных задач физики плазмы посредством кода КАРАТ. Диссертация на соискание ученой степени д. ф.-м. н. Москва, 2011.

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА РАМЗАУЭРА НА ЧАСТОТУ УПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ В ПЛАЗМЕ ИНДУКТИВНОГО РАЗРЯДА В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

Вед. науч.сотр. *Кралькина Е.А.*, аспирантка *Неклюдова П.А.*,
ст. науч.сотр. *Павлов В.Б.*

В последние годы наметился устойчивый тренд к ужесточению требований к энергетической эффективности промышленных устройств, в частности к энергетической эффективности ВЧ индуктивных источников плазмы. Очевидно, что фундаментальной базой работы по оптимизации энерговклада в плазму индуктивного ВЧ разряда является детальное исследование механизмов и закономерностей поглощения ВЧ мощности плазмой. В работах [1] показано, что при давлениях, превышающих 1 мТор, определяющий вклад в поглощение мощности плазмой индуктивного ВЧ разряда вносит столкновительный механизм. При этом одним из основных факторов, определяющих эффективность поглощения ВЧ мощности, является частота упругих столкновений электронов с тяжелыми частицами. Настоящая работа посвящена изучению зависимости частоты столкновений электронов с атомами инертных газов от давления в плазме индуктивного ВЧ разряда.

Для оценки частоты столкновений проводились измерения концентрации, средней энергии и энергетического распределения электронов. Полученные экспериментальные данные затем были использованы для расчетов частоты столкновения по формуле (1):

$$\nu = n_a \int f_M(\epsilon) \sigma(\epsilon) \sqrt{\epsilon} d\epsilon \quad (1)$$

усреднением эффективных сечений упругих столкновений по измеренному энергетическому распределению электронов. Значения соответствующих сечений упругих столкновений были взяты из работ [2,3].

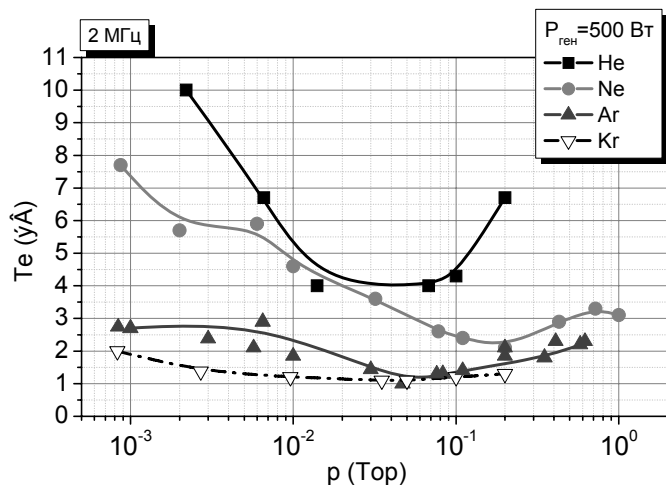
Индуктивный ВЧ разряд зажигался в цилиндрическом кварцевом источнике плазмы диаметром 46см и высотой 30см. Концы спиральной антенны, расположенной на боковой поверхности источника плазмы, через систему согласования подсоединялись к ВЧ генератору. В работе использовался ВЧ генератор с рабочей частотой 2МГц. Мощность генератора плавно изменялась в диапазоне 0 – 500Вт. Зондовые измерения проводились на расстоянии 4см от стенок источника плазмы вблизи скин-слоя.

Измерения проводились в гелии, неоне, аргоне и криптоне в диапазоне давлений $1 \cdot 10^{-3} - 1$ Тор.

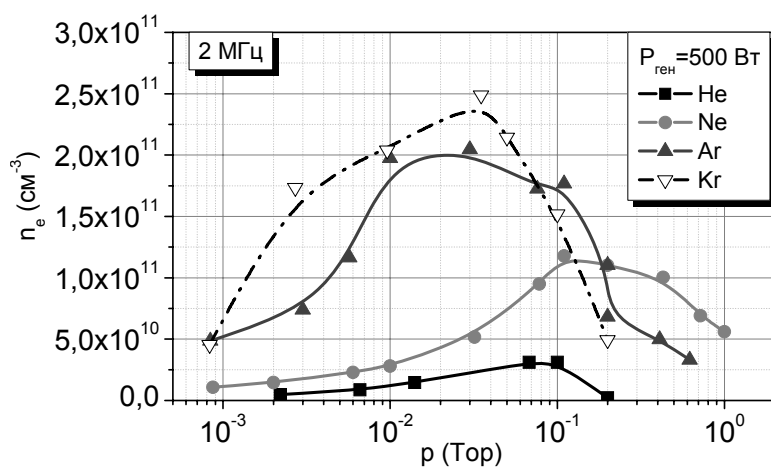
На рисунках 1 (а, б) показаны зависимости эффективной температуры $T_e(p)$ и концентрации $n_e(p)$ электронов от давления для всех рассмотренных инертных газов. Можно видеть, что зависимости $n_e(p)$ и $T_e(p)$ немонотонны. Максимум концентрации электронов в разряде в гелии достигается при давлении 0.1 Тор, с ростом атомного номера газа положение максимума смещается в область меньших давлений.

Абсолютные значения концентрации максимальны в аргоне и криптоне, наименьшие значения $n_e(p)$ характерны для гелия. Эффективная температура электронов с ростом давления инертных газов проходит через минимум. Наименьшие значения T_e характерны для криптона - наибольшие для гелия. Обращает на себя внимание, что при давлениях более 0.1Тор эффективная температура электронов возрастает. Это может быть связано с усилением роли емкостной составляющей разряда.

На рис.2 представлены частоты упругих столкновений, полученные на основании данных об эффективной температуре электронов T_e . Как видно, при давлениях, превышающих 0.01Тор частоты упругих столкновений в тяжелых инертных газах ниже, чем в гелии, несмотря на то, что максимальные значения частоты упругих столкновений выше в тяжелых инертных газах.



(a)



(б)

Рис 1. Зависимости температуры $T_e(p)$ (а) и концентрации $n_e(p)$ (б) электронов от давления для всех рассмотренных инертных газов (гелия, неона, аргона, криптона).

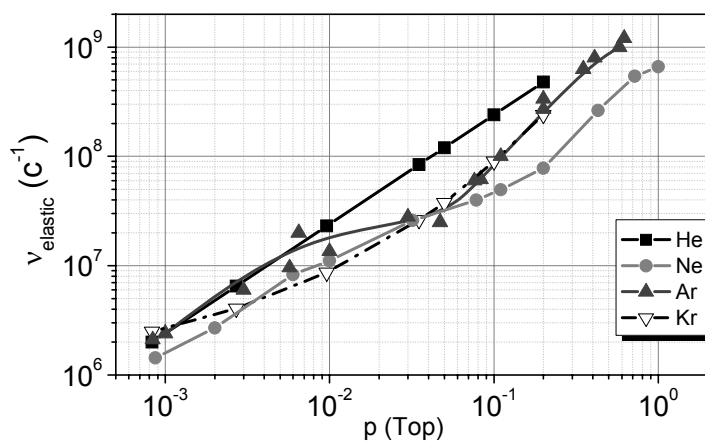


Рис 2. Зависимость частоты упругих столкновений от давления инертных газов.

Для объяснения полученной закономерности заметим, что минимальная эффективная температура электронов T_e в криптоне достигает значения около 1эВ. В области минимума температуры энергия основной массы электронов находится в области Рамзауэровского минимума сечений упругих столкновений. Это приводит к понижению частоты упругих столкновений тяжелых инертных газов по сравнению с гелием. Таким образом, эффект Рамзауэра является причиной понижения частот упругих столкновений в тяжелых инертных газах в области давлений 0.01-0.2Тор.

Литература

1. Кралькина Е.А. Индуктивный высокочастотный разряд низкого давления и возможности оптимизации источников плазмы на его основе. УФН, том 178, №5, с.519-540, 2008.
2. Райзер Ю.П. Физика газового разряда М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1978
3. Смирнов Б.М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомиздат, 1968

НЕЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ

Вед. науч. сотр. *Арсеньян Т.И.*, студентка *Бабанина М.И.*,
доцент *Сухарева Н.А.*, профессор *Сухоруков А.П.*

Стохастические свойства каналов передачи данных традиционно принято описывать в квазистационарном приближении, игнорируя возможные вариации статистических распределений за интервал времени передачи отдельной сигнальной группы или зондирующей последовательности. Подобные приближения допустимы для задач локации или зондирования и становятся недостаточными при разработке помехоустойчивых алгоритмов управления сеансами передачи данных, длительность которых варьируется от нескольких секунд до фактически не прерываемого соединения. Традиционные методы частотного анализа не способны разрешить низкочастотную компоненту, таким образом спектр оказывается ограниченным снизу. Более того, классические методы подходят лишь для описания стационарных процессов, тогда как на практике он является кусочно-стационарным. Анализ нестационарных сигналов со сложной фазо-частотной структурой актуален для задач распространения в неоднородных и нелинейных средах, многомодовых режимов, регистрации сигналов в присутствии мультипликативных шумов.

Предложен метод анализа пространственно-временной структуры поля пучка, распространяющегося в турбулентной среде на основанный на анализе уравнения движения для квазираспределения Вигнера в фазовом пространстве [1-3]. Пространственно-частотное квазираспределение зададим следующим образом:

$$W(\vec{r}, \vec{k}, t) = \frac{1}{2\pi} \int u^*(\vec{r} - \frac{\vec{\tau}}{2}, t) u(\vec{r} + \frac{\vec{\tau}}{2}, t) e^{-i\vec{\tau}\vec{k}} d\vec{\tau} \quad (1)$$

здесь $u(\vec{r}, t)$ - анализируемая волна или пучок.

Связь квазираспределения с пространственным спектром определяется так:

$$W(\vec{r}, \vec{k}, t) = \frac{1}{2\pi} \int S^*(\vec{k} + \frac{\vec{\theta}}{2}, t) S(\vec{k} - \frac{\vec{\theta}}{2}, t) e^{-i\vec{\theta}\vec{r}} d\vec{\theta} \quad (2)$$

Показано, что для квазираспределения Вигнера распространяющегося пучка справедливо следующее уравнение эволюции:

$$W(\vec{r}, \vec{k}, t) = \frac{1}{2\pi} \iint W(\vec{r}, \vec{k}, 0) e^{-i\vec{\theta}(\vec{r} - \vec{r}')} e^{i(\omega^*(\vec{k} + \frac{\vec{\theta}}{2}) - \omega(\vec{k} - \frac{\vec{\theta}}{2}))t} d\vec{\theta} d\vec{r}' \quad (3)$$

где $\omega(\vec{k})$ – собственные значения в рассматриваемых режимах распространения пучка, определяемые из дополнительных физических условий.

Использование фазового пространства особенно информативно для описания нестационарных стохастических процессов, порождаемых либо свойствами среды распространения, либо нелинейными взаимодействиями пучка со средой. В упрощённой задаче регистрации в заданной точке пространства определим квазираспределение для нестационарного случайного процесса как среднее по ансамблю:

$$\bar{W}(t, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int E \left[z^* \left(t - \frac{1}{2} \tau \right) z \left(t + \frac{1}{2} \tau \right) \right] e^{-i\tau\omega} d\tau \quad (4)$$

здесь $z(t)$ регистрируемая случайная функция.

Квазираспределение (4) можно преобразовать, используя определение автокорреляционной функции случайного процесса:

$$R(t_1, t_2) = E[z(t_1) z^*(t_2)]$$

$$\bar{W}_z(t, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int R(t + \tau/2, t - \tau/2) e^{-i\tau\omega} d\tau \quad (5)$$

Представленный аппарат был использован для анализа экспериментальных выборок, полученных в различных условиях распространения излучения по приземной трассе. Располагая серией последовательных записей вариаций амплитуды сигнала, можно составить представление о состоянии среды и характере происходящих в них процессов. Так, при наблюдении дрейфа скорости ветра, было выявлено, что в тех случаях, когда условия на трассе были близки к стационарным, радиусы временной корреляции для последовательных или проведенных в сходных условиях записей различаются незначительно. В тех же случаях, когда скорость ветра меняется в процессе проведения записи или ее

направление и значение различны в разных точках трассы, флуктуации амплитуды поля перестают быть стационарными, а значения временных радиусов корреляции, соответствующие последовательным регистрациям, разнятся, причем это различие существенно выходит за рамки погрешностей эксперимента и может быть объяснено лишь нестационарностью среды во время эксперимента [4-6].

Ниже представлены характерные карты для двух различных типов трасс — радиолокационной трассы и открытого оптического канала передачи данных. Для радиолокационной трассы длиной 40 км. исследовались флуктуации интенсивности сигнала с длиной волны 3 см. Передатчик и приемник размещались на высоте 25 м над Землей. Сигнал, в разных условиях отражался от углового отражателя приподнятого над Землей на 4 м, длина ребра отражателя 1,25 м. Прием осуществлялся на три пространственно разнесенные антенны, что давало возможность оценить влияние горизонтальных и вертикальных компонент скоростей переноса.

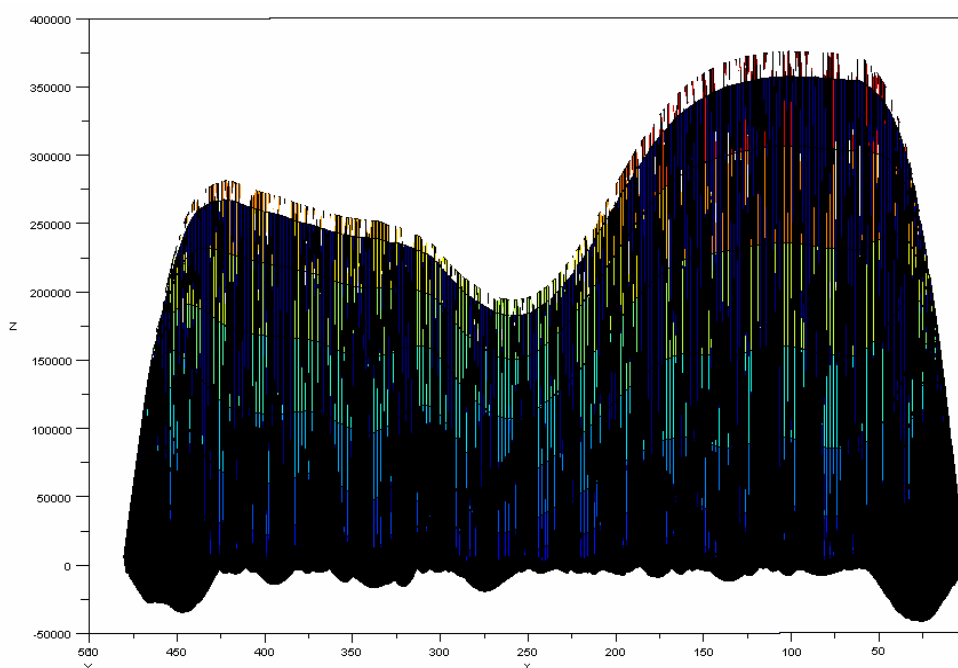


Рис.1. Радиолокационная трасса. Длина волны излучения — 3см, длина трассы — 40км, удаление от поверхности Земли — не более 25м.

Открытый оптический канал расположен над поверхностью со сложным рельефом и проходил над промышленным районом г. Москвы. Протяженность трассы - 4,9 км, высота пункта передачи 25 м, превышение пункта передачи над пунктом приема 86 м., длина волны зондирующего излучения 630 нм. Наибольшее удаление трассы от Земли не превышает 100 м, таким образом, она целиком расположена в приземном слое атмосферы. В период наблюдения район расположения трассы заполнял арктический континентальный воздух обширного антициклона, установилась

типичная погода холодного периода года с низкими температурами воздуха и безоблачным небом, скорость ветра - 1-2м/с. Температура у поверхности Земли постепенно понижалась, что привело к появлению обширной температурной инверсии.

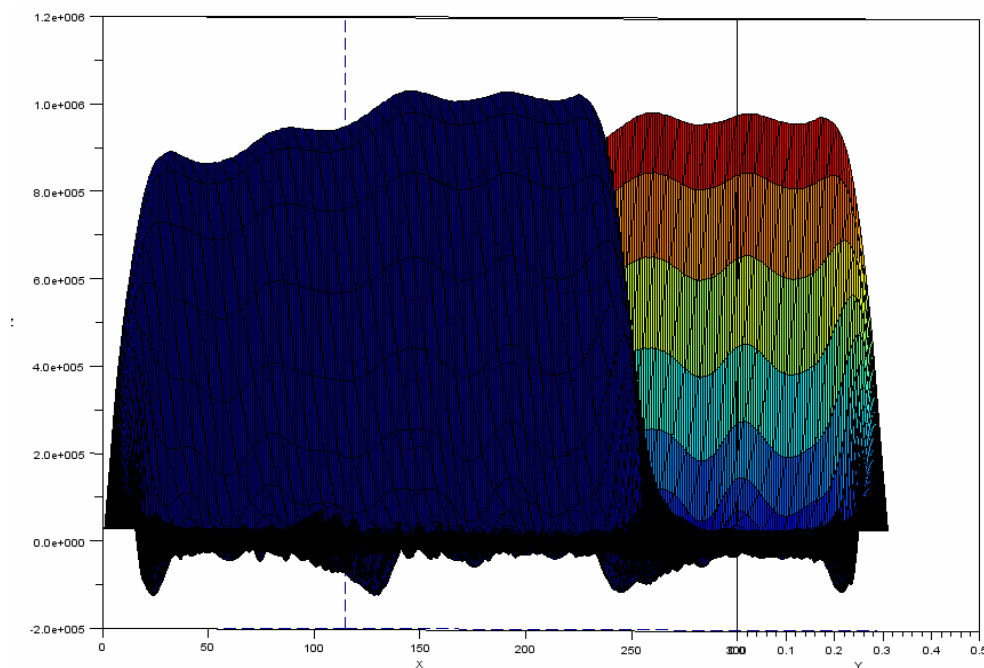


Рис.2. Локационная оптическая трасса. Длина волны – 630нм, протяжённость – 280м, удаление от поверхности – не более 25м

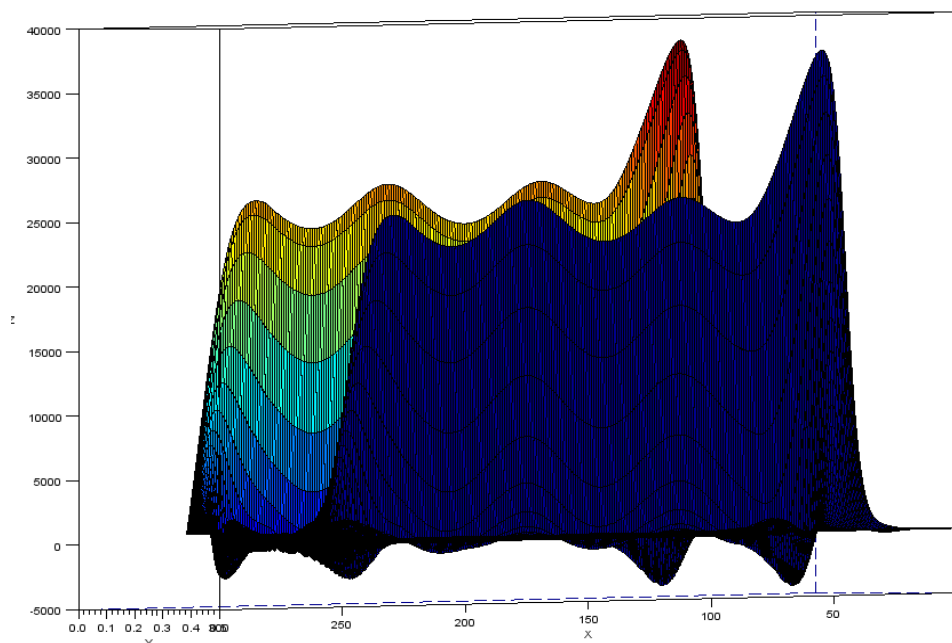


Рис.3. Обработка временного ряда одной из координат аттрактора Лоренца.

Интересно сравнение представленных карт с аналогичной картой, получаемой при моделировании движения Лоренца (рис.3).

Не вдаваясь в обсуждение «тонкой» структуры карт, отметим две характеристики, наглядно представленные на рис.1 - рис.3 — зависимость автокорреляционной функции от времени (соответствует профилю вблизи нулевой частоты) и динамической временной когерентности анализируемого сигнала (определяется относительной глубиной «погружения» псевдораспределения в область отрицательных значений).

Анализ пространственно-волновых квазираспределений выполнялся для спекл-структур, регистрируемых после прохождения пучком искусственно созданной турбулентной среды с управляемыми физическими параметрами — градиентом температуры, неоднородностью скорости воздушных масс, размерами пространственных неоднородностей. Результаты обработки подтверждают высокую точность восстановления динамики нестационарных стохастических процессов в среде распространения на основе эволюционного уравнения для квазираспределения Вигнера.

Литература

1. Leon Cohen Time Frequency Analysis: Theory and Applications Prentice Hall; 1994.
2. L. Cohen Pulse Propagation in Dispersive Media, IEEE SSAP 2000, pp. 485-489, 2000.
3. В.П. Шляйх “Квантовая оптика в фазовом пространстве” М.: Физматлит, 2005, ISBN 5-9221-0540-X
4. Арсеньян Т. И. Распространение электромагнитных волн в тропосфере. Томск: ТУСУР, 2006
5. Туманова А. В. Классификация основных свойств открытого оптического атмосферного канала и его влияние на распространение лазерного излучения // Научная сессия ГУАП: Сб. докл. Ч. 2 . Технические науки / СПб.: СПбГУАП, 2007. с. 217-218
6. Семенов А. А., Арсеньян Т. И. Флуктуации электромагнитных волн на приземных трассах, М.: Наука, 1978г.

ЯВЛЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ АМПЛИТУДОЙ ОТ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР С ПОТЕРЯМИ

Профессор *Козарь А.В.*, аспирант *Трофимов А.В.*

Проведенные в последние годы как первые [1], [2], так и последующие [3, 5], исследования явления нестационарного отражения электромагнитных импульсных сигналов от многослойных структур показали, что изучение этого явления представляет не только фундаментальный интерес. Данное явление может быть эффективно использовано для решения целого

ряда прикладных задач: диагностики и управления импульсными процессами как в оптике, так и в радиофизике (получение сверхкоротких импульсов; спектральное сжатие импульсов, падающих на многослойную структуру; восстановление амплитудно-частотных и временных характеристик импульсных сигналов). Все это обуславливает интерес и необходимость дальнейшего изучения этого явления, а также возможности и условий его практической реализации.

Наиболее контрастно это явление наблюдается в структурах неотражающего типа (фильтры, просветляющие интерференционные покрытия, интерференционные поглотители и т.д.), поскольку в этом случае наблюдаемый отраженный сигнал, обусловлен только этим явлением.

Анализ публикаций по данной тематике показывает что, проведенный до настоящего времени исследование этого явления носили аналитический или численный характер и, кроме того, в них не учитывалось наличие, возможных при практической реализации, потерь в слоях структуры.

В настоящей работе впервые проведено экспериментальное, аналитическое и численное исследование явления нестационарного отражения электромагнитного импульса от реальной неотражающей структуры с потерями. В качестве объекта исследования был выбран простейший и относительно легко реализуемый на практике, неотражающей в стационарном режиме в отсутствии потерь, слой диэлектрика полуволновой оптической толщины, помещенный между двумя идентичными по волновым характеристикам средами.

В работе, для анализа распространения электромагнитной волны через слоистую структуру с потерями, был использован метод импедансных характеристик [6,7].

Пусть полуволновый слой с потерями помещен в пустой волновод, в котором возбуждена основная мода H_{10} , и имеющий импеданс Z_0 . Воспользуемся моделью "диэлектрика с потерями". В этом случае среда будет характеризоваться комплексной относительной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, где ε' и ε'' - действительная и мнимая части комплексной относительной диэлектрической проницаемости среды. Считая потери малыми, введем малую величину $\xi_i = \frac{\varepsilon''}{\Lambda} \ll 1$, тогда после несложных преобразований для входного импеданса и постоянной распространения, с точностью до величин первого порядка малости, получим следующие выражения для коэффициента отражения $r \approx \frac{\pi\varepsilon''}{\sqrt{\Lambda}} \frac{(1 - Z_0^2 \Lambda)}{4Z_0 \Lambda}$, здесь адмитанс слоя Λ .

Метод импедансных характеристик позволяет получить зависимость коэффициента отражения от частоты $r(\omega)$, а для получения огибающей от-

раженного сигнала, зависящей от времени, использовалось обратное Фурье преобразование.

Аналитически было продемонстрировано, что при отражении амплитудно-модулированного сигнала от полуволнового слоя с потерями всегда существует момент времени, когда амплитуда отраженного сигнала стремится к нулю, а его фаза изменяться на π . Получено экспериментальное подтверждение численного и аналитического расчетов (рис. 1).

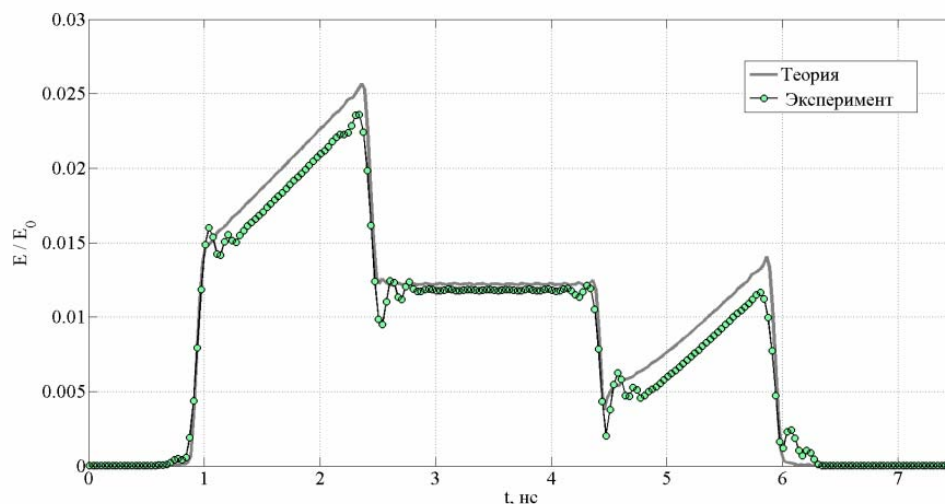


Рис. 1 Отражение трапецидального импульса от полуволнового слоя

Аналитически, численно и экспериментальные исследования показали, что огибающая отраженного амплитудно-модулированного сигнала существенно изменяет свой вид при наличии даже малых потерь в не отражающей структуре. Причем, амплитудный коэффициент отражения линейно зависит от величины потерь, в то время, как формирование фазовой картины интерферирующих волн происходит в этом случае так же, как и в отсутствии потерь.

Следует так же отметить эффективность метода временной фильтрации для увеличения точности экспериментальных исследований, применение которого позволяет получить не только качественное, но и хорошее количественное соответствие численных и экспериментальных результатов.

Список литературы

[1] A.V. Kozar.// Formation of short optical pulses due to the nonstationary reflection of electromagnetic waves from multilayer structures. International conference "IQEC/LAT". Moscow, Russian, 2002, p.471.

[2] А.В. Козарь П.Н. Горохов, Ю.А. Бобровников // Явление нестационарного отражения электромагнитных волн с изменяющейся амплитудой от слоистых структур// Изв. академии. наук. Физ. 2002. {66.} №.12. С. 1823.

[3] Ю.А. Бобровников, П.Н. Горохов, А.В. Козарь //Преобразование импульсов с помощью тонкослойных интерференционных структур Квант. элек-ка. 2003. {3.} №.11. С. 1019.

[4] А.В. Козарь, В.А. Макаров, А.П. Сухоруков //Нелинейные волновые явления в слоистых структурах, средах с пространственно-временной дисперсией и их приложение в фотонике. Научная конференция "Ломоносовские чтения " секция физики, подсекция оптики и лазерной физики, ч. 1, Москва , МГУ, 2006.

[5] A.V. Kozar.// Optical Properties of Spatially-Inhomogeneous Thin Films German-Russian Lasersymposium 2008 (GRLS), Saturday 12 April until 18 April 2008 in Luebeck, Rostock and Hamburg

[6] Л.М. Бреховских //Волны в слоистых средах. Москва. Наука., 1973.

[7] А.В. Козарь В.С. Колесников Ю.А. Пирогов //О применении метода импедансных характеристик для анализа распространения волн в многослойных структурах с поглощением . Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1978. 19 №.1. С.76.

БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ИНВАРИАНТЫ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО Z-ПИНЧА

Ст. науч. сотр. *Юсупалиев У.*

Введение

Цилиндрический Z-пинч относится к импульсным сильноточным электрическим разрядам (ИСЭР) в газах низкого давления (диапазон варьирования давления рабочего газа $p_0=6,65\div 3990$ Па) [1-16]. Анализ показывает, что исследование таких разрядов будет более эффективным, если известны их **безразмерные инварианты**. Знание таких инвариантов весьма полезно при дальнейшем исследовании и анализе большого числа опытных данных и позволяет свести воедино данные различных исследователей, а иногда – установить ранее не известные закономерности исследуемых явлений. Такие данные значительно облегчают решение прикладных задач вследствие того, что они существенно сокращают количество переменных и указывают общие закономерности явлений, способствуя тем самым созданию более совершенных теоретических моделей. Так, нам в работах [17,18] с помощью безразмерных инвариантов ИСЭР в **плотных** газах дифференциальные уравнения **в частных производных** удалось **свести** к **обыкновенным** дифференциальным уравнениям, аналитические решения которых согласуются с опытными данным различных исследователей.

Несмотря на давнюю историю исследования такого разряда, его безразмерные инварианты до сих пор не установлены. В результате чего до настоящего времени не удалось определить радиус плазменного шнура R_z ,

его максимальную скорость сжатия $V_{Z\max}$ и максимальную температуру $T_{\max}$ в зависимости от начальных характеристик Z-пинча и рабочего газа (p_0 , плотности ρ_0 , температуры T_0 , показателя адиабаты γ_0 , потенциала ионизации атома I). Цель данной работы как раз и состоит в установлении таких инвариантов Z-пинча, позволяющих определить указанные основные величины такого разряда.

Стадия максимального сжатия цилиндрического Z-пинча

Для решения ряда прикладных задач особый интерес представляет именно эта стадия сжатия Z-пинча как импульсного источника излучения короткой длительности в видимом и ближнем УФ диапазонах спектра. Закономерности сжатия плазменного шнура на этой стадии изучены недостаточно подробно, а именно, роль *силы инерции* при максимальном его сжатии.

Для изучения закономерностей динамики сжатия и расширения Z-пинча выберем цилиндрическую систему координат (r, φ, z) , ось Oz которой совпадает с осью симметрии разряда (разрядной камеры), а начало координат оси Oz – с одним из электродов. Тогда координата другого электрода равна $z=l_0$. Для цилиндрически симметричного Z-пинча его характеристики не зависят от координаты φ , плазменный шнур однороден по длине и движение плазмы считается одномерным (по координате r).

На рис.1 представлены синхронизированные с разрядным током непрерывные по времени развертки излучающих областей цилиндрического Z-пинча в режиме однократного его сжатия. Из этих данных определим значения ускорения сжимающейся плазмы шнура Z-пинча за время $\Delta t_{comp} = t_{comp} - t_{V\max}$ и его давления в момент максимального сжатия t_{comp} (где $t_{V\max}$ – момент достижения максимальной скорости плазменного слоя $V_{Z\max}$). Длительность стадии максимального сжатия плазменного шнура Δt_{comp} составляет $\sim 0,4$ мкс, и за это время скорость сжатия шнура V_Z снижается от $V_Z(t_{V\max}) = V_{Z\max} \approx 9,8 \cdot 10^3$ м/с до нуля ($V_Z(t_{comp}) = 0$). На стадии максимального сжатия плазменного шнура происходит быстрое торможение ускоренной плазмы вследствие повышения её температуры и плотности несмотря на действие сжимающих шнур электродинамических сил $F_M(t) = -p_M(t)2\pi R_Z(t) = -\frac{B^2(t)}{2\mu_0}2\pi R_Z(t) = -\frac{\mu_0 I_0 J^2(t)}{4\pi R_Z(t)}$, направленных к оси разряда. Это торможение проявляется как эффект действия инерционных сил

$$F_{inertial}(t) = -\frac{d}{dt} \left[\eta_Z \rho_0 \pi [R_0^2 - R_Z^2(t)] \frac{dR_Z(t)}{dt} \right]$$

дополнительно к действию электродинамических сил $F_M(t)$, усиливающих сжатие плазмы (p_M и $B(t)$ – магнитное давление и индукция магнитного поля разрядного тока $J(t)$, μ_0 – магнитная постоянная, R_0 – радиус разрядной камеры длиной l_0 , η_Z – доля захваченной магнитным «поршнем» массы плазмы шнура при его сжатии). Вследствие быстрого повышения давления в этом шнуре увеличивается сила $F_p(t) = p(t)l_0 2\pi R_Z(t)$, препятствующая сжатию шнура. В результате действия суммы сил ($-F_M(t) - F_{inertial}(t) + F_p(t)$) плазма шнура на стадии максимального его сжатия ($V_Z(t_{comp})=0$) приобретает положительное среднее ускорение за время Δt_{comp} $\frac{d^2 R_Z(t)}{dt^2} = \frac{V_Z(t_{comp}) - V_Z(t_{Vmax})}{\Delta t_{comp}} = \frac{0 - (-V_{Zmax})}{\Delta t_{comp}} \approx 2,45 \cdot 10^{10} \text{ м/с}^2$. При известных значениях этого ускорения, тока $J(t_{comp})$ и минимального радиуса шнура $R_Z(t_{comp}) = R_{min} \approx 1,9 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ из уравнения движения плазменного шнура цилиндрического Z-пинча [9] для момента времени t_{comp} определим величины инерции

$$|F_{inertial}(t_{comp})| \equiv \frac{d}{dt} \left[\eta_Z \rho_0 \pi [R_0^2 - R_Z^2(t)] \frac{dR_Z(t)}{dt} \right] = \eta_Z \rho_0 \pi [R_0^2 - R_Z^2(t)] \frac{d^2 R_Z(t)}{dt^2}$$

и электродинамических сил $F_M(t_{comp})$ на единицу длины разряда, а также величину давления плазмы $p(t_{comp})$, так как при t_{comp} $V_Z(t_{comp})=0$, (где $\eta_Z \rho_0 \pi [R_0^2 - R_Z^2(t)]$ – погонная масса плазмы, захваченной магнитным «поршнем»). Здесь нами учтена доля захваченной магнитным «поршнем» массы плазмы $\eta_Z \approx 0,6$ [19].

В таблице 1 для стадии максимального сжатия шнура приведены величины сил $F_{inertial}(t_{comp})$, $F_M(t_{comp})$, магнитного давления разрядного тока p_M и давления плазмы $p(t_{comp})$. Из данных этой таблицы следует, что в момент максимального сжатия шнура (при $t_{comp} \approx 5,9 \text{ мкс}$) величина электродинамических сил $F_M(t_{comp})$ примерно в $\sim 6,2$ раз меньше величины силы инерции $F_{inertial}(t_{comp})$, т.е. к концу этой стадии сжатие плазмы происходит под действием электродинамических сил $F_M(t_{comp})$ и силы инерции $F_{inertial}(t_{comp})$, так как ускорение тормозящей плазмы положительно ($d^2 R_Z(t)/dt^2 > 0$). Такие значения силы $F_{inertial}(t_{comp})$ должны привести к существенному повышению давления плазмы p в шнуре.

Соотношение между давлением магнитного поля p_M и давлением шнура p в момент его максимального сжатия. На последней стадии максимального сжатия сила инерции движущейся к центру разряда плазмы и её давление будут оказывать существенное влияние на динамику его

сжатия. За счет силы инерции давление плазмы в шнуре к концу стадии его максимального сжатия (при $t_{comp} \approx 5,9$ мкс) за время $\Delta t_{comp} \approx 0,3$ мкс резко повышается в **~11 раз**

Таблица 1. Опытные данные режима разряда, соответствующего рис.1.

Время сжатия плазменного шнура t , мкс	$J(t)$, кА	$R_Z(t)$, см	V_Z , 10^3 м/с	$F_{inertial}(t_{comp})$, 10^5 кг/с ²	$F_M(t_{comp})$, 10^4 кг/с ²	p , 10^5 Па	p_M , 10^5 Па
Момент начала максимального сжатия 5,6	108	2,3	9,8	0	----	3,1	0,35
Момент макси- мального сжатия 5,9	100	1,9	0	3,24	5,2	34,0	0,44

по сравнению с давлением плазмы $p_{SW}(t_{Vmax}) = \frac{\gamma_{eff} + 1}{2} \rho_0 V_{Zmax}^2 \approx 3,1 \cdot 10^5$ Па в начале стадии максимального сжатия шнура ($p_{SW}(t_{Vmax})$ – давление плазмы за фронтом УВ при $t_{Vmax} \approx 5,6$ мкс). В момент максимального сжатия разряда максимальное давление плазмы в шнуре $p(t_{comp})$ почти на 2 порядка больше магнитного давления p_M (точнее $p(t_{comp})/p_M = 77$ раз) и на 4 порядка больше давления рабочего газа ($p(t_{comp})/p_0 = 2,56 \cdot 10^4$). Естественно, это должно привести к расширению плазменного шнура, что и **наблюдается на опыте** (рис.1 при $t > t_{comp} = 5,9$ мкс).

В связи с этим заметим, что условие $p_M \ll p$ выполняется для ИСЭР **в плотных газах** с самого начала развития таких разрядов, и поэтому такие импульсные разряды являются расширяющимися [17-19].

Таким образом, для оценки роли давления плазменного шнура на стадии его максимального сжатия необходимо определить соотношение, связывающее давление $p(t)$ с радиусом шнура $R_Z(t)$, что будет сделано в следующем параграфе на основе безразмерных инвариантов цилиндрического Z-пинча.

Безразмерные инварианты цилиндрического Z-пинча

Согласно Арцимовичу Л.А. [68], основной недостаток уравнения Леонто-вича – Осовца для цилиндрического симметричного Z-пинча

$$\frac{d}{dt} \left[m(t) \frac{dR_Z(t)}{dt} \right] = - \frac{\mu_0 J^2(t)}{8\pi^2 R_Z(t)} l_0 2\pi + p(t) l_0 2\pi R_Z(t) \quad (1)$$

состоит в предположении, что давление плазменного шнура при его сжатии изменяется по адиабатическому закону [9]:

$$p(t) = p_{in} (R_z(t) / R_0)^{-\frac{10}{3}}, \quad (2)$$

где $m(t) = \rho_0 l_0 \pi [R_0^2 - R_z^2(t)]$ – масса плазмы, захваченной магнитным поршнем, p_{in} – начальное давление сжимающейся плазмы, R_0 – радиус разрядной камеры.

Из опытных данных рис.1 следует, что на стадии максимального сжатия плазменного шнура (в течение 5,5÷7,0 мкс) энергия его излучения E_R сильно увеличивается. Причем, согласно опытным данным нашей работы и работы [1], эта энергия **на начальной стадии** сжатия плазменного слоя мала по сравнению с энергией магнитного поля разряда W_M , работой электродинамических сил $A_{эд}$ и тепловой энергией плазмы E_{heat} [20,21]). В то время как **на стадии его максимального сжатия** величина E_R сравнима с энергиями E_{heat} , $A_{эд}$ и составляет 30÷35 % от вводимой в разряд энергии Q [16].

Другими словами, на стадии максимального сжатия шнура энергия теряется в виде излучения и, следовательно, адиабатический закон (2) нарушается. Из этого опытного факта следует, что зависимость $p(R_z)$ необходимо определять с учетом этого нарушения (потерь на излучение) и силы инерции.

Для корректного определения зависимости $p(R_z)$ используем безразмерные инварианты уравнений, описывающих динамику сжатия шнура. Такие инварианты получим из системы магнитогидродинамических уравнений, предложенной для описания динамики сжатия Z-пинча в работе [7]. Будем считать, что плазменный слой/шнур имеет цилиндрическую симметрию и однороден по длине. В этом случае из компонент полей и плотности тока отличны от нуля: индукция магнитного поля разрядного тока B_ϕ , напряженность электрического поля E_z и плотность разрядного тока j_z . Тогда система магнитогидродинамических уравнений для Z-пинча имеет следующий вид [7]:

$$\text{уравнение непрерывности} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial (rv)}{r \partial r} = 0; \quad (3)$$

$$\text{уравнение движения} \quad \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} - j_z B_\phi; \quad (4)$$

$$\text{уравнение баланса энергии} \quad \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{\gamma_{eff} - 1} + \frac{\rho v^2}{2} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[rv \left(\frac{\gamma_{eff} p}{\gamma_{eff} - 1} + \frac{\rho v^2}{2} \right) \right] = j_z E_z; \quad (5)$$

$$\text{уравнения Максвелла} \quad \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\partial B_\phi}{\partial t}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial (r B_\phi)}{r \partial r} = j_z \quad (7)$$

$$\text{обобщенный закон Ома} \quad j_z = \sigma(E_z + vB_\phi), \quad (8)$$

$$\text{уравнение состояния} \quad p = (1 + \alpha_e) \frac{\rho}{m_a} kT = \rho c_s^2, \quad (9)$$

где ρ , T , v , α_e и σ – плотность, температура, гидродинамическая скорость, степень ионизации и удельная электропроводимость плазмы, m_a – масса атома рабочего газа, c_s – скорость изотермического звука в плазме. В уравнениях Максвелла токами смещения пренебрегалось.

Оценки показывают, что при давлении рабочего газа Z -пинча $p_0 \geq 66,5$ Па температуры электронов T_e и ионов T_i в плазменном *слое/шнуре* ($T_e = T_i \geq 11600$ К) успевают выравняться за время 10^{-8} с, а равновесная ионизация установиться за 10^{-7} с, тогда как характерное время процесса сжатия превышает 10^{-6} с. Это же утверждение подтверждено нами экспериментально в работах [20,21]. При этом учтен тот факт, что давление в плазменном слое/шнуре распределено однородно, так как оно выравнивается за время $\sim \leq 10^{-6}$ с.

Согласно опытным данным работы [16], радиальные распределения плотности $j_z(r)$ и индукции магнитного поля $B_\phi(r)$ разрядного тока, а также напряженности электрического поля $E_z(r)$ имеют изменяемые во времени максимальные значения $j_{z\max}$, $E_{z\max}$, $B_{\phi\max}$ и представляют собой зависимые интегральные величины Z -пинча, которые можно представить в виде:

$$j_z(t, r) = j_{z\max}(t) \cdot j_z(\xi), \quad E_z(t, r) = E_{z\max}(t) E_z(\xi), \quad B_\phi(t, r) = B_{\phi\max}(t) \cdot B_\phi(\xi), \quad \text{где } \xi = \frac{r}{R_z(t)}.$$

Исходя из вышеприведенных условий, решение этой системы уравнений (3) – (9) будем искать в виде:

$$T(t, \xi) = \Pi(t)\tau(\xi), \quad \rho(t, \xi) = M(t)g(\xi), \quad v(t, \xi) = \frac{\partial R_z(t)}{\partial t} u(\xi). \quad (10)$$

Подставив (10) в систему (3) – (9) и приведя её к безразмерному виду, получим следующую систему уравнений:

$$\frac{g'(\xi)}{g(\xi)} [u(\xi) - \xi] + u'(\xi) + \frac{u(\xi)}{\xi} + \frac{\dot{M}(t)R_z(t)}{M(t)\dot{R}_z(t)} = 0, \quad (11)$$

$$\left(\frac{\dot{R}_z(t)}{c_s(t)} \right)^2 u(\xi) g(\xi) \left[\frac{R_z(t)\ddot{R}_z(t)}{\left(\dot{R}_z(t) \right)^2} + [u(\xi) - \xi] \frac{u'(\xi)}{u(\xi)} \right] = - \frac{\partial}{\partial \xi} [\tau(\xi) g(\xi)] -$$

$$-\frac{j_{z\max}(t) B_{\varphi\max}(t) R_Z(t) \left(\frac{\dot{R}_Z(t)}{c_s(t)} \right)^2 \left[\frac{j_z(\xi) B_{\varphi}(\xi)}{u(\xi) g(\xi)} \right]}{M(t) \left(\dot{R}_Z(t) \right)^2} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\dot{p}(t) R_Z(t)}{(\gamma_{\text{eff}} - 1) M(t) \left[\dot{R}_Z(t) \right]^3} + \left[g(\xi) u^2(\xi) \right] \left\{ \frac{R_Z(t) \ddot{R}_Z(t)}{\left[\dot{R}_Z(t) \right]^2} + \left(\frac{1}{2} \right) \frac{\dot{M}(t) R_Z(t)}{M(t) \dot{R}_Z(t)} - \frac{u'(\xi)}{u(\xi)} - \frac{g'(\xi)}{2g(\xi)} \right\} + \\ & + \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ \xi \cdot u(\xi) \frac{\gamma_{\text{eff}} p(t)}{(\gamma_{\text{eff}} - 1) M(t) \left[\dot{R}_Z(t) \right]^2} + \frac{1}{2} \left[g(\xi) u^2(\xi) \right] \right\} = \frac{j_{z\max}(t) E_{Z\max}(t) R_Z(t)}{M(t) \left[\dot{R}_Z(t) \right]^3} j_z(\xi) E_Z(\xi), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\frac{E_r'(\xi)}{B_{\varphi}(\xi)} = \frac{\dot{B}_{\varphi\max}(t) R_Z(t)}{E_{r\max}(t)}, \quad (14) \quad \frac{\left[B_{\varphi}'(\xi) + \frac{B_{\varphi}(\xi)}{\xi} \right]}{j_z(\xi)} = \frac{j_{z\max}(t) R(t)}{B_{\varphi\max}(t)}, \quad (15)$$

$$\left[\frac{j_{z\max}(t)}{\sigma_{\max}(t) E_{r\max}(t)} \right] = \frac{\sigma(\xi) E_r(\xi)}{j_z(\xi)} + \frac{u(\xi) \sigma(\xi) B_{\varphi\max}(\xi)}{j_z(\xi)} \left[\frac{R_Z(t) B_{\varphi\max}(t)}{E_{r\max}(t)} \right], \quad (16)$$

где штрих означает дифференцирование по координате ξ , а точка – по времени t . Для определения безразмерных инвариантов Z-пинча нет необходимости формулировки граничных и начальных условий к этой системе уравнений.

Но можно заметить, что в ней появились безразмерные комплексы, каждый из которых зависит только от времени t или координаты ξ . Теперь можно ожидать возможности разделения переменных в дифференциальных уравнениях в частных производных. Действительно, в уравнениях (11), (14) и (15) переменные разделяются:

$$\pi_{z1} = \frac{\dot{M}(t) R_Z(t)}{M(t) \dot{R}_Z(t)} = C_1 \quad \frac{g'(\xi)}{g(\xi)} [u(\xi) - \xi] + u'(\xi) + \frac{u(\xi)}{\xi} = C_1. \quad (17)$$

$$\frac{E_r'(\xi)}{B_{\varphi}(\xi)} = C_2 \quad \frac{\dot{B}_{\varphi\max}(t) R_Z(t)}{E_{r\max}(t)} = C_2 \quad (18)$$

$$\frac{j_{z\max}(t) R(t)}{B_{\varphi\max}(t)} = C_3 \quad \frac{1}{j_z(\xi)} \left[B_{\varphi}'(\xi) + \frac{B_{\varphi}(\xi)}{\xi} \right] = C_3 \quad (19)$$

где C_1 , C_2 и C_3 – константы разделения. Однако в дифференциальных уравнениях в частных производных (12), (13) и (16) такого простого разделения переменных не происходит. Тем не менее, изучив их структуру, заметим, что они содержат ряд безразмерных комплексов, которые мы выпишем отдельно:

$$\begin{aligned}
\pi_{Z2} &= \frac{R_Z(t) \ddot{R}_Z(t)}{\left(\dot{R}_Z(t)\right)^2}; & \pi_{Z3} &= \left(\frac{\dot{R}_Z(t)}{c_s(t)}\right)^2; & \pi_{Z4} &= \frac{j_{z\max}(t) B_{\phi\max}(t) R_Z(t)}{M(t) \left(\dot{R}_Z(t)\right)^2} \left(\frac{\dot{R}_Z(t)}{c_s(t)}\right)^2; \\
\pi_{Z5} &= \frac{\dot{p}(t) R_Z(t)}{(\gamma_{\text{eff}} - 1) M(t) \left[\dot{R}_Z(t)\right]^3}; & \pi_{Z6} &= \frac{\gamma_{\text{eff}} p(t)}{(\gamma_{\text{eff}} - 1) M(t) \left[\dot{R}_Z(t)\right]^2}; \\
\pi_{Z7} &= \frac{j_{z\max}(t) E_{Z\max}(t) R_Z(t)}{M(t) \left[\dot{R}_Z(t)\right]^3}; \\
\pi_{Z8} &= \frac{j_{Z\max}(t)}{\sigma_{\max}(t) E_{r\max}(t)}; & \pi_{Z9} &= \frac{R_Z(t) B_{\phi\max}(t)}{E_{r\max}(t)}.
\end{aligned}$$

Видно, что эти комплексы зависят только от времени и их **показатели подобия** относительно преобразования сжатия/растяжения координаты и времени

$$r' = s r, \quad t' = s t, \quad (s - \text{коэффициент сжатия/растяжения}) \quad (20)$$

равны нулю ($\alpha[\pi_{Z2}] = \alpha[\pi_{Z3}] = \dots = \alpha[\pi_{Z9}] = 0$). Согласно теории подобия и размерности [22], если показатели подобия $\alpha[G_i]$ физических величин $G_i(r, t)$ (либо их комплекса) равны нулю, то величины $G_i(r, t)$ (либо их комплексы) являются **инвариантами** относительно преобразования (20). Показатели подобия физических величин определяются из требования инвариантности уравнений, описывающих рассматриваемое явление, относительно преобразования (20). Значения показателей подобия физических величин для электрических разрядов приведены в работах [17, 22]. Следовательно, безразмерные комплексы $\pi_{Z2}, \pi_{Z3}, \dots, \pi_{Z9}$ представляют собой инварианты цилиндрического Z-пинча:

$$\pi_{Z2} = C_{Z2}, \quad \pi_{Z3} = C_{Z3}, \quad \pi_{Z4} = C_{Z4}, \quad \pi_{Z5} = C_{Z5}, \quad \pi_{Z6} = C_{Z6}, \quad \pi_{Z7} = C_{Z7}, \quad \pi_{Z8} = C_{Z8}, \quad \pi_{Z9} = C_{Z9}, \quad (21)$$

где $C_{Z2}, C_{Z3}, C_{Z4}, C_{Z5}, C_{Z6}, C_{Z7}, C_{Z8}$ и C_{Z9} – константы. Значит, что эти инварианты представляют собой обыкновенные дифференциальные уравнения.

С учётом констант $C_1 - C_3$ и $C_{Z2} - C_{Z9}$ уравнения (11) – (16) становятся зависимыми только от одной переменной ξ , и они являются обыкновенными дифференциальными уравнениями, а их решения представляют собой пространственные распределения основных характеристик Z-пинча.

Таким образом, путем установления **безразмерных инвариантов** $\pi_{Z2} - \pi_{Z9}$ нам удалось свести дифференциальные уравнения **в частных производных** (11) – (16) к **обыкновенным** дифференциальным уравнениям, что должно существенно облегчить решение задачи.

Зависимость давления плазменного шнура от его радиуса

Для определения искомой зависимости $p(R_Z)$ на стадии сжатия плазменного шнура используем инварианты π_{Z5} и π_{Z6} . Из их отношения получим следующее уравнение:

$$\frac{\dot{p}(t)R_Z(t)}{p(t)\dot{R}_Z(t)} = \frac{\gamma_{\text{eff}}C_{Z5}}{C_{Z6}} = C \quad (22)$$

с начальными условиями $R_Z(0)=R_{Zin}$, $p(0)=p_{in}$. Решением этого уравнения, удовлетворяющим начальным условиям, является следующая функция:

$$p(t) = p_{in} \left(\frac{R_Z(t)}{R_{Zin}} \right)^C. \quad (23)$$

Здесь давление p_{in} равно давлению плазмы за фронтом УВ p_{sw} . Значение неизвестной константы C может быть определено из опытных данных. Такая обработка их для Z-пинча в аргоне при $p_0 = 26,6 \div 1330$ Па и зарядном напряжении $U_0 = 15 \div 35$ кВ показала, что $C \approx - (3,8 \div 4,1)$.

Зависимость (23) более сильная, чем адиабатический закон сжатия плазменного шнура. Кроме того, давление p_{in} определяется соотношением [23].

$$p_{in} = p_{sw} = \frac{\gamma_0 + 1}{2} \rho_0 V_Z^2 - \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} p_0,$$

т.е. скоростью сжатия плазменного слоя, а не произвольно, как в работе [9].

Теперь имеется возможность сравнения значения максимального давления плазменного шнура (в момент максимального сжатия t_{comp1}), рассчитанного по формуле (23), с опытными данными. Такие опытные данные имеются уже в табл. 1 для режима разряда: $U_0 = 20$ кВ, давление аргона $p_0 = 133$ Па, $J_0 \approx 108$ кА, $F \approx 3,75 \cdot 10^{10}$ А/с). Из неё следует, что в момент начала стадии максимального сжатия шнура $t_1 \approx 5,6$ мкс $p_{in} \approx 3,1 \cdot 10^5$ Па, а при $t_{comp1} \approx 5,9$ мкс – $p(t_{comp1}) \approx 34 \cdot 10^5$ Па. Для этого режима разряда $R_Z(t_1) = R_{Zin} \approx 7,5$ мм, а минимальный радиус плазменного шнура в момент t_{comp1} $(R_Z)_{\max1} \approx 4$ мм. Используя эти данные, из формулы (23) получим $p(t_{comp1}) = 38 \cdot 10^5$ Па, что практически совпадает с экспериментальным значением $34 \cdot 10^5$ Па.

Следовательно, формулу (23) можно использовать для дальнейшего исследования закономерностей Z-пинча.

Режимы сжатия Z-пинча и модифицированное уравнение Леонтовича–Осовца

В условиях нашего эксперимента удалось реализовать режимы однократного (рис.1) и двукратного сжатия плазменного шнура Z-пинча в аргоне. Из опытных данных следует, что режимы сжатия такого разряда ха-

рактируются следующими величинами: моменты (длительности) t_{comp1} (Δt_{comp1}) первого и второго t_{comp2} (Δt_{comp2}) максимальных сжатий плазменного шнура; минимальные радиусы плазменного шнура $(R_Z)_{min1}$ и $(R_Z)_{min2}$ при $t=t_{comp1}$ и $t=t_{comp2}$ соответственно. Эти величины на опыте легко определяются. В таблице 2 приведены значения величин t_{comp1} , Δt_{comp1} , t_{comp2} , Δt_{comp2} , $(R_Z)_{max1}$ и $(R_Z)_{max2}$, измеренные на опыте для различных режимов Z-пинча в аргоне.

Таблица 2.

		Режим однократного сжатия Z-пинча в аргоне при давлении $p_0=133$ Па			Режим двукратного сжатия Z-пинча $J_0=108$ кА, $p_0=26,6$ Па
		$J_0=108$ кА ($F=4,3 \cdot 10^{10}$ А/с)	$J_0=220$ кА ($F=7,7 \cdot 10^{10}$ А/с)	$J_0=320$ кА ($F=1,1 \cdot 10^{11}$ А/с)	
t_{comp1} , мкс	измеренное	5,9÷6,3	4,0	3,1	4,0
	расчетное	6,3	3,9	3,2	3,8
Δt_{comp1} , мкс	измеренное	0,4	0,25	1,0	0,6
	расчетное	0,3	0,2	0,8	0,55
$(R_Z)_{max1}$, мм	измеренное	4,0	2,5	1,8	1,8
	расчетное	5,0	2,0	1,6	1,5
t_{comp2} , мкс	измеренное				8,0
	расчетное				8,2
Δt_{comp2} , мкс	измеренное				1,0
	расчетное				0,9
$(R_Z)_{max2}$, мм	измеренное				3,5

Для количественного описания указанных режимов сжатия цилиндрического Z-пинча в аргоне используем уравнение Леонтовича–Осовца (1) и соотношение между давлением плазменного шнура и его радиусом (23). При этом при сжатии плазменного слоя учтем долю захваченной магнитным поршнем массы плазмы η_Z . Тогда модифицированное уравнение движения для плазменного шнура примет следующий вид:

$$\frac{d}{dt} \left\{ \eta_Z \rho_0 [R_0^2 - R_z^2(t)] \frac{dR_z(t)}{dt} \right\} = - \frac{\mu_0 J^2(t)}{4\pi^2 R_z(t)} + 2p_{in} \frac{[R_{zin}]^C}{[R_z(t)]^{C-1}}. \quad (24)$$

При заданных разрядном токе $J(t) = J_0 \sin[\omega t]$ и величинах η_Z , R_{zin} , p_{in} уравнение (24) становится нелинейным дифференциальным уравнением от одной

переменной $R_Z(t)$. Будем решать это уравнение численно.

Отрыв плазменной оболочки от стенки разрядной камеры происходит, когда правая часть уравнения (24) станет больше нуля, т.е. после окончания формирования оболочки при t_1 . Поэтому $J(t) = J_0 \sin[\omega(t + t_1)]$.

Тогда, полагая $x = R_Z/R_0$, $u = t/F_1$, $\omega_1 = F_1 \cdot \omega$, $\tau = t_1/F_1$ (где $F_1 = \frac{2\pi R_0^2}{J_0} \sqrt{\frac{\rho_0}{\mu_0}}$), уравнение (24) приведем к следующему безразмерному виду:

$$\frac{d}{du} \left[[1-x^2] \frac{dx}{du} \right] = - \frac{\sin^2[\omega_1(u + \tau)]}{x} + \left(\frac{8\pi^2 p_{in} R_{Zin}^{C_1}}{\mu_0 J_0^2 R_0^{C_1-2}} \right) \frac{1}{x^{C_1-1}} \quad (25)$$

с начальными условиями $x(0)=1$, $dx(0)/du=0$.

Время τ определяется из этого же уравнения при $u=0$:

$$\tau = \frac{\arcsin \left(\sqrt{\frac{8\pi^2 p_{in} R_{Zin}^{C_1}}{\mu_0 J_0^2 R_0^{C_1-2}}} \right)}{\omega_1}.$$

Уравнение (25) решалось численно для давления рабочего газа аргона $p_0=133$ Па ($\rho_0=2,3 \cdot 10^{-3}$ кг/м³) в разрядной камере (радиусом $R_0=4,5$ см, длиной $l_0=30$ см) при $\eta_Z=0,6$, $R_{Zin}=0,015$ м, $p_{in}=5 \cdot 10^5$ Па, $t_1=1,2$ мкс, $\omega=3,5 \cdot 10^5$ с⁻¹ для следующих амплитуд разрядного тока: $J_0=108$, 220 и 320 кА. Результаты решения этого уравнения представлены на **рис.2**. Видно, что с ростом величины J_0 (начальной скоростью нарастания тока F) характерное время первого сжатия плазменного шнура Z -пинча t_{comp1} и длительность максимального сжатия сокращаются, что наблюдается и на опыте.

Уравнение (25) численно решалось также и для давления аргона при **$p_0=26,6$ Па** ($\rho_0=4,6 \cdot 10^{-4}$ кг/м³) для $J_0=108$ кА при тех же значениях величин R_{01} , l_{01} , η_Z , t_1 и ω . При этих же значениях величин p_0 и J_0 из **опытных данных** следует, что $(R_Z)_{\max 1} \approx 0,01$ м, $p_{in} \approx 10^5$ Па. Результаты этого решения приведены на **рис.3**. Из приведенных расчетных данных удастся определить следующие величины: t_{comp1} , Δt_{comp1} , t_{comp2} , Δt_{comp2} , $(R_Z)_{\max 1}$ и $(R_Z)_{\max 2}$. Расчетные их значения также приведены в таблице 2. Откуда видно, что теоретически найденные значения указанных величин в пределах ошибки измерения удовлетворительно согласуются с опытными данными.

Таким образом, модифицированное нами уравнение Леонтовича–Осовца (25), учитывая закон изменения разрядного тока в общем виде $J(t)=J_0 \sin[\omega(t + t_1)]$, долю захваченной магнитным поршнем массы плазмы η_Z и соотношение (23) между давлением p и радиусом шнура $R_Z(t)$, полученное на основе инвариантов π_{Z5} и π_{Z6} , позволило определить закон изменения во времени радиуса шнура $R_Z(t)$ на стадии его сжатия (однократного и двукратного) и расширения. Более того, из закона $R_Z(t)$ были опре-

делены основные величины (t_{comp1} , Δt_{comp1} , t_{comp2} , Δt_{comp2} , $(R_Z)_{\max 1}$ и $(R_Z)_{\max 2}$), характеризующие режимы сжатия Z-пинча и значения которых согласуются с опытными данными.

Безразмерный инвариант ударных волн в цилиндрическом Z-пинче

Ещё в работе [4] было указано, что для определения основных характеристик Z-пинча необходимо учитывать эффект кумуляции **сильной** сходящейся цилиндрической УВ, поскольку кинетическая энергия радиального движения плазмы за её фронтом должна давать дополнительное существенное повышение температуры сжатого плазменного шнура. Используя закономерности схождения таких сильных УВ в Z-пинче, определим зависимость максимальной температуры $T_{Z\max}$ плазменного шнура от начальных характеристик разряда и рабочего газа. Для этого рассмотрим закономерности схождения таких **сильных** УВ в цилиндрическом Z-пинче. Здесь под максимальной температурой $T_{Z\max}$ подразумевается температура плазменного шнура на стадии его максимального сжатия в течение времени $\Delta t_{comp} = t_{c2} - t_{c1}$ (где t_{c1} и t_{c2} — моменты начала и окончания максимального сжатия плазменного шнура). Время t_{c1} совпадает с моментом кумуляции сходящейся цилиндрической УВ. Для медленных Z-пинчей (рис.1) [12,16-22] длительность максимального сжатия шнура Δt_{comp} составляет $\sim 0,3 \div 0,6$ мкс, а для быстрых Z-пинчей в дейтерии, согласно опытными данным работ [1-4], $\Delta t_{comp} \approx 0,2 \div 0,4$ мкс.

Одна из **основных закономерностей сильных УВ**, как известно [24,25], заключается в том, что за фронтом волны внутренняя энергия и кинетическая энергия единицы массы ионизованного газа равны друг другу. То есть энергия, передаваемая движущейся среде за фронтом УВ, распределяется так, что её половина преобразуется во внутреннюю энергию среды ε_{BH} , а половина — в её макроскопическую кинетическую энергию $u_2^2 / 2$:

$$\varepsilon_{BH} = \varepsilon_{SWH} + \varepsilon_{SWB} + \varepsilon_{SWI} = \frac{u_2^2}{2}, \quad (26)$$

где ε_{SWH} , ε_{SWB} и ε_{SWI} — удельная тепловая энергия, удельная энергия возбуждённых частиц (атомов, ионов) и энергия, затраченная на ионизацию единицы массы газа за фронтом УВ, соответственно, u_2 — скорость ионизованного газа за фронтом УВ. В Z-пинче скорость u_2 представляет собой скорость «поршня» сходящейся цилиндрической УВ — плазменного слоя V_Z . Поскольку числа Маха M_{Cyl} сходящейся цилиндрической УВ в Z-пинче, согласно опытными данным работ [1-4,16,20,21], могут изменяться в

пределах $15 \div 200$, то указанная закономерность выполняется и для УВ в таком импульсном разряде.

С другой стороны, не трудно показать, что отношение $\varepsilon_{BH}/(u_2^2/2)$ относительно преобразования координат и времени (20) является **безразмерным инвариантом** УВ. Поэтому можно предположить, что указанная закономерность выполняется в широком диапазоне изменения температуры плазмы $10^4 \div 10^6$ К.

Здесь уместно заметить, что за фронтом (позади фронта) сильной УВ происходит перераспределение энергии между ε_{SWH} и ε_{SWI} : ионизация ударно сжатого газа осуществляется за счет его тепловой энергии, и поэтому величина ε_{SWH} (температура газа) уменьшается, а величина ε_{SWI} растёт. Это явление наблюдается и на опыте [23-25].

Для момента кумуляции t_{c1} такой сходящейся цилиндрической УВ соотношение (26) имеет следующий вид:

$$\varepsilon_{BH} = \frac{u_2^2}{2} = \frac{[V_P(t_{c1})]^2}{2} = \frac{[V_{Zmax}]^2}{2} = \frac{1}{2} [K_Z V_{inZ}(\tau_1, \Xi_Z)]^2. \quad (27)$$

При записи соотношения (27) использована закономерность усиления магнитного «поршня» $V_{Zmax} = K_Z V_{inZ}(\tau_1, \Xi_Z)$, установленная экспериментально в [20], где V_{inZ} – начальная скорость сжатия плазменного слоя, K_Z – коэффициент усиления его скорости при t_{c1} . Следовательно, общая энергия плазмы $E_{SW}(t_{c1})$ за фронтом (позади фронта) сильной УВ к моменту времени t_{c1} в объеме плазменного шнура ΔV_P равна либо

$$\rho(t_{c1}) [K_Z V_{inZ}(\tau_1, \Xi_Z)]^2 \Delta V_P, \text{ либо } 2[\varepsilon_{SWH}(t_{c1}) + \varepsilon_{SWB}(t_{c1}) + \varepsilon_{SWI}(t_{c1})] \Delta V_P, \quad (28)$$

где $\rho(t_{c1})$ – плотность плазменного шнура при t_{c1} . Далее будем использовать только первое выражение (28), так как нами уже получена формула для V_{inZ} [21]

$$\frac{V_{inZ}}{c_0} = a_0 \left| \frac{dx(\tau_1)}{d\tau} \right|, \text{ где } a_0 = \sqrt{\frac{\left[\alpha_e \frac{I_{eff}}{kT_0} - \left(\frac{1}{\gamma_{eff} - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} \right) - \left(\frac{2\gamma_0}{\gamma_0 + 1} \right) \right]}{\left[\gamma_0 \left(\frac{\gamma_{eff}}{\gamma_{eff} - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 + 1}{2} \right) + \frac{\eta_Z}{2} \right]}}, \quad (29)$$

c_0 – скорость звука в рабочем газе разряда, $\tau_1 = t_1 / t_c$, $d_M = W_M(t) / Q(t)$,

$$\frac{dx(\tau_1)}{d\tau} = - \left[\sqrt[3]{\frac{1-d_M}{4} \Xi \tau_1 + \sqrt{\left(\frac{1-d_M}{4} \Xi \tau_1 \right)^2 + \frac{1}{27}}} + \sqrt[3]{\frac{1-d_M}{4} \Xi \tau_1 - \sqrt{\left(\frac{1-d_M}{4} \Xi \tau_1 \right)^2 + \frac{1}{27}}} \right],$$

$$\Xi_z = \left[\frac{U_{d0} F \rho_0 A_z}{l_0 p_0^2 B^2} \right], A_z = \pi \left[\left(\frac{\gamma_{eff}}{\gamma_{eff} - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 + 1}{2} \right) + \eta_z \frac{1}{2} \right],$$

$$B = \pi \left[\frac{I_{eff}}{k T_0} - \left(\frac{1}{\gamma_{eff} - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} \right) - \left(\frac{2 \gamma_0}{\gamma_0 + 1} \right) \right], \quad t_1 - \text{момент отрыва плазменной оболочки}$$

ки от стенки разрядной камеры, $t_c = \sqrt{\frac{A_z \rho_0 R_0^2}{p_0 B}}$ – характерное время Z-пинча,

d_M – **безразмерный инвариант** цилиндрического Z-пинча на стадии его сжатия, $Q(t)$ – вводимая в разряд энергия, $W_M(t)$ – энергия магнитного поля разряда, I_{eff} – энергия, затраченная на ионизацию частиц плазмы (молекулы, атома). Знак минус перед квадратной скобкой отражает процесс сжатия шнура. Справедливость формулы (29) подтверждена опытными данными работ [1-3,16,21].

Закон сохранения энергии цилиндрического Z-пинча на стадии его максимального сжатия

Для определения температуры T_{max} используем закон сохранения энергии для Z-пинча на стадии его максимального сжатия с учётом соотношения (28) для сильной сходящейся цилиндрической УВ. Согласно этому закону, для этой стадии развития разряда за счёт разности вводимой в разряд электрической энергии $\Delta Q(t) = Q(t_{c2}) - Q(t_{c1})$ и энергии сильной сходящейся УВ $E_{sw}(t_{c1})$ к моменту времени t_{c1} происходят дополнительные существенные повышения тепловой энергии ΔE_H и энергии ионизации ΔI сжатого плазменного шнура объёмом ΔV_P , а также дополнительное увеличение энергии его излучения ΔE_R :

$$Q(t_{c2}) - Q(t_{c1}) + \rho(t_{c1}) [(V_P)_{max}]^2 \Delta V_P = \Delta E_H + \Delta I + \Delta E_R, \quad (30)$$

$$\text{где} \quad \Delta E_H = \frac{3}{2} (n_e + n_1 + n_2 + \dots + n_m) k T_{max} \Delta V_P, \quad (31)$$

$\Delta V_P = l_0 \pi R_{Zmin}^2$, R_{Zmin} – радиус шнура на стадии его максимального сжатия, $\rho(t_{c1})$ – плотность плазмы за фронтом УВ в момент её кумуляции, n_e , n_1 , n_2 и n_m – концентрации электронов, однократно, двукратно и m -кратно ионизованных атомов в плазменном шнуре соответственно. Концентрации ионов различной кратности ионизации связаны между собой условием сохранения числа атомов

$$\sum n_m = n \text{ и сохранения числа зарядов } \sum_i m n_m = n_e, \quad (\sum m \alpha_m = \alpha_e),$$

$\alpha_m = n_m / n$ – доля m -ионов (ионов с зарядом m , концентрации ионов с зарядом m).

При написании уравнения (30) считалось, что на стадии максимального сжатия плазменного шнура (в течение времени Δt_{comp}) его температура практически остаётся постоянной и равной T_{max} , так как $\Delta T = T(t_{c1}) - T(t_{c2}) \ll T_{max}$.

Плотность плазмы $\rho(t)$ за фронтом сильной УВ определяется плотностью ионов, и поэтому для определения её плотности можно использовать известную формулу [23-25] $\rho(t) = (\gamma + 1)\rho_0 / (\gamma - 1)$, справедливую для сильной УВ в газе (γ – эффективный показатель адиабаты плазмы разряда перед фронтом УВ). Согласно этой формуле, плотность плазмы $\rho(t)$ за фронтом УВ имеет свое предельное значение и, следовательно, не меняется вплоть до момента кумуляции.

Выражение для энергии излучения ΔE_R зависит от рода рабочего газа и примесей в нем. При этом следует различать газы, состоящие из атомов *с одним электроном* (водород, дейтерий) и *со многими электронами* (инертные газы и др.).

Так, для разряда в дейтерии и водороде при высоких температурах ($T > 10^5$ К) все атомы полностью ионизованы и плазменный шнур разряда состоит только из электронов и ионов (дейтронов, протонов). Будем считать, что дейтерий и водород являются газами высокой чистоты, т.е. примеси других газов не влияют на оптические свойства разряда. Тогда основным механизмом излучения плазмы является тормозное излучение (свободно-свободные переходы). Полная энергия такого излучения единицы объёма плазмы за 1 с, как известно [4], при максвелловском законе распределения скорости электронов, определяется выражением: $q_T = A_T n_e n_i Z^2 \sqrt{T_e}$, где T_e – температура электронов, Z – заряд иона (в СГС $A_T = 1,6 \cdot 10^{-27}$ и q_T в эрг/(см³с)). На стадии максимального сжатия шнура, согласно опытным данным работ [16,20,21], все частицы имеют единую температуру $T_e = T_i = T$ (T_i – температура ионов). Поскольку за время максимального сжатия шнура Δt_{comp} его температура практически не изменяется ($\Delta T \ll T$), то энергия тормозного излучения из объёма шнура ΔV_p за это время равна

$$\Delta E_R = A_T n_e n_i Z^2 \sqrt{T} \Delta V_p \Delta t_{comp}. \quad (32)$$

Что касается энергии излучения ΔE_R Z-пинча в газе, состоящем из атомов со многими электронами, то, согласно опытным данным работ [12,16], можно сказать следующее. На стадии максимального сжатия плазменного шнура его излучение близко к излучению абсолютного черного тела. Следовательно, также считая, что за время Δt_{comp} неравенство $\Delta T \ll T$ остаётся в силе, для энергии такого излучения шнура можно написать следующее выражение:

$$\Delta E_R = \sigma_0 T^4 S_p \Delta t_{comp}, \quad (33)$$

где S_p – боковая поверхность шнура на стадии его максимального сжатия.

Кроме того, из наших опытных данных следует, что на стадии максимального шнура (в течение времени $\Delta t_{comp} \approx 0,3 \div 0,6$ мкс) поступление электрической энергии $\Delta Q(\Delta t_{comp}) = Q(t_{c2}) - Q(t_{c1})$ в разряд мало по сравнению с общей энергией $E_{SW}(t_{c1}) = \rho(t_{c1}) [K_Z V_{inZ}(\tau_1 \Xi_Z)]^2 \Delta V_P$ плазмы, находящейся между фронтом сильной УВ и магнитным «поршнем» к моменту достижения УВ оси разрядной камеры t_{c1} . Так, в условиях нашей работы и экспериментальных работ [1] для различных режимов Z-пинча в дейтерии отношение $\Delta Q(\Delta t_{comp}) / E_{SW}(t_{c1})$ составило $0,03 \div 0,05$. Поэтому на этой стадии разряда дальнейший нагрев шнура происходит за счёт кинетической энергии его плазмы ΔE_K , движущейся радиально к центру разрядной камеры. Следовательно, с учётом предельного сжатия позади фронта сходящейся сильной УВ уравнение (30) примет следующий вид:

$$\left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) \rho_0 [K_Z V_{inZ}(\tau_1 \Xi_Z)]^2 \Delta V_P = \Delta E_H + \Delta I + \Delta E_R. \quad (34)$$

Таким образом, на стадии максимального сжатия плазменного шнура в Z-пинче дальнейшее увеличение внутренней энергии (тепловой энергии и энергии, затраченной на дополнительную ионизацию), а также энергии излучения плазмы шнура происходит за счёт кинетической энергии её радиального движения, возникающего при совершении работы электродинамических сил над плазменной оболочкой и плазменным слоем.

Из полученного нами уравнения (34), кроме того, следует **основной вывод:** с повышением температуры шнура растёт степень его ионизации α_e , а следовательно, увеличивается энергия ΔI , затраченная на ионизацию плазмы. Как следствие этого – минимальную энергию, затраченную на ионизацию атомов, имеет Z-пинч в водороде и дейтерии и, соответственно, при прочих равных условиях шнур такого разряда на стадии его максимального сжатия должен обладать более высоким значением температуры T_{max} по сравнению с температурой Z-пинча в инертном газе, что и наблюдается на опыте [1-5, 12, 16, 20, 21].

Определим теперь из уравнения (34) максимальную температуру T_{max} дейтериевого плазменного шнура в зависимости от начальных характеристик цилиндрического Z-пинча и рабочего газа.

Максимальная температура дейтериевого плазменного шнура в Z-пинче

Из опытных данных работ [1-4] следует, что начальное число Маха M_{Cyl} сходящейся УВ в таком разряде в дейтерии составляет $36 \div 110$. При

таких числах M_{Cyl} за её фронтом все атомы ионизованы. Тогда $\alpha_e=1$ ($n_e=n$,

$$Z=1), \alpha_I=1, \alpha_2=0, \alpha_m=0, \Delta E_H = 3nkT_{\max} \Delta V_p, \quad (35)$$

$$\Delta I = n \Delta V_p I_D, \quad (36)$$

где $I_D=13,6$ эВ – потенциал ионизации атома дейтерия. Концентрацию ионов определим из уравнения состояния

$$p = (1 + \alpha_e) nkT_{\max} = 2nkT_{\max} \quad (37)$$

и для момента максимального сжатия шнура t_{comp} из (37) получим, что

$$n = \frac{(\gamma_0 + 1) \rho_0 [K_Z V_{inZ}(\tau_1, \Xi_Z)]^2}{4kT_{\max}}. \quad (38)$$

Подставляя (32), (35) и (36) в уравнение (34) с учетом (38) получим следующее алгебраическое уравнение относительно температуры $T_{\max}$:

$$a_Z T_{\max}^{\frac{3}{2}} + b_Z T_{\max}^{\frac{1}{2}} + c_Z = 0, \quad (39)$$

где $c_Z = -\left(\frac{\gamma+1}{16k^2}\right) \rho_0 [K_Z V_{inZ}(\tau_1, \Xi_Z)]^2 A_T \Delta t_{comp}$, $a_Z = \left[\frac{1}{\gamma-1} - \frac{3K_Z}{4}\right]$, $b_Z = -\frac{I_D K_Z}{4k}$. Делая

подстановку $y = \sqrt{T_{\max}}$, из (39) получим кубическое уравнение:

$$y^3 + \frac{b_Z}{a_Z} y + \frac{c_Z(\Xi_Z)}{a_Z} = 0, \quad (40)$$

где $a_Z > 0$. Дискриминант $D = -108 q_Z(\Xi_Z)$ кубического уравнения (40) отрицателен, и поэтому оно имеет только одно действительное решение, где

$q_Z(\Xi_Z) = \left(\frac{b_Z}{3a_Z}\right)^3 + \left(\frac{c_Z(\Xi_Z)}{2a_Z}\right)^2$. Из решения этого уравнения для максимальной

температуры $T_{\max}$ дейтериевого плазменного шнура получим следующее выражение в зависимости от обобщённой переменной Ξ_Z цилиндрического Z-пинча:

$$T_{\max}(\Xi_Z) = \left[\sqrt[3]{-\frac{c_Z(\Xi_Z)}{2a_Z} + \sqrt{q_Z(\Xi_Z)}} + \sqrt[3]{-\frac{c_Z(\Xi_Z)}{2a_Z} - \sqrt{q_Z(\Xi_Z)}} \right]^2. \quad (41)$$

В опытных работах [1-3] определены величины температуры $T_{\max}$ плазменного шнура Z-пинча в дейтерии в широком диапазоне изменений начальных характеристик разряда и рабочего раза. Из данных этих работ следует, что $d_Z = W_M(t) / Q(t) \approx 0,37$, $\gamma=1,4$, $\gamma_{eff} \approx 1,2$, $A_Z=6,7$, $B=1200$. При давлениях дейтерия $p_0 < 0,05$ Торр, как показано в [1-4], на свойства разряда начинает влиять эрозия электродов, а при $p_0 > 10$ Торр температура $T_{\max}$ шнура сильно уменьшается. Поэтому будем рассматривать разряды в дейтерии с давлением в диапазоне изменения $p_0=0,05 \div 10$ Торр. При таких давлениях отношение времён $\tau_1 = t_1 / t_c$ в широком диапазоне изменения на-

чального падения напряжения на разряде U_{d0} , начальной скорости тока F меняется слабо и составляет примерно 0,1.

Согласно [21], доля захваченной магнитным «поршнем» массы плазмы $\eta_Z \approx 0,6$. Анализ данных работ [1-3] в широком диапазоне изменения начальных параметров показывает, что длительность максимального сжатия шнура $\Delta t_{comp} \sim 0,3$ мкс, а максимальное усиление K_Z магнитного «поршня» в среднем составляет $\sim 2,2$.

При заданных значениях безразмерных величин τ_l , d_Z , η_Z , γ , γ_{eff} , α_e и Δt_{comp} из данных работ [1-3] нами вычислены значения **обобщённой переменной** Ξ_Z . Опытные данные этих работ для T_{Zmax} в зависимости от переменной Ξ_Z приведены на рис.5. На этом же рисунке также приведена кривая $T_{Zmax}(\Xi_Z)$, построенная по формуле (41) при $\tau_l = 0,1$, $d_{MZ} = 0,37$, $\eta_Z = 0,6$, $\gamma = 1,4$, $\gamma_{eff} = 1,2$, $\alpha_e = 1$. Видно, что теоретическая кривая в пределах ошибок измерений удовлетворительно согласуется с опытными данными для быстрых Z-пинчей в дейтерии [1-3].

Таким образом, максимальная температура T_{Zmax} дейтериевого плазменного шнура определяется начальной скоростью изменения вводимой в разряд погонной мощности $(U_{d0}F)/l_0$, давлением p_0 и плотностью ρ_0 рабочего газа. С увеличением $(U_{d0}F)/l_0$ темп роста температуры T_{Zmax} уменьшается, что связано с возрастанием потерь на излучение (как $\Delta E_R \sim \sqrt{T_{Zmax}}$). Напомним, что достигнутая величина максимальной температуры T_{Zmax} дейтериевого плазменного шнура не превышала $(4,5 \div 5,0) \cdot 10^6$ К и оказалась **недостаточной для осуществления термоядерных реакций** [4].

Безразмерный инвариант энергии и максимальная температура плазменного шнура Z-пинча в газе, состоящем из многоэлектронных атомов

Сравнение величин температур Z-пинча в дейтерии [1-4], неоне [12] и аргоне [16,20,21] на стадии его максимального сжатия показывает, что при одинаковых начальных скоростях вводимой в разряд электрической энергии на единицу длины и давлениях p_0 максимальную температуру имеет дейтериевый плазменный шнур ($\sim 10^6$ К), а температуры Z-пинчей в неоне и аргоне не превышают $(3 \div 3,5) \cdot 10^4$ К. Эти опытные факты до сих пор не получили количественного объяснения.

Для определения температуры T_{Zmax} плазменного шнура Z-пинча в газе, состоящем из атомов со многими электронами, рассмотрим закон сохранения энергии разряда на стадии его максимального сжатия. Учитывая (33), уравнение (34) приводим к виду:

$$\left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right) \rho_0 [K_Z V_{inZ}(\tau_l \Xi_Z)]^2 \Delta V_P = \frac{3}{2} (1 + \alpha_e) n k T_{max} \Delta V_P + \Delta I + \sigma_0 T_{max}^4 S_P \Delta t_{comp}, \quad (42)$$

где $\Delta V_P = l_0 \pi R_{Zmin}^2$, $S_P = l_0 2\pi R_{Zmin}$. В этом уравнении неизвестна величина энергии ΔI , затраченной на дополнительную многократную ионизацию

плазменного шнура на стадии его максимального сжатия. Для её нахождения необходимо определить степени многократной ионизации α_e и доли однократно α_1 , двукратно α_2 и m -кратно α_m ионизованных атомов в плазменном шнуре. Как известно [23-25], величины α_e , α_1 , α_2 и α_m можно определить только численно. Но для определения энергии ΔI мы будем использовать **безразмерный инвариант энергии** $\pi_{ion} = \frac{\Delta I(T, n)}{\Delta E_H(T, n)} = \text{const} = C_{ion}$,

установленный нами в [26] для случая многократной ($\alpha_e > 1$) ионизации плазмы. Тогда при исходной концентрации частиц газа $n_0 \sim 2,687 \cdot 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$, значение постоянной C_{ion} было примерно равно 3. Поскольку величины концентраций частиц рабочего газа Z-пинча в инертных газах примерно такого же порядка, то и здесь $C_{ion} \approx 3$. Будем также предполагать, что этот инвариант выполняется и для плазменного шнура, для чего имеется основание: многократная ионизация плазмы шнура на стадии его максимального сжатия происходит термическим способом. Тогда

$$\Delta I = 3 \frac{3}{2} (1 + \alpha_e) n k T_{\max}. \quad (43)$$

Подставляя (43) и $n = \frac{p}{(1 + \alpha_e) k T_{\max}}$ в уравнение (34), получим следующее

$$\text{выражение: } (\gamma + 1) \rho_0 V_{inZ}^2 K_Z^2 \left[\frac{1}{(\gamma - 1)} - \frac{9}{4} K_Z \right] = \sigma_0 T_{\max}^4 2 \frac{\Delta t_{comp}}{R_{Z \min}}. \quad (44)$$

Поскольку величины ρ_0 , V_{inZ} , K_Z , Δt_{comp} и $R_{Z \min}$ известны, то выражение (44) представляет собой алгебраическое уравнение для температуры $T_{\max}$, из которого и определим её величину:

$$T_{\max} = \left\{ \frac{(\gamma + 1) \rho_0 V_{inZ}^2 K_Z^2 R_{Z \min}}{2 \sigma_0 \Delta t_{comp}} \left[\frac{1}{(\gamma - 1)} - \frac{9}{4} K_Z \right] \right\}^{\frac{1}{4}}. \quad (45)$$

Вычисления значений $T_{\max}$ Z-пинча в неоне и аргоне по формуле (45), проводимые для условий нашей работы и работ [12, 16] при известных величинах ρ_0 , V_{inZ} , K_Z , Δt_{comp} и $R_{Z \min}$ в широком диапазоне варьирования начальных параметров разряда, показали, что $T_{\max} \sim (30 \div 80) \cdot 10^3 \text{ К}$, т.е. **не превышает 10^5 К** . Такое ограничение температуры плазменного шнура связано с многократной ионизацией атомов со многими электронами. Причем, согласно данным [26], в широких диапазонах изменения концентрации атомов и температуры плазмы энергия ΔI , затраченная на её ионизацию, всегда больше её тепловой энергии ($\Delta I > \frac{3}{2} (1 + \alpha_e) n k T_{\max}$). Ограничению температуры плазмы шнура $T_{\max}$ также способствует выход его излучения, интенсивность которого максимальна для данной температуры (черное тело).

Поскольку структуры энергетических уровней атомов инертных газов идентичны [242,243,281,282], то можно предположить, что сказанное выше справедливо и для Z-пинча в кryptonе и ксеноне.

Здесь уместно напомнить, что ионизация и выход излучения плазмы ИСЭР *в плотных газах* также приводит к ограничению её температуры, в результате чего для каждого газа существует своя **предельная температура** [27].

Таким образом, можно однозначно утверждать, что ионизация и выход излучения плазмы ИСЭР в газах как высокого, так и низкого давлений приводят к тенденции ограничения её температуры.

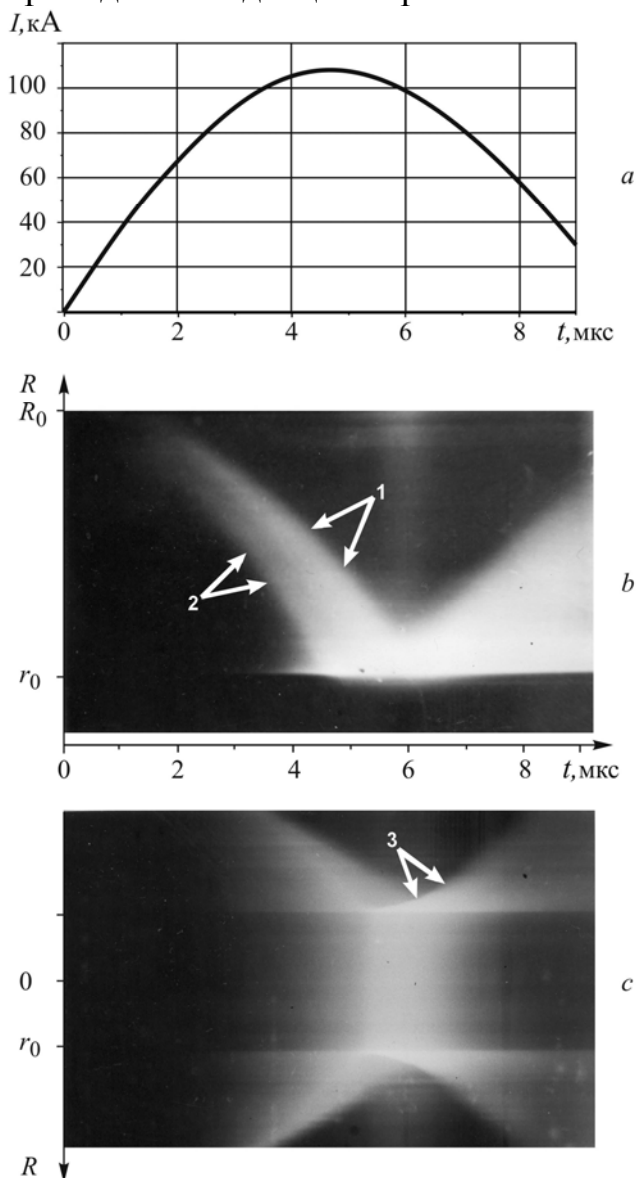
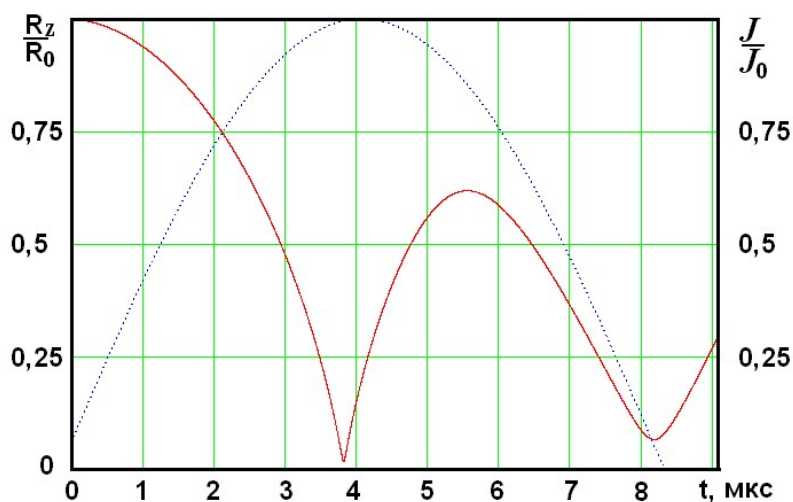
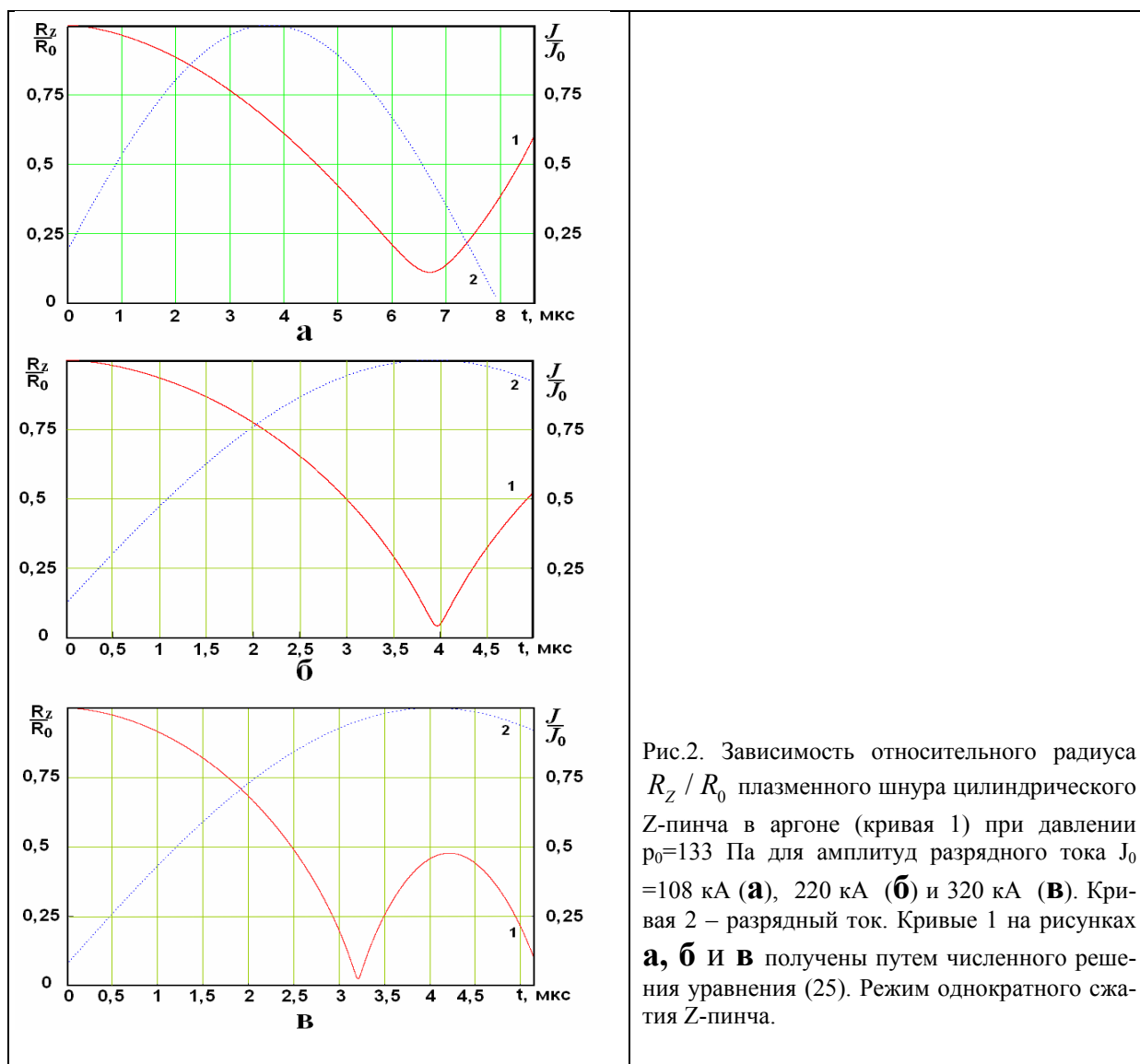


Рис. 1. Синхронизированные с разрядным током (а) непрерывные развертки по времени излучающих областей цилиндрического отраженного Z-пинча, полученные с торца (b) и с боку (c) разрядной камеры при $U_0=20$ кВ и давлении аргона $p_0=133$ Па. $R_{01}=0,045$ м и $r_0=0,015$ м – радиусы внешней и внутренней кварцевых трубок разрядной камеры. 1 – радиус плазменного слоя/шнура $R_Z(t)$, 2 – сходящаяся к центру разрядной камеры цилиндрическая ударная волна, 3 – отражённая ударная волна от внешней стенки внутренней трубки.



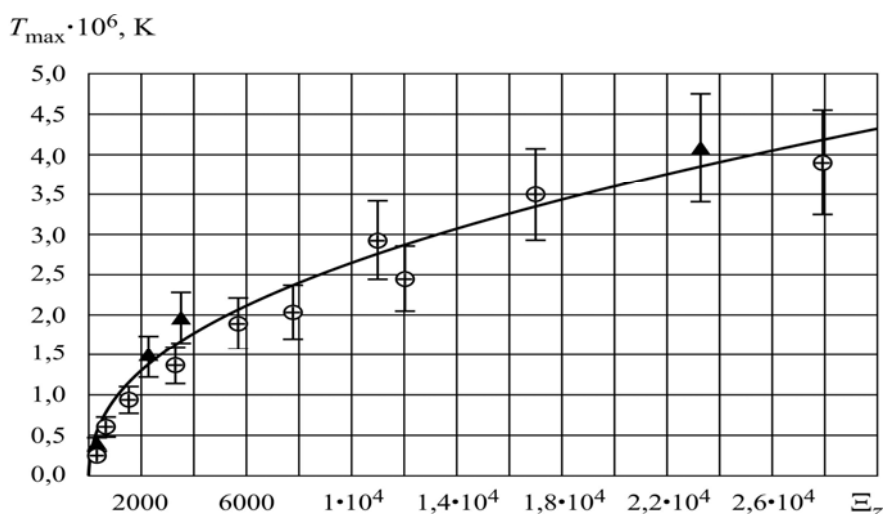


Рис. 4. Зависимость максимальной температуры плазменного шнура $T_{\max}$ в цилиндрическом Z-пинче в дейтерии от обобщённой переменной Ξ_Z . Опытные данные взяты из работ [1-3]. Теоретическая кривая построена по формуле (41).

Литература

1. Андрианов А.М., Базилевская О.А., Прохоров Ю.Г. Исследование импульсных разрядов в газах при силе тока 500 кА. В сб.: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. Т.II. М.: Изд. АН СССР. 1958. С.185-211.
2. Андрианов А.М., Базилевская О.А., Прохоров Ю.Г. Исследование импульсного разряда в дейтерии при скорости нарастания тока 10^{12} А/с и напряжениях до 120 кВ. Там же. Т.IV. С.182-200.
4. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматгиз, 1963.
5. Персианцев И.Г., Письменный В.Д., Рахимов А.Т., Старостин А.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т.16. Вып.2. С.68-72.
6. Лукьянов С.Ю. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. М.: Наука. 1975.
7. Брагинский С.И., Гельфанд И.М., Федоренко Р.П. Теория сжатия и пульсаций плазменного столба в мощном импульсном разряде. В сб.: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. Т.IV. М.:Изд. АН СССР. 1958. С. 201.
8. Брагинский С.И., Вихрев В.В. Динамика Z-пинча. // В сб.: Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича. Вып. 10. М.: Атомиздат. 1980. С.243.
9. Леонтович М.А., Осовец С.М. // Атомная энергия. 1956. Т.3. С.81-83.
10. Дьяченко В. Ф., Имшенник В.С. К магнитогидродинамической теории пинч-эффекта в высокотемпературной плазме. В сб.: Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича. Вып. 5. М.: Атомиздат. 1967. С.394.

11. Имшенник В.С., Боброва Н.А. Динамика столкновительной плазмы. М.: Энергоатом-издат. 1997.
12. Александров А.Ф., Карпов О.В., Петров Г.Д., Савичев А.Т., Суров О.И., Тимофеев И.Б. // ТВТ. 1978. Т.16. Вып.6. С. 1134-1144.
13. Бурцев В.А., Грибков В.А., Филиппова Т.И. Высокотемпературные пинчевые образования. Итоги науки и техники. Серия. Физика плазмы. Т.2. Под ред. В.Д. Шафранова. М.: ВИНТИ. 1981. С.80-137.
16. Артамонов В.И. Динамика и излучение кумулирующего на стенку Z-пинча. Диссер. на соиск. к.ф.-м.н. М.: МГУ. 1981.
17. Юсупалиев У. // Краткие сообщения по физике. 2012. № 5. С.3-12.
18. Юсупалиев У. Безразмерные инварианты импульсных сильнотоочных электрических разрядов в плотных газах. Тез. докл. XL- Международной конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород, 11-15 февраля 2013 г. С.136.
19. Александров А.Ф., Рухадзе А.А. Физика сильнотоочных электроразрядных источников света. М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ». 2012. 184 с.
20. Юсупалиев У. // Краткие сообщения по физике. 2010. № 7. С.25.
21. Юсупалиев У., Шутеев С.А., Юсупалиев П.У. // Прикладная физика. 2010. № 5. С. 47-61.
22. Рухадзе А.А., Соболев Н.Н., Соковиков В.В. // УФН. 1991. Т.161. № 9. С.195.
23. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений М.: Наука. 1966.
24. Цикулин М.А., Попов Е.Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука. 1977.
25. Physics of high energy density. Academic press. New York - London. 1971.
26. Юсупалиев У., Шутеев С.А., Еленский В.Г. Соотношение между энергией ионизации и тепловой энергией плазмы при многократной её ионизации. Тез. докл. XL- Международной конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород, 11-15 февраля 2013 г. С. 212.

Подсекция:
ФИЗИКА
КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

Сопредседатели
профессор Н.Б.Брандт, профессор В.С.Днепровский,
профессор В.А.Кульбачинский, профессор Д.Р.Хохлов

КВАНТОВЫЕ ОСНОВНЫЕ СОСТОЯНИЯ МАТЕРИИ: СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И МАГНЕТИЗМ – ЕДИНСТВО И БОРЬБА ПРОТИВОПОЛОЖНОСТЕЙ

Зав. кафедрой физики низких температур и сверхпроводимости
профессор *Васильев А.Н.*

С понижением температуры большинство химических элементов переходит либо в сверхпроводящее, либо в магнитоупорядоченное состояние. Более того, с приложением давления одно из этих состояний может превращаться в другое, как это имеет место, например, в случае железа: при высоких давлениях классический ферромагнетик превращается в сверхпроводник. В сложных химических соединениях – интерметаллидах, оксидах, халькогенидах и т.д. – проявления магнетизма и сверхпроводимости чрезвычайно многообразны и часто перепутаны между собой. Все это требует отказа от парадигмы противопоставления сверхпроводимости и магнетизма и поиска объектов, где наиболее ярко проявляется общность этих квантовых кооперативных явлений.

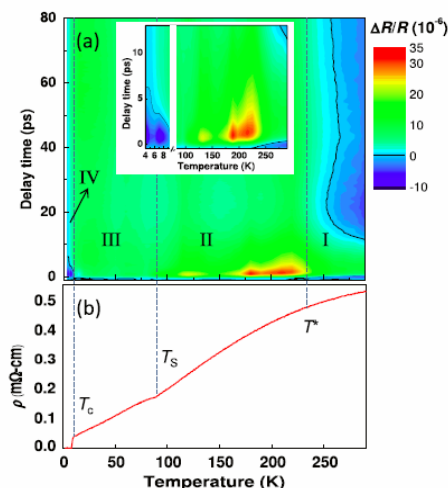
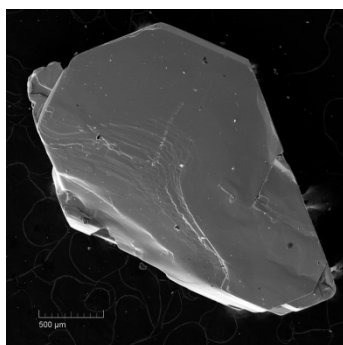
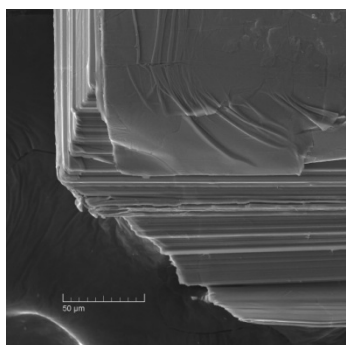
Таких объектов достаточно много, однако, в представленном цикле работ основное внимание уделено низкоразмерным оксидам и халькогенидам переходных металлов. Еще на заре развития квантовой механики было показано, что физические свойства одномерных и двумерных систем принципиально отличны от характеристик их трехмерных аналогов. Так, поверхностная сверхпроводимость по всем основным параметрам отличается от сверхпроводимости в объеме. Высокотемпературная сверхпроводимость купратов обязана двумерным проводящим слоям в структуре многокомпонентных металлооксидных соединений. Новые сверхпроводники – пниктиды и халькогениды переходных металлов – принадлежат к двумерным физическим объектам, где сверхпроводящие слои могут быть связаны лишь слабыми ван-дер-ваальсовыми взаимодействиями.

Одномерные и двумерные магнитные системы вообще не склонны к установлению дальнего магнитного порядка. В низкоразмерных и фрустрированных магнетиках основным состоянием системы может оказаться спиновая жидкость, свойства которой будут близки к сверхпроводящему или сверхтекучему состоянию материи. Так, например, в квазиодномерных магнетиках, испытывающих спин-пайерлсовский переход, структура вещества в сильных магнитных полях полностью аналогична структуре смешанного состояния в сверхпроводниках второго рода. Роль абрикосовских вихрей играют, однако, магнитные солитоны.

В рамках представленного цикла из 74 работ исследовано большое количество низкоразмерных магнитных и сверхпроводящих материалов. Каждое из них обладает уникальными физическими свойствами. Ниже

описаны лишь некоторые из полученных результатов, каждый из которых, тем не менее, вносит свой вклад в понимание общности квантовомеханических явлений в твердых телах.

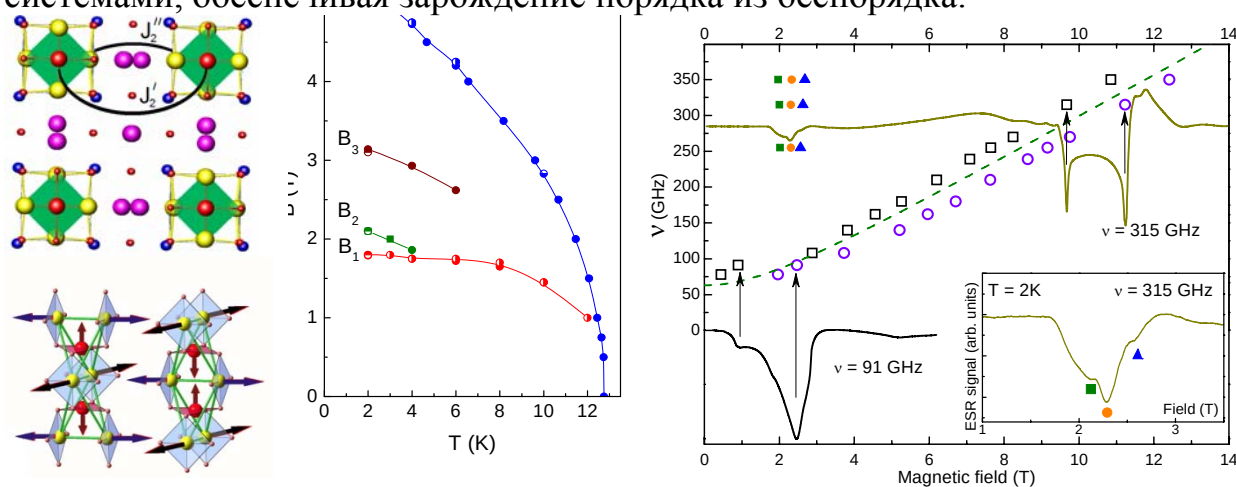
Синтез высококачественных монокристаллов железных сверхпроводников и получение важной информации об их квантовом основном состоянии. Квазичастичная динамика монокристаллов $\text{Fe}_{1+y}\text{Se}_{1-x}\text{Te}_x$ обнаружена в оптических исследованиях на отражение ($\Delta R/R$). Амплитуда быстрой компоненты $\Delta R/R$ указывает на конкуренцию между спиновыми флуктуациями и сверхпроводимостью. Вместе с транспортными измерениями анализ времени релаксации демонстрирует аномальные изменения при 90 и 230 К. Первое указывает на структурный фазовый переход и на связанное с ним смягчение фононной моды. Последнее предполагает наблюдавшийся ранее фазовый переход или кроссовер в FeSe. Константа электрон - фононного взаимодействия варьируется в пределах 0.16 - 0.01. Столь малое значение константы электрон - фононного взаимодействия указывает на необычное происхождение сверхпроводимости в $\text{Fe}_{1+y}\text{Se}_{1-x}\text{Te}_x$.



Микрофотографии монокристаллов, изменение спектров отражения с температурой в FeSe.

Установление квантового основного состояния системы $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{In}_4\text{O}_{12}$ с уникальной топологией магнитной подсистемы, составленной из “бумажных цепочек” меди $S = 1/2$, с общей архитектурой трехмерной решетки Шастри - Сазерленда. При высоких температурах магнитная восприимчивость системы подчиняется закону Кюри - Вейсса с большой положительной температурой Вейсса, указывающей на доминирование ферромагнитных обменных взаимодействий в системе. Однако, при низких температурах это соединение демонстрирует дальний трехмерный антиферромагнитный порядок. Причем, на кривой намагничивания, полученной в магнитоупорядоченной области присутствует нетривиальная последовательность двух спин - флоп и двух спин - флип переходов в не-

больших магнитных полях, что проявляется в виде дополнительных фазовых границ на магнитной фазовой диаграмме и в спектрах электронного парамагнитного резонанса. Результаты экспериментальных исследований термодинамических свойств указывают на то, что квантовое основное состояние системы $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{In}_4\text{O}_{12}$ может состоять из трех ортогональных антиферромагнитных структур на базе ионов Cu^{2+} ($S=1/2$), которые слабо связаны между собой. В этом предположении, основанном на анизотропных обменных взаимодействиях, квантовые флуктуации обеспечивают взаимодействие между тремя взаимно ортогональными магнитными подсистемами, обеспечивая зарождение порядка из беспорядка.

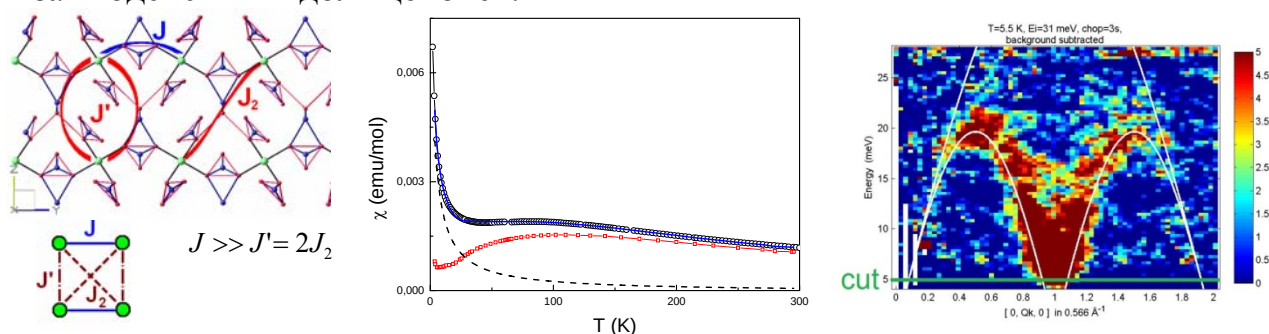


Фрагменты кристаллической и магнитной структур, магнитная фазовая диаграмма и спектры электронного парамагнитного резонанса $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{In}_4\text{O}_{12}$.

Обнаружение низкоразмерного нитрозония нитрата меди $(\text{NO})[\text{Cu}(\text{NO}_3)_3]$ вблизи квантовой критической точки Нерсесяна – Цвелика при абсолютном нуле температур в новом семействе нитратов переходных металлов. Это семейство можно рассматривать как в качестве нового, так и в качестве хорошо известного семейства низкоразмерных магнетиков. В действительности тригидрат нитрата меди $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \times 2.5 \text{ H}_2\text{O}$ стал одним из первых неорганических соединений, где спин – жидкостное состояние было подтверждено экспериментально и теоретически. Исследование этого соединения стало важным в формировании базовых концепций низкоразмерного магнетизма.

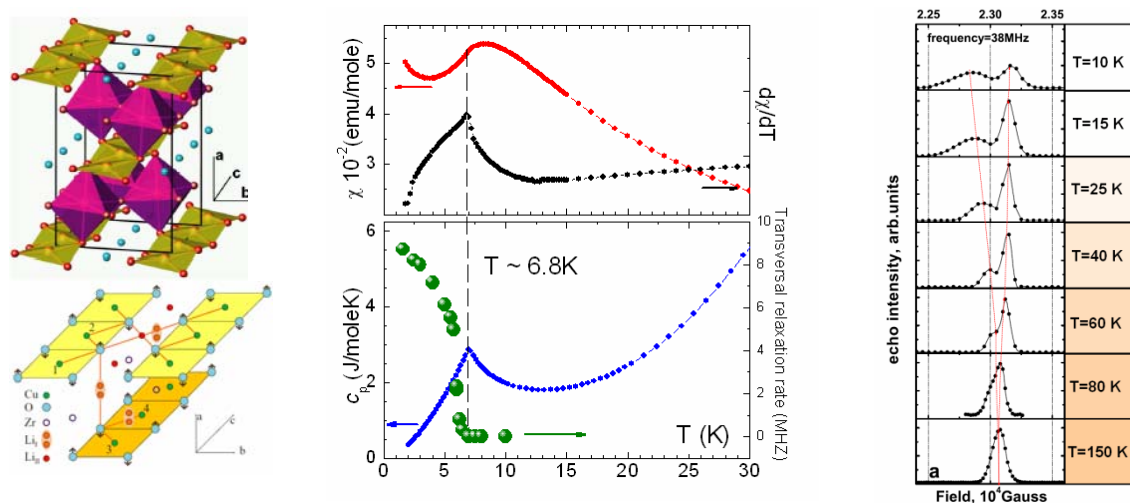
В дополнение к стабильной фазе $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \times 2.5 \text{ H}_2\text{O}$ существует также соединение с одной молекулой воды $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \times \text{H}_2\text{O}$, которое демонстрирует антиферромагнитное упорядочение ниже $T_N = 3.6$ К. Низкоразмерные нитраты со спиновой $S = 1$ с решеткой кагоме $\text{Ni}(\text{NO}_3)_2$ и лестницей $\text{Rb}_3\text{Ni}_2(\text{NO}_3)$ демонстрируют ферромагнетизм ниже $T_C = 6$ К и антиферромагнетизм ниже $T_N = 4$ К, соответственно.

Особенно интересной представляется топология обменных магнитных взаимодействий в $(\text{NO})[\text{Cu}(\text{NO}_3)_3]$, которая, возможно, соответствует точной реализации модели "флага конфедераций" Нерсесяна – Цвелика. Кристаллическая структура этого соединения организована слабо – связанными слоями. В слое наиболее сильное взаимодействие J между медными катионами идет через нитратные группы, с помощью которых организованы цепочки со спином $S = 1/2$. Цепочки связаны между собой через нитратные NO_3 группы и группы нитрозония NO таким образом, что обменное взаимодействие по рангу J' в два раза больше диагонального обменного взаимодействия J_2 . Основное состояние такой модели принято обсуждать в моделях резонансной валентной связи (RVB) или кристалла валентных связей (VBC). В исследованиях теплоемкости и мюоновской спектроскопии до сверхнизких температур получены первые указания на формирование здесь магнитоупорядоченного состояния ниже 0.6 К. В исследованиях рамановской спектроскопии и неупругого рассеяния нейтронов получены указания на сильную одномерность обменных магнитных взаимодействий вдоль цепочек.



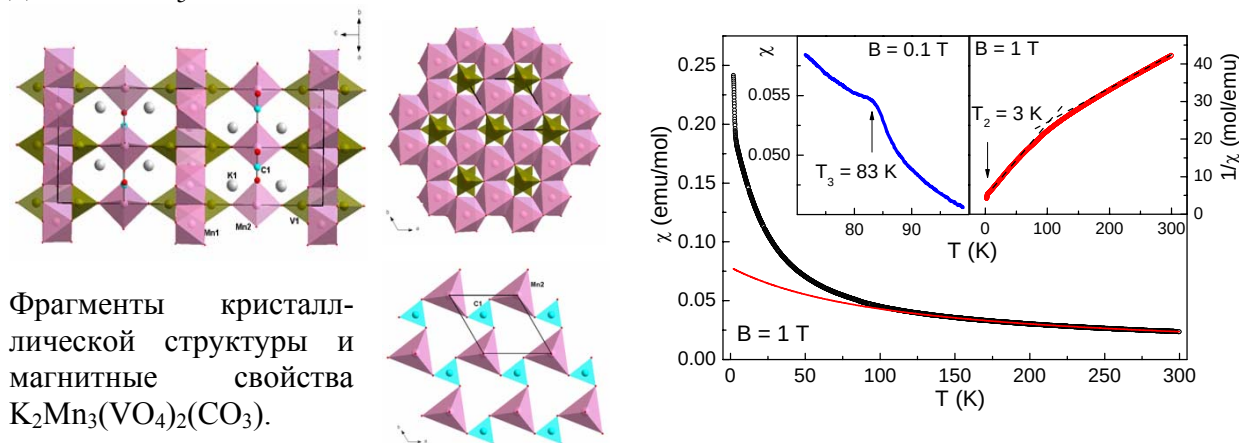
Фрагменты кристаллической структуры и топологии магнитной подсистемы, магнитные свойства и спектр неупругого рассеяния нейтронов в $(\text{NO})[\text{Cu}(\text{NO}_3)_3]$.

Обнаружение низкоразмерных антиферромагнетиков $\text{Li}_2\text{CuZrO}_4$, AgFeO_2 , $\text{Cr}_3(\text{PO}_4)$, $\text{Cu}_2\text{As}_2\text{O}_7$ с потенциалом мультиферроэлектрических свойств. В системе $\text{Li}_2\text{CuZrO}_4$ присутствуют изолированные цепочки из соединенных по ребру квадратов CuO_4 . Из теоретического анализа следует, что соотношение обменных интегралов в цепочке $-J_2/J_1 \sim 0.3$ определяет его как наиболее близкое к квантовой критической точке 0.25, разделяющей геликоидальные антиферромагнетики и ферромагнетики. С помощью исследований ядерного магнитного резонанса, электронного парамагнитного резонанса и константы диэлектрической проницаемости $\text{Li}_2\text{CuZrO}_4$ установлено, что катионы лития Li^+ занимают две позиции: неподвижную позицию Li_1 и наполовину заполненную подвижную позицию Li_2 . Ионы Li_2 формируют фрустрированную подрешетку туннелирующего псевдоспина – $1/2$ квантовых электрических диполей.



Фрагмент кристаллической структуры и ее топологическая схема, магнитные, тепловые свойства и спектры ЯМР в $\text{Li}_2\text{CuZrO}_4$.

Обнаружение каскада структурных и магнитных фазовых переходов в новом низкоразмерном ванадате - карбонате $\text{K}_2\text{Mn}_3(\text{VO}_4)_2(\text{CO}_3)$. Это соединение представляет новый структурный тип, в котором двумерные слои октаэдров MnO_6 организованных по типу “пчелиные соты” чередуются со слоями, образованными изолированными тригональными бипирамидами MnO_5 .



Фрагменты кристаллической структуры и магнитные свойства $\text{K}_2\text{Mn}_3(\text{VO}_4)_2(\text{CO}_3)$.

Имеющиеся экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в этом соединении ионы двухвалентного марганца присутствуют как в высокоспиновом ($S = 5/2$ в октаэдрах), так и в низкоспиновом ($S = 1/2$ в бипирамидах) состояниях. В $\text{K}_2\text{Mn}_3(\text{VO}_4)_2(\text{CO}_3)$ имеет место целая последовательность структурных и магнитных фазовых переходов, что подтверждается результатами исследований электронного парамагнитного резонанса, теплоемкости и намагниченности.

При $T_3 = 80 \div 100$ K происходит существенное изменение статических и динамических магнитных характеристик указанного соединения, что, по – видимому, можно связать со снятием Ян – Теллеровского вырождения.

дения в бипирамидах MnO_5 . Это искажение в свою очередь снимает фрустрацию магнитного взаимодействия в двумерных слоях октаэдров MnO_6 , в результате чего происходит формирование дальнего магнитного порядка при $T_2 = 2.85$ К. С дальнейшим понижением температуры, при $T_1 = 2.1$ К, имеет место дополнительная трансформация магнитной структуры, которая может быть связана с изменением периода магнитной структуры.

Литература

Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики – 8 статей (Импакт-фактор журнала 1.028)

1. М.Н. Попова, ..., А.Н. Васильев, Л.И. Леонюк. ЖЭТФ, , **110**(12), 2230-2235 (1996).
2. С.В. Демишев, ..., А.Н. Васильев, Л.И. Леонюк. ЖЭТФ, **112** (5), 1727-1738 (1997).
3. А.Н. Васильев и др. ЖЭТФ **128**, 422-427 (2005).
4. A. N. Vasiliev et. al. JETP **102**, 262 – 265 (2006).
5. Е.А. Попова, Н. Тристан, ..., А.Н. Васильев, ЖЭТФ, **132**, 121 (2007).
6. М. Маркина, Т. Чистякова, ..., А. Васильев, ЖЭТФ, **132**, 27 (2007).
7. В.С. Русаков, И.А. Пресняков, ..., А.Н. Васильев, ЖЭТФ **135**, 692 (2009).
8. Е.А. Попова, А.Н. Васильев, ..., М.В. Нарожный, ЖЭТФ, **138**, 231 (2010).

Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики – 13 статей (Импакт-фактор журнала 1.560)

9. А.И.Смирнов, В.Н.Глазков, А.Н.Васильев, и др. Письма в ЖЭТФ, **64**(4), 277-282 (1996).
10. Л.И. Леонюк, Р.З. Левитин, А.Н. Васильев, и др. Письма в ЖЭТФ, **64** (3) 156-159 (1996).
11. А.И. Смирнов, А.Н. Васильев, Л.И. Леонюк. Письма в ЖЭТФ, **64**(9), 646-652 (1996).
12. М.Н. Попова, А.Б. Сушков, А.Н. Васильев, и др. Письма в ЖЭТФ, **65**(9), 711-716 (1997).
13. A.N. Vasil'ev, et. al. JETP Letters, **66**, 823-826 (1997).
14. А.Н.Васильев Письма в ЖЭТФ, **69**(11) 828-831 (1999).
15. А. Васильев и др. Письма в ЖЭТФ, **73**, 401-404 (2001).
16. А. Васильев и др. Письма в ЖЭТФ, **73**, 715-719 (2001).
17. A.N. Vasil'ev et. al. JETP Lett. **76**, 35-38, (2002).
18. А.Н. Васильев, и др. Письма в ЖЭТФ, **78**, 1039-1042 (2003).
19. R.Z. Levitin, E.A. Popova, R.M. Chtsherbov, A.N. Vasiliev, et. al. Письма в ЖЭТФ, **79**, 531 – 534 (2004).

20. М. Маркина, К. Климов, А.Н. Васильев, и др. Письма в ЖЭТФ, **79**, 670-673 (2004).
21. О.С. Волкова, ..., А.Н. Васильев, R. Klingeler, B. Büchner, Письма в ЖЭТФ, **89**, 104 (2009).

Europhysics Letters – 3 статьи (Импакт-фактор журнала 2.171)

22. T.Masuda, A.Zheludev, H. Kageyama, A.N. Vasil'ev. Europhys.Lett. **63**(5), 757-763 (2003).
23. S.-L. Drechsler, J. Richter, A.A. Gippius, A. Vasiliev, et.al. Europhys. Lett., **73**, 83–89 (2006).
24. E. Vavilova, ..., **A. Vasiliev**, V. Kataev and B. Buechner, Europhysics Letters, **88**, 27001 (2009).

Journal of Physics: Condensed Matter – 8 статей (Импакт-фактор журнала 2.546)

25. Z.V. Popovic, ..., A.N. Vasil'ev, M. Isobe, and Y. Ueda. J.Phys.: Condens. Matter, **10**, L513-L519 (1998)
26. M.J. Konstantinovic, ..., A.N. Vasil'ev, M. Isobe, Y. Ueda J.Phys.: Condens. Matter, **11**, 2103-2107 (1999).
27. S.-L. Drechsler, ..., O. Volkova, A. Vasiliev, et.al. J. Phys.: Condens. Matter **19**, 145230 (2007).
28. M.S. Reis, Moreira dos Santos ..., A.N. Vasiliev, J. Phys.: Condens. Matter, **19**, 446203 (2007).
29. A. Vasiliev, et.al. J. Phys.: Condensed Matter **22**, 016007 (2010).
30. E.A. Popova, A.N. Vasiliev, V.L. Temerov, et.al. J. Phys.: Condensed Matter **22**, 116006 (2010).
31. A.V. Fedorchenko, G.E. Grechnev, ..., A.N. Vasiliev, J. Phys.: Condens. Matter **23**, 325701 (2011).
32. G.E. Grechnev, A.S. Panfilov, ..., A.N. Vasiliev, J. Phys.: Condens. Matter, **25**, 046004 (2013).

Physical Review B – 30 статей (Импакт-фактор журнала 3.691)

33. A.N.Vasil'ev, A.I. Smirnov, M. Isobe and Y. Ueda. Phys. Rev.B, **56** (9), 5065-5068 (1997).
34. M.N. Popova, A.B. Sushkov, S.A. Golubchik, A.N. Vasil'ev, L.I. Leonyuk. Phys. Rev.B **57**, 5040-5043 (1998).
35. A.I. Smirnov, ..., A.N. Vasil'ev, M. Isobe, Y.Ueda. Phys. Rev. B, **59**, 14546-14553 (1999).
36. A.N. Vasil'ev et.al. Phys. Rev.B, **60**(5), 3021-3024 (1999).
37. Z.V. Popovic, R.Gajic, ..., A.N. Vasil'ev, et.al. Phys. Rev. B, **61**(17) 11454 (2000).
38. A.N. Vasil'ev et.al. Phys. Rev. B., **64**, 024419 (2001).

39. A.N. Vasil'ev et.al. Phys. Rev. B **64**,174403 (2001).
40. H. Kageyama, D.I. Khomskii, R.Z. Levitin, A.N. Vasil'ev. Phys.Rev.B **67**, 224422 (2003).
41. A.N. Vasiliev, et.al. Phys. Rev. B **70**, 132415 (2004).
42. T. Masuda, A. Zheludev, ..., A. Vasiliev. Phys. Rev. B **72**, 014405 (2005).
43. A.N. Vasiliev et.al. Phys. Rev. B **72**, 012412 (2005).
44. A. Moreira dos Santos, V.S. Amaral, ..., A. Vasiliev. Phys. Rev. B **72**, 092403 (2005).
45. F. Yen, B. Lorenz, ..., A. N. Vasiliev. Phys. Rev. B **73**, 054435 (2006).
46. E.A. Popova, D.V. Volkov, A.N. Vasiliev, et.al. Phys. Rev. B **75**, 224413 (2007).
47. G. Nenert, L.N. Bezmaternykh, A.N. Vasiliev, T.T.M. Palstra, Phys. Rev. B **76**, 144401 (2007).
48. G. Nenert, M. Isobe, C. Ritter, A.N. Vasiliev, Y. Ueda. Phys. Rev. B **79**, 064416 (2009).
49. G. Nenert, ..., A.N. Vasiliev, Y. Ueda. Phys. Rev. B. **80**, 024402 (2009).
50. G. Nenert, I. Kim, M. Isobe, C. Ritter, A.N. Vasiliev, et.al. Phys. Rev. B **81**, 184408 (2010).
51. G. Nenert, ..., A.N. Vasiliev, K.-H. Kim, Y. Ueda. Phys. Rev. B **82**, 024429 (2010).
52. O. Volkova, I. Morozov, ..., A. Vasiliev. Phys. Rev. B **82**, 054413 (2010).
53. U. Adem, ..., A. Vasiliev, L.N. Bezmaternykh, et.al. Phys. Rev. B **82**, 064406 (2010).
54. J.E. Hamann-Borrero, M. Philipp, ..., A. Vasiliev, et.al. Phys. Rev. B **82**, 094411 (2010).
55. Y. C. Arango, E. Vavilova, ..., A. Vasiliev, et.al. Phys. Rev. B **84**, 134430 (2011).
56. J.-Y. Lin, Y.S. Hsieh, D.A. Chareev, A.N. Vasiliev, et.al. Phys. Rev. B, **84**, 220507(R) (2011).
57. I. A. Presniakov, V. S. Rusakov, ..., A. N. Vasiliev. Phys. Rev. B **85**, 024406 (2012).
58. A.N. Vasiliev et.al. Phys. Rev. B **85**, 014415 (2012).
59. O.S. Volkova, I.S. Maslova, ..., A.N. Vasiliev, Phys. Rev. B. **85**, 104420 (2012).
60. E.A. Popova, R. Klingeler, ..., A.N.Vasiliev. Phys. Rev. B, **85**, 174402 (2012).
61. V. Gnezdilov, P.Lemmens, ..., A. Vasiliev. Phys. Rev. B, **85** 214403 (2012).
62. A.A. Gippius, N.E. Gervits, ..., A.N. Vasiliev, et. al. Phys. Rev. B. **86** 155114 (2012).

New Journal of Physics – 2 статьи (Импакт-фактор журнала 4.177)

63. A.I. Rykov, Y. Ueda, ..., A.N. Vasiliev. New Journal of Physics **12**, 043035 (2010)
64. C.W. Luo, I.H. Wu, ..., A.N. Vasiliev. New Journal of Physics **14**, 103053 (2012).

Inorganic Chemistry – 1 статья (Импакт-фактор журнала 4.601)

65. O.V. Yakubovich, E.V. Yakovleva, ..., A.N. Vasiliev. Inorg. Chem. **52**, 1538 (2013).

Physical Review Letters – 10 статей (Импакт-фактор журнала 7.370)

66. A.N. Vasil'ev et.al. Phys. Rev. Lett. **81**, 1949-1952 (1998).
67. T. Masuda, A. Zheludev, ..., A. Vasiliev. Phys. Rev. Lett. **92**, 177201 (2004).
68. O. Vyaselev, M. Takigawa, A. Vasiliev, et.al. Phys. Rev. Lett. **92**, 207202 (2004).
69. T. Masuda, A. Zheludev, ..., A. Vasiliev. Phys. Rev. Lett. **94**, 039706 (2005).
70. N. Johanssen, A. Vasiliev, A. Oosawa, et.al. Phys. Rev. Lett. **95**, 017205 (2005).
71. S.-L. Drechsler, O. Volkova, A.N. Vasiliev, et.al. Phys. Rev. Lett. **98**, 077202 (2007).
72. D.S. Inosov, J.S. White, ..., A.N. Vasiliev, et.al. Phys. Rev. Lett. **104**, 187001 (2010).
73. S.V. Borisenko, V.B. Zabolotnyy, ..., A. Vasiliev, et.al. Phys. Rev. Lett. **105**, 067002 (2010).
74. C.W. Luo, I.H. Wu, ..., A.N. Vasiliev, Phys. Rev. Lett. **108**, 257006 (2012).
75. J.E. Hamann-Borrero, S. Partzsch, ..., A. Vasiliev, et.al. Phys. Rev. Lett., **109**, 267202 (2012).

**ФЛЕКСОМАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ
В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ**

Доцент *Пятаков А.П.*

Последнее десятилетие характеризуется всплеском интереса к средам с взаимосвязанными магнитными и электрическими свойствами, что выражается, с одной стороны, в повышенном внимании к фундаментальным аспектам магнитоэлектрических явлений в мультиферроиках – веществах, в которых магнитное и электрическое упорядочения сосуществуют, с

другой – в ожиданиях конкретных практических приложений магнитоэлектриков в спиновой электронике, магнитной памяти и сенсорной технике.

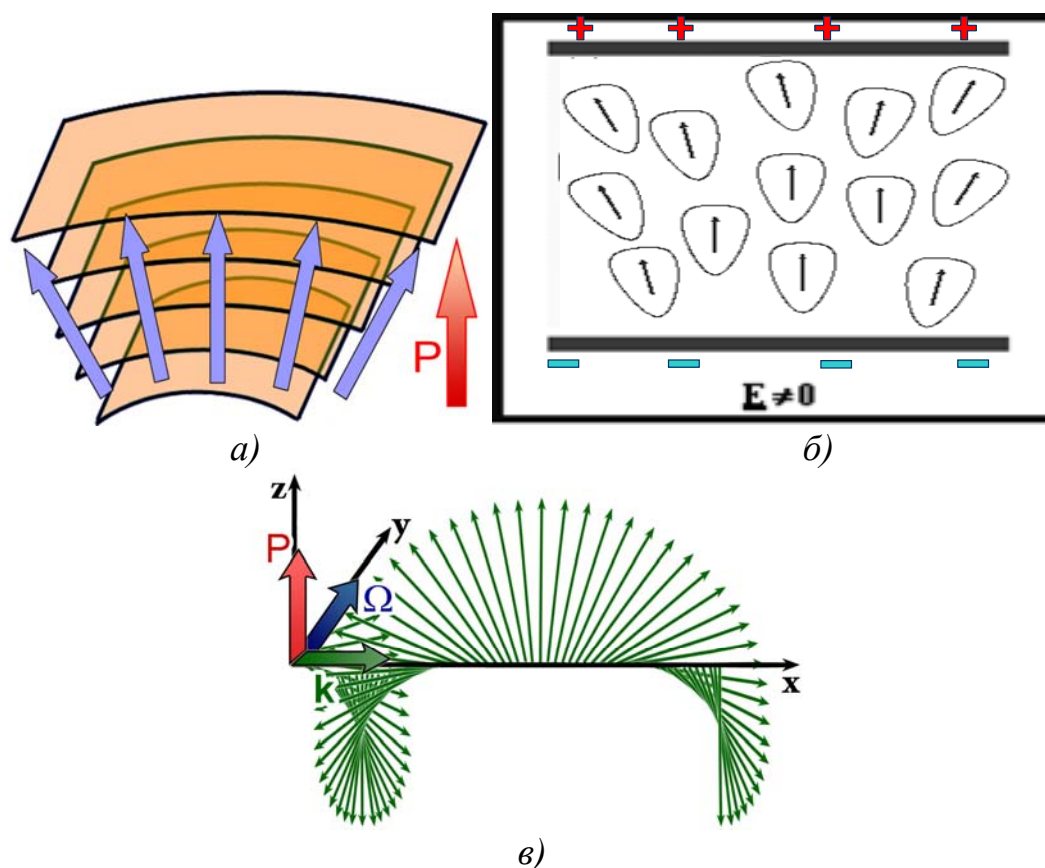


Рис. 1. Флексоэлектрический эффект: а) в диэлектриках за счет возникновения градиента механической деформации при изгибе б) в нематических жидких кристаллах при пространственной модуляции директора, указывающего ориентацию молекул в) в магнитоупорядоченных средах при возникновении спиновой циклоиды. $\mathbf{P}$ — электрическая поляризация, $\mathbf{E}$ — электрическое поле, $\mathbf{k}$ — направление модуляции магнитного параметра порядка, $\mathbf{\Omega}$ — нормаль к плоскости разворота магнитного параметра порядка.

В то же время общее количество высокотемпературных мультиферроиков до сих пор остается небольшим, а те, что проявляют магнитоэлектрические свойства при комнатной температуре, характеризуются малой (или нулевой) намагниченностью и значительными потерями за счет конечной проводимости. В связи с этим актуален поиск новых сценариев реализации магнитоэлектрических явлений в твердом теле, среди которых особого внимания заслуживает механизм образования электрической поляризации, связанный с пространственно модулированными спиновыми структурами (спиновыми циклоидами), аналогичный флексоэлектрическому эффекту в жидких кристаллах [1], в которых подобная изгибу (лат. flexion) пространственная модуляция директора порождает электрическую поляризацию (рис.1). Возникновение электрической поляризации при пространственной

модуляции магнитного параметра порядка называют *флексоманитоэлектрическим* (или неоднородным магнитоэлектрическим [2]) эффектом. Для его существования в магнитных средах нет симметричных ограничений, так что он наблюдается не только в мультиферроиках, но и в центросимметричных магнитных диэлектриках, что позволяет существенно расширить класс магнитоэлектрических объектов [3-5].

Флексоманитоэлектрическое взаимодействие описывается вкладом в плотность свободной энергии вида:

$$F_{FlexoME} = \gamma \cdot \mathbf{p}(\mathbf{n}(\nabla \mathbf{n}) - (\mathbf{n} \nabla) \mathbf{n}) \quad (1)$$

где $\mathbf{p}$ – единичный вектор электрической поляризации, $\mathbf{n}$ – единичный вектор параметра, γ – флексоманитоэлектрическая константа.

Наиболее известным проявлением взаимодействия (1) является образование в антиферромагнитном сегнетоэлектрике феррите висмута спиновой циклоиды, описываемой в гармоническом приближении следующими зависимостями для углов (θ, φ) , характеризующих направление вектора антиферромагнетизма в сферической системе координат с полярной осью вдоль c -оси кристалла:

$$\theta_0 = q_x x + q_y y, \quad \varphi_0 = const = \arctg\left(\frac{q_y}{q_x}\right), \quad |q| = q_0 = \frac{\gamma}{2A} \quad (2)$$

где $\mathbf{q}$ – волновой вектор циклоиды, A – обменная жесткость антиферромагнетика (последнее условие для пространственной частоты определяется минимизацией свободной энергии по периоду циклоиды $\lambda = 2\pi/q$). Гармоническое приближение справедливо в области высоких температур и малых полей.

Механизм флексоманитоэлектрического взаимодействия

Трактовка механизма флексоманитоэлектрического эффекта дается на основе представлений об антисимметричном сверхобменном (через ион кислорода) взаимодействии и данных о взаимных расположениях ионов в кристалле. Энергия антисимметричного обмена, приходящаяся на один магнитный ион, может быть определена как сумма по ближайшим шести соседям иона, принадлежащим другой антиферромагнитной подрешетке:

$$V = \frac{1}{2} \sum_n^{N=6} (\mathbf{D}_n \cdot [\mathbf{s}_0 \times \mathbf{s}_n]) \quad (3)$$

где $\mathbf{s}_0, \mathbf{s}_n$ – единичные векторы магнитного момента центрального иона железа и одного из ионов окружения, соответственно. $\mathbf{D}$ – вектор Дзялошинского, который согласно [6; 7] равен $V_0 [\mathbf{r}_{n-0} \times \mathbf{r}_{n-n}]$, где $\mathbf{r}_{n-0}, \mathbf{r}_{n-n}$ – радиус-векторы, направленные из n -го иона лиганда (в качестве которого выступает ион кислорода) к магнитным ионам железа, $V_0 = 1,1 \text{ мЭВ} / \text{\AA}^2$ – константа взаимодействия. В диссертации показано, что из формулы (3) следует как существование слабого ферромагнетизма, так и флексоманитоэлектрического взаимодействия (1), но вызваны они различными искажениями кри-

сталлической решетки. Первый порождается поворотом кислородных октаэдров (рис. 2а) второе – полярными смещениями (рис. 2б).

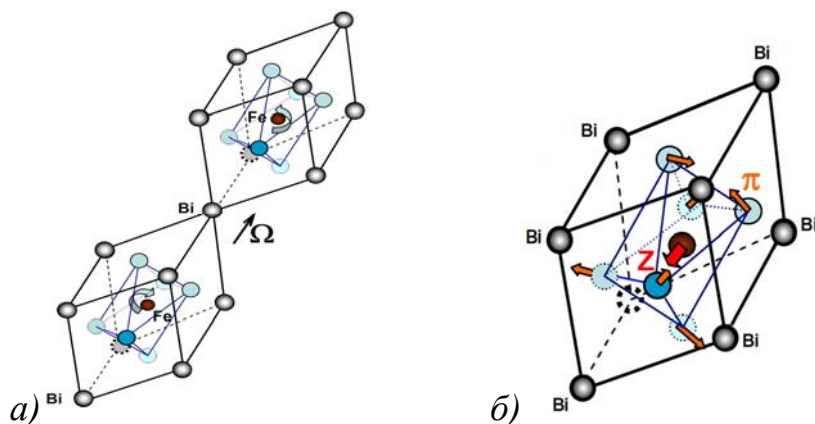


Рис. 2. Ромбоэдрически искаженная перовскитная ячейка, удвоенная за счет антипараллельного вращения кислородных октаэдров вокруг оси. Показаны: а) аксиальная дисторсия Ω , характеризующая поворот кислородных октаэдров б) полярные моды Z и π , характеризующие смещения ионов железа и относительно ионов кислорода вдоль c -оси и поперечные смещения ионов кислорода, соответственно

Флексомагнитоэлектрическое взаимодействие (1) представляет собой часть энергии (3), связанную с полярными смещениями ионов и определяется энергией:

$$V_{FlexoME} = -V_0 a^2 \sum_n \left[\mathbf{n} \times (\mathbf{Z} - \boldsymbol{\pi}_n) \right] \left[\mathbf{s} \times \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial x_n} \right] \quad (4)$$

где $\mathbf{s}$ – спины ионов железа, $\mathbf{Z}$ и $\boldsymbol{\pi}$ – полярные дисторсии кристаллической решетки (рис. 2б), суммирование ведется по трем направлениям квазикубической решетки кристалла $\mathbf{n}=[100], [010], [001]$.

Существование пространственно модулированной структуры, обусловленное флексомагнитоэлектрическим взаимодействием, проявляется не только в магнитных свойствах материала, но и в виде дополнительной электрической поляризации, которая проявляется при подавлении спиновой циклоиды в сильном магнитном поле (рис.4 а). Флексоэлектрическая поляризация, проявляющаяся при таких фазовых переходах, может быть найдена из вклада в термодинамический потенциал:

$$\Delta P = -\frac{\partial F_{FlexoME}}{\partial E} = \gamma \frac{\kappa}{P_s} \frac{d\theta}{dx}, \quad (5)$$

где E – напряженность электрического поля, κ – электрическая восприимчивость материала, P_s – спонтанная поляризация $P_s \gg \Delta P$. При усреднении по периоду циклоиды и с учетом условия минимума полной энергии по волновому вектору ($q_0 = \gamma/2A$, где A – обменная жесткость) получаем оценку $\Delta P = 2\kappa A q_0^2 / P_s \sim 2 \cdot 10^{-5}$ Кл/м² при следующих значениях параметров: поляризации $P_s \sim 1$ Кл/м² ($3 \cdot 10^5$ СГС), обменной жесткости $A = 3 \cdot 10^{-7}$ эрг/см, про-

странственной частоты спиновой модуляции $q_0 = 10^6 \text{ см}^{-1}$, $\kappa = \varepsilon/(4\pi) - 1 \approx 3$, что согласуется с экспериментом (рис. 3 а).

Рисунок 3 б иллюстрирует аналогичное явление в кристалле BaMnF_4 : различный ход магнитоэлектрической кривой в зависимости от угла между магнитным полем в bc -плоскости и b -осью кристалла, наблюдавшиеся в экспериментах [8]. Симметрия BaMnF_4 (класс 2, пространственная группа $A2_1am$) допускает флексомагнитоэлектрическое взаимодействие вида:

$$F_{\text{FlexoME}} = (\gamma_{01} + \gamma_{11} H_y H_z) \frac{\partial \theta}{\partial x} = \left(\gamma_{01} + \frac{\gamma_{11} H^2}{2} \cos 2\Phi \right) \frac{\partial \theta}{\partial x} \quad (6)$$

где Φ – угол, образуемый вектором магнитного поля с b -осью кристалла.

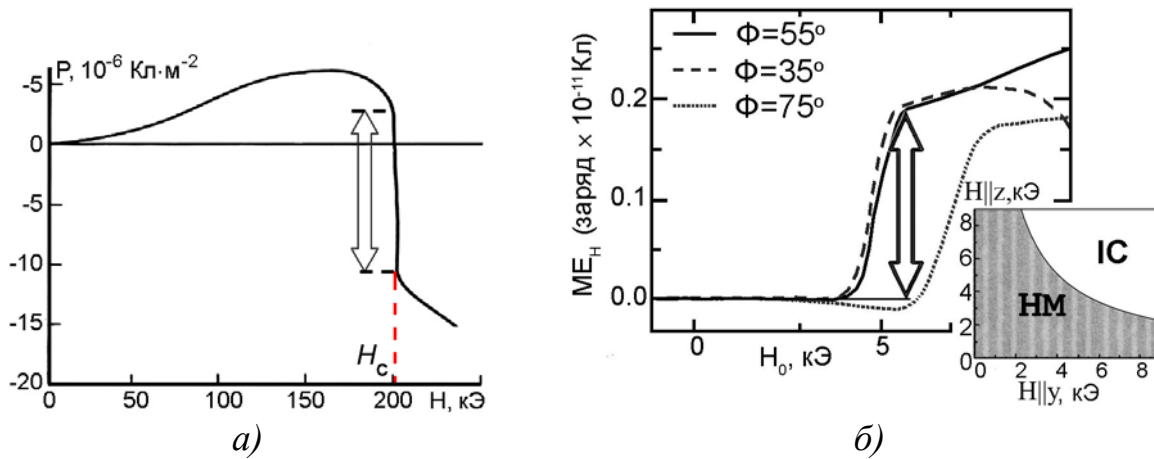


Рис. 3. Магнитоэлектрические аномалии при фазовых переходах: а) пространственно модулированная фаза – однородное состояние в феррите висмута (Экспериментальные данные получены А.М. Кадомцевой, Ю.Ф. Поповым, Г.П. Воробьевым в Проблемной лаборатории магнетизма МГУ [9]) б) однородное состояние-несоизмеримая фаза в BaMnF_4 [8] (на вставке – фазовая диаграмма в осях $H_y H_z$, **НМ** – однородное антиферромагнитное состояние, **ИС** – пространственно модулированная фаза)

Оно отличается от ранее введенного флексомагнитоэлектрического взаимодействия (1) тем, что коэффициент γ в данном случае может зависеть от величины и ориентации внешнего магнитного поля. Как нетрудно видеть из (6), магнитоэлектрический коэффициент достигает максимального значения при угле $\Phi = 45^\circ$ и, действительно, критическое магнитное поле в этом районе минимально (рис. 3 б).

Флексомагнитоэлектрический эффект наблюдается не только в сегнетомагнетиках: электрическая поляризация, связанная с магнитными неоднородностями, может возникать даже в центрально-симметричном магнитном диэлектрике. Представляя флексомагнитоэлектрическую энергию (1) в форме, более удобной для последующего анализа: $F_{\text{FlexoME}} = \tilde{\gamma} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{m}(\nabla \mathbf{m}) - (\mathbf{m} \nabla) \mathbf{m})$, где $\mathbf{m}$ – единичный вектор намагниченности, $\mathbf{E}$ – напряженность электрического поля, $\tilde{\gamma}$ – перенормированная магнито-

электрическая постоянная, получаем для поляризации пространственно модулированной структуры:

$$\mathbf{P} = -\frac{\partial F_{\text{FlexoME}}}{\partial E} = -\tilde{\gamma}(\mathbf{m}(\nabla \mathbf{m}) - (\mathbf{m} \nabla) \mathbf{m}) = \tilde{\gamma}[\mathbf{\Omega} \times \mathbf{k}] \quad (7)$$

где $\mathbf{k}$ – волновой вектор спирали, а вектор $\mathbf{\Omega}$ указывает направление и плоскость разворота. Нетрудно видеть, что согласно (7) поляризация максимальна в случае циклоиды (рис. 4 а) и отсутствует в случае геликоиды (рис. 4 б).

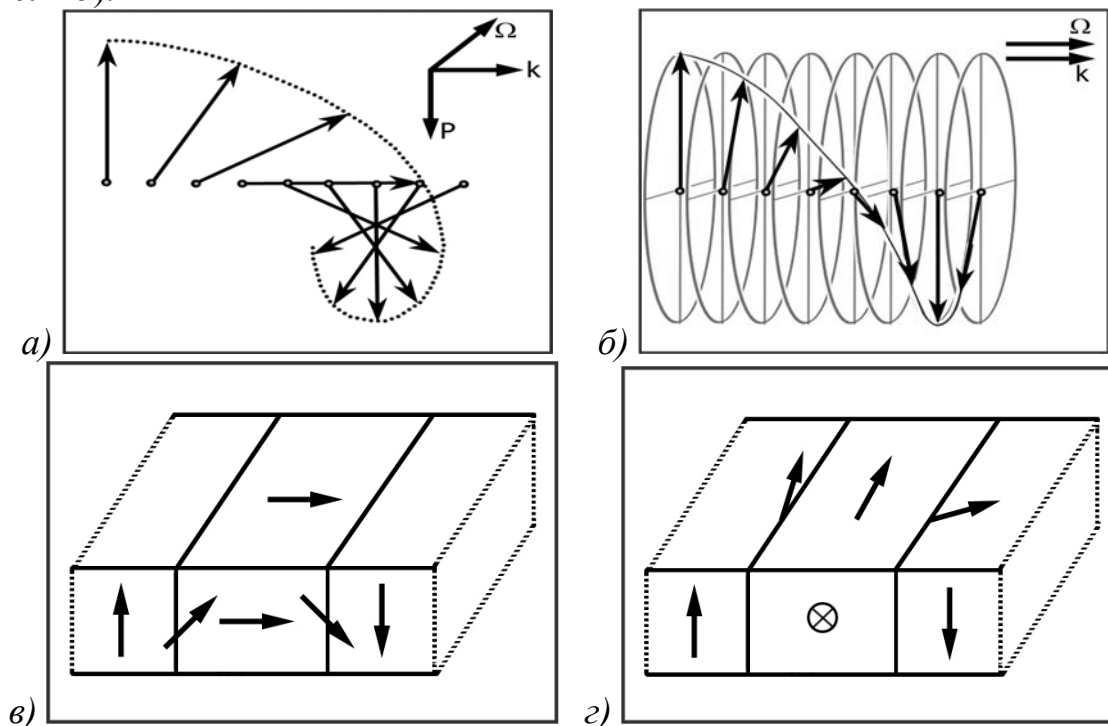


Рис. 4. Пространственно модулированные магнитные структуры а) спиновая циклоида б) спиновая геликоида в) доменная стенка Нееля г) доменная стенка Блоха.

Пространственная модуляция намагниченности имеет место не только в спиральных мультиферроиках, но и в любом магнитном веществе, которому свойственно разбиваться на домены. Границы между ними – доменные стенки – представляют собой области, в которых вектор намагниченности плавно разворачивается при переходе от одного домена к другому, причем в зависимости от типа разворота выделяют два класса: стенки Блоха, соответствующие геликоиде, и стенки Нееля, в симметричном плане аналогичные циклоиде (рис. 4). Поскольку с циклоидами может быть ассоциирована некоторая электрическая поляризация, то появляется возможность управлять микромагнитной структурой с помощью электрического поля. Причем, что важно для практических приложений, эти эффекты должны наблюдаться в тех же условиях, в которых наблюдается микромагнитная структура, а значит, и при комнатных температурах.

Хотя взаимодействие флексоэлектрического типа (1) с самых ранних работ рассматривалось в контексте магнитоэлектрических свойств доменных границ [2], и в дальнейшем оно обсуждалось в теоретических работах [10-15], долгое время можно было говорить только о косвенных признаках флексомагнитоэлектрического эффекта на доменных границах, таких как локальное усиление электромагнитооптического эффекта [16,17].

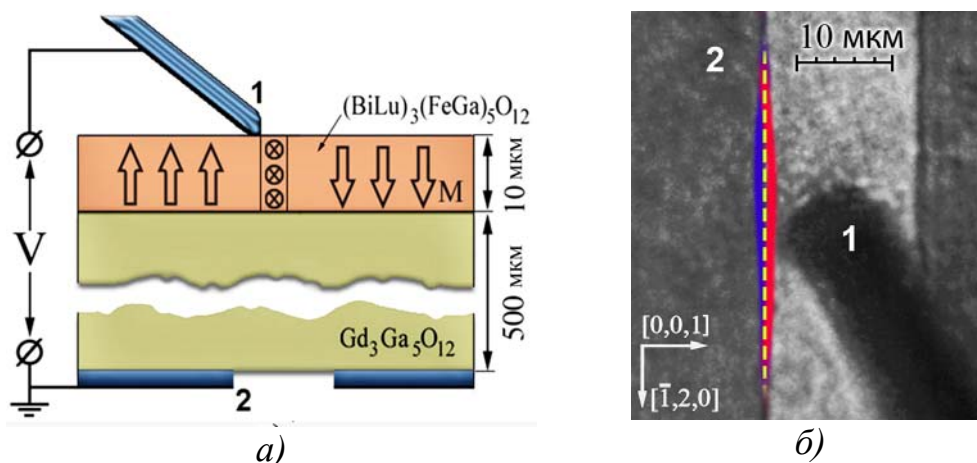


Рис. 5. Эксперименты по смещению доменных границ с помощью электрического поля: а) схема эксперимента: 1 – заостренная проволока из немагнитного металла (медь или золото), 2 – заземленный электрод; б) магнитооптическое изображение пленки в проходящем свете: в непосредственной близости от электрода (1) располагается участок доменной границы (2), который под действием электрического поля смещается от равновесного положения, обозначенного штриховой линией, притягиваясь к игле при положительном потенциале на ней (показано красным) и отталкиваясь при отрицательном напряжении (показано синим).

Экспериментальные исследования МЭ свойств микромагнитных структур проводились на образцах пленок феррит-гранатов, которые являются классическими магнитооптическими материалами [18,19]. Результатом исследований явилось обнаружение нового эффекта движения доменных границ в неоднородном электрическом поле, создаваемом заостренным электродом, расположенным в непосредственной близости от доменной границы (рис. 5 а). Доменные границы в пленках феррит-гранатов имеют одно направление разворота, что проявляется в виде одинаковой электрической полярности доменных границ: все они притягиваются к положительно заряженной игле и отталкиваются от отрицательно заряженной (рис. 5 б).

Наиболее отчетливо эффект проявляется на головках магнитных доменов (рис. 6). При этом становится возможным измерить скорость доменных границ и ее зависимость от электрического поля. Сопоставив резуль-

таты измерений в электрическом поле с измерениями в магнитном поле, можно оценить эффективное магнитное поле, действующее на доменную границу: напряжение 500 В (что соответствует напряженности на острие 1 МВ/см) производит такой же эффект, что и магнитное поле 50 Э. По этим данным становится возможным оценить электрическую поляризацию доменной границы $P \approx 0,25$ мКл/м²

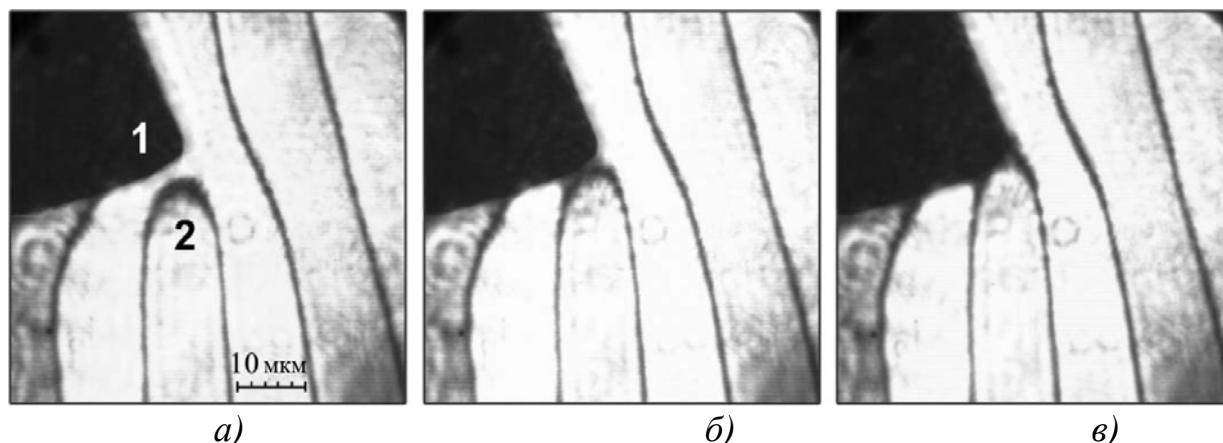


Рис. 6. Движение головки магнитного домена, вызванное ступенчатым импульсом напряжения амплитудой 500 В с шириной фронта 10 нс. а) исходная конфигурация 1 – электрод, 2 – головка магнитного домена. б) показаны также последовательные положения головки через 75 нс (б) и через 150 нс (в) после начала импульса.

Наряду с движением доменных границ наблюдается также наклон их плоскости в электрическом поле, наиболее отчетливо проявляющийся при полосковой геометрии электрода в виде уширения изображений доменных границ при приложении напряжения (рис. 7). При этом доменные границы (за исключением ближайшей к электроду) практически не смещались в сторону электрода, как это имело место в случае точечного зонда, что, по-видимому, объясняется стремлением сохранить неизменными размеры доменов.

Данное явление получает объяснение в рамках флексомагнитоэлектрического механизма. Действительно, магнитная доменная граница представляет собой диполь, который стремится ориентироваться в электрическом поле (рис. 7 в). Результирующий угол наклона определяется балансом уменьшения энергии электростатического взаимодействия и роста поверхностной энергии доменной границы за счет увеличения ее площади при наклоне. По максимальному углу наклона доменной границы ($\alpha = 10^\circ$) можно оценить электрическую поляризацию доменной границы $P_s \sim 0,1$ СГС = $0,3$ мКл/м², что согласуется с приведенной выше оценкой из динамических измерений.

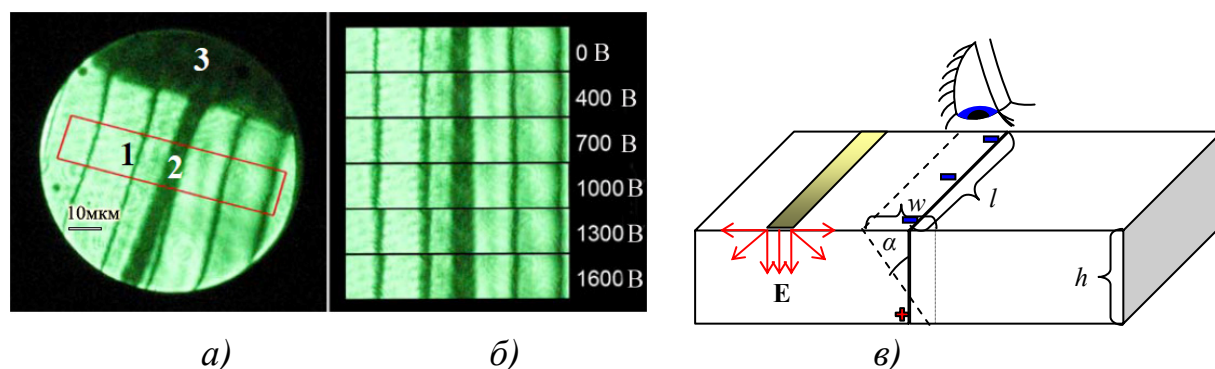


Рис. 7. Увеличение ширины изображения доменных границ под действием электрического поля: а) магнитооптическое изображение доменной структуры пленки: 1 – доменная граница, 2 – полосковый электрод, 3 – контактная площадка б) магнитооптические изображения выделенного участка на рис. 8 а) при различных величинах напряжения на электроде 2. в) схематическое изображения наклона доменных границ (угол наклона α преувеличен в иллюстративных целях), h – толщина пленки, w – ширина изображения доменной границы, l – длина участка стенки.

Как показали эксперименты во внешнем магнитном поле, электрическую поляризацию доменных границ в пленках феррит-гранатов можно переключать с помощью магнитного поля порядка 10-100 Э. Предполагается, что магнитное поле, перпендикулярное доменной границе, изменяет микромагнитную конфигурацию в ней таким образом, что вектор намагниченности в центре доменной границы становится параллельным полю, в результате чего магнитная пленка переходит в новое состояние, в котором направление разворота намагниченности в соседних доменных границах противоположно (рис. 8). При изменении направления магнитного поля на противоположное переключается направление вращения намагниченности в доменных границах, что проявляется в смене электрической полярности доменных стенок.

Микромагнитных структуры не исчерпываются только доменными границами и флексомагнитоэлектрические эффекты могут проявляться также в неоднородностях доменных границ и магнитных вихрях. В этой связи интересна возможность управления магнитными вихрями с помощью статического электрического поля. Хотя полная электрическая поляризация такого вихря равна нулю, отлична от нуля объемная плотность связанных электрических зарядов $\rho(\vec{r}) = -\text{div}\mathbf{P}(\vec{r})$, где $\mathbf{P}$ рассчитывается по формуле (7). Это создает возможность управления магнитными вихрями с помощью электрического поля.

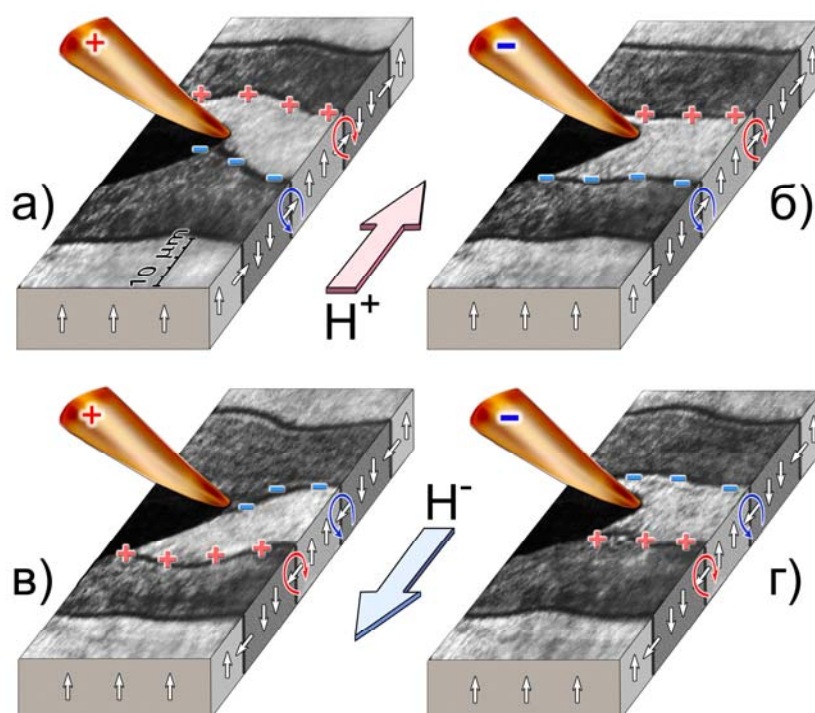


Рис. 8. Зависимость электрической полярности магнитных доменных границ от их микромагнитной структуры, перестраиваемой магнитным полем. Представлены комбинации магнитооптических изображений со схематическим изображением иглы и микромагнитной структуры образца. Противоположные направления вращения намагниченностей в соседних стенках проявляются при взаимодействии с электрически заряженным зондом, поскольку соответствуют поверхностным электрическим зарядам противоположных знаков.

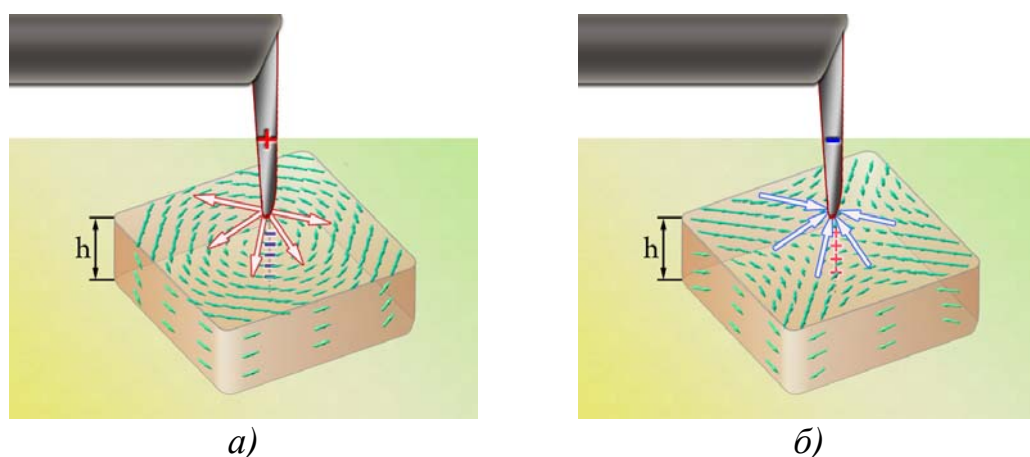


Рис. 9. Предлагаемая схема электрического переключения топологического заряда магнитного вихря в магнитной наночастице а) магнитный вихрь б) магнитный антивихрь.

Неоднородное электрическое поле, необходимое для зарождения вихря, может, например, создаваться иглой кантилевера зондового микроскопа (рис. 9), причем в зависимости от электрической полярности иглы можно ожидать реализации как вихревого, так и антивихревого состояния

в магнитной наночастице. Такая система может рассматриваться как прототип электрически переключаемого элемента магнитной памяти с двумя логическими состояниями. Заметим, что антивихревое состояние магнитной частицы (рис. 9 б) в обычных условиях не реализуется, поскольку с ним связана дополнительная магнитостатическая энергия за счет образования магнитных зарядов на краях частицы.

В заключение отметим, что рассмотренные примеры далеко не исчерпывают всего разнообразия проявлений флексомагнитоэлектрического эффекта в магнитоупорядоченных средах, он оказывает существенное влияние, как на сегнетоэлектрические свойства, так и на формирование микромагнитных структур при наличии внешних или внутренних электрических полей (например, вызванных собственно флексоэлектрическим эффектом при изгибной деформации, возникающей в эпитаксиальных пленках).

Литература

1. Струков Б. А., Леванюк А. П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М., 1983. С. 275
2. Барьяхтар В.Г., Львов В.А., Яблонский Д.А., Теория неоднородного магнитоэлектрического эффекта // Письма в ЖЭТФ. –1983. – Т. 37. - С. 565-567.
3. Sparavigna A., Strigazzi A., Zvezdin A., Electric-field effects on the spin-density wave in magnetic ferroelectrics. // Phys Rev B. –1994. – Т. 50, С. 2953.
4. Pyatakov A.P. and Zvezdin A.K., Flexomagnetoelectric interaction in multiferroics. // The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex System. – 2009. – V. 71– P. 419.
5. Звездин А.К., Мухин А.А., О влиянии неоднородного магнитоэлектрического (флексомагнитоэлектрического) взаимодействия на спектр и свойства магнонов в мультиферроиках. // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – Т. 89, С. 385.
6. Keffer F, Moriya T, Moriya. // Interaction and the Problem of the Spin Arrangements in βMnS , Phys. Rev. – 1962. – V. 126. – P. 896-900.
7. Москвин А.С., Бострем И.Г., Особенности обменных взаимодействий в ортоферритах-ортохромитах // ФТТ. – 1977. – Т. 19, С. 1616-1626.
8. Sciau Ph, Clin M., Rivera J.-P., Schmid H., Magnetoelectric measurements on BaMnF_4 . //Ferroelectrics. – 1990. – V.105. – P.201-206.
9. Попов Ю.Ф., А.К. Звездин, Воробьев Г.П., Кадомцева А.М., Мурашев В.А., Раков Д.Н. Линейный магнитоэлектрический эффект и фазовые переходы в феррите висмута BiFeO_3 . //Письма в ЖЭТФ. – 1993. – V. 57. –P. 65-68.

10. Кротенко Е.Б., Мелихова Ю.В., Яблонский Д.А., Динамика вертикальных блоховских линий в редкоземельных ортоферритах в электрическом поле. // ФТТ. – 1985. – V. 27, С. 3230-3235.
11. Stefanovskii E.P., Electric polarization of magnetic modulated structures and domain walls. // Ferroelectrics. – 1994. – V. 161. – P. 245.
12. Khalfina A.A., Shamtsutdinov M.A., Long-Periodic Magnetic Structure in Magnetoelectrics. // Ferroelectrics. – 2002. – V. 279. P.19.
13. Екомасов Е.Г., Динамика доменных границ с линиями в редкоземельных ортоферритах в магнитном и электрическом полях с учетом обменных релаксационных процессов // Физика Низких температур. – 2003. – Т. 29. – С. 878-884.
14. Tanygin B.M. On the free energy of the flexomagnetoelectric interactions, Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2011. – V. 323. – P. 1899-1902.
15. Шамсутдинов М.А, Харисов А.Т, Николаев Ю.Е. Структура и динамика доменной стенки в ферромагнетике с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием // Физика металлов и металловедение. – 2011. – Т. 111. – С. 472.
16. Krichevtsov B B, Pisarev R V, Selitskii A G: Effect of an electric field on the magnetization processes in the yttrium iron garnet $Y_3Fe_5O_{12}$. // Sov Phys JETP. – 1992. – V. 74. – P.565-573.
17. Koronovsky V.E., Ryabchenko S.M., Kovalenko V.F., Electromagneto-optical effects on local areas of a ferrite-garnet film. // Phys Rev B. – 2005. – V. 71. – P. 72402.
18. Малоземов А., Слончевский Дж., Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. – Москва: Мир – 1982. – 382 с.
19. Звездин А.К. Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок – Москва: Наука – 1988. – 192с.

ИЗМЕНЕНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА В СИСТЕМЕ Pd-In-Ru ПОСЛЕ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО ГИДРИРОВАНИЯ

Доцент Авдюхина В.М., вед.инженер Акимова О.В., физик Левин И.С.,
ст.науч.сотр. Ревкевич Г.П.

Гидрирование (в том числе и электролитическое) приводит к появлению в системе не только водорода, но и аномально большого количества вакансий [1-3], что может способствовать повышению диффузионной подвижности атомов компонент сплава в процессе релаксации. В связи с этим

проведены рентгенодифракционные исследования фольги сплава Pd-5.3ат.%In-0.5ат.%Ru после ее электролитического гидрирования в процессе длительной релаксации с целью установления ее структурных и фазовых характеристик.

hkl	Основная фаза, $a_{hkl}, \text{Å}$ (концентрация индия – доля фазы)	Дополнительные фазы, $a_{hkl}, \text{Å}$ (концентрация индия или вакансий, доля фазы %)		
111	3,9097±0,0006 (5,9 ат%In;- 92,7%)	3.9731±0,0002 (25,8ат%In;- 3.7%)	3.9329±0,0001 (13,8ат%In;- 4,2%)	3.8895±0,0001 (2,5%+V, C_V =0.5%)
200	3,9087±0,0106 (5,68 ат%In- 98,6%)	—	—	3.8730±0,0006 (1,4%+V, C_V =6.3%)
220	3,9090±0,0070 (5,66 ат%In- 98,4%)	—	3.93035±0,0003 (12,37ат%In;- 1,6%)	
311	3,9089±0,0080 (5,56 ат%In- 93,6%)	3,9379±0,0001 (4,7ат%In - 1,7%)	3.9186± 0,0001 (8ат%In- 2%)	3.8894±0,0004 (2,7%+V, C_V =0,56%)
222	3,9087±0,0056 (5,57 ат%In- 79,5%)	3.9454±0,0003 (17,1ат%In - 2,2%)	3,9364±0,0001 (14,3ат%In - 3,2%) 3,9241±0,0004 (10,4ат%In - 1,4%)	3,8938±0,0001 (0,9ат%In -11,2%) 3,8891±0,0001 (2,5%+V, C_V = 4.2%)
400	3,9091±0,0001 (5,66 ат%In- 83,9%)	3,8980±0,0002 (0% In -8%)	3,8869±0,0002 (4,2%+V, C_V =1.4 %)	3.8757±0,0002 (3,9%+V, C_V =5.3%)

В таблице представлены данные о параметрах решетки (a_{hkl}) основной и дополнительных фаз, их долях и о концентрации в них индия или вакансий стороны насыщения («А») для годичной (8200 часов) релаксации фольги на воздухе после гидрирования.

Было установлено, что количество дополнительных фаз по сравнению с состоянием фольги перед электролитическим гидрированием существенно возросло. Наибольшая доля дополнительных фаз наблюдалась среди ОКР(111). В приповерхностном слое (0-3мкм), которому соответствуют дифракционные максимумы (111) и (200), доля дополнительных фаз составляла порядка 10%, в полном рассеивающем слое (дифракционные максимумы (222) и (400)) она возрастала до 20%.

Длительная релаксация в течении 8200 часов привела к тому, что в фольге появились фазы *Pd-Vac*, доля которых среди ОКР(111) одна и та же по всему рассеивающему слою ($\approx 8\%$), но концентрация вакансий в этих

фазах существенно разная: в приповерхностном слое она почти в 8 раз меньше, чем в полном. Установлено, что среди ОКР(100) в приповерхностном слое фаза *Pd-Vac* занимает 1,4% от общего объема, но концентрация вакансий в них высокая и составляет 6,3%; в полном слое доля фазы *Pd-Vac* составляет 8%, а средняя концентрация вакансий в ней 3,3%. Если рассчитать количество вакансий (в произвольных единицах) как произведение их концентрации на долю соответствующей фазы, то окажется, что наибольшее их количество присутствует в ОКР(100) (порядка 20 отн. ед.), причем количество вакансий меньше в приповерхностном слое. Аналогичная картина наблюдается и для ОКР(111): количество вакансий в приповерхностном слое меньше, чем в полном (11 отн. ед. против 2).

Таким образом можно заключить, что после электролитического гидрирования фольги и 8200 часовой релаксации в ней, со стороны насыщения наблюдаются дополнительные фазы, в которых нет атомов индия, но содержится аномально высокое количество вакансий. Причем количество вакансий возрастает по мере увеличения глубины слоя фольги. Также было установлено, что со стороны «А» средняя концентрация индия для основной фазы в ОКР(100) в приповерхностном слое (3 мкм) составляла 5,65 ат.%, а в полном – 5,22 ат.%. В ОКР(111) средняя концентрация индия в приповерхностном слое равна 6,68 ат.%, а в полном – 5,72 ат.%. Таким образом, установлено, что средняя концентрация индия, как в приповерхностном (до 3 мкм), так и в полном слоях (до 6 мкм), со стороны насыщения после электролитического гидрирования и годовой релаксации исследуемой фольги на воздухе уменьшается с глубиной слоя.

С противоположной стороны («В») на дифрактограмме максимума (111) наблюдали две дополнительные фазы, тогда как на дифрактограмме (222) – семь дополнительных составляющих. На дифрактограмме (220) наблюдали 4 дополнительные фазы, причем в одной из них не было атомов индия, но содержалось до 2% вакансий. На дифрактограмме (311) можно было наблюдать 5 дополнительных максимумов, причем два из них содержали аномально высокую концентрацию вакансий. На дифрактограмме (400) наблюдали 4 дополнительные фазы, одна из которых не содержала атомов индия, но содержала более 4% вакансий.

По сравнению со стороной насыщения период дифракционных максимумов со стороны «В» изменялся более резко, как и в сравнении с исходным периодом своей же стороны. Однако следует отметить, что со стороны «В» длительная релаксация привела к сближению периодов обоих порядков отражений как для ОКР(111), так и для ОКР(100).

Было также установлено, что со стороны «В» количество сосуществующих фаз, не содержащих индия, но содержащих вакансии, наблюдалось меньше, чем со стороны насыщения. Для ОКР(111) дополнительные фазы *Pd-Vac* не были зафиксированы, что совпадает с тем, что наблюдалось для

стороны «А». Для ОКР(100) также не были зафиксированы фазы с вакансиями в приповерхностном слое, тогда как в полном рассеивающем слое (до 6 мкм) среди ОКР(100) вакансий в 1,5 раза меньше, чем со стороны насыщения. Было установлено существенное повышение средней концентрации индия в приповерхностном слое по сравнению с концентрацией индия в основной фазе для ОКР(111).

Таким образом, можно заключить, что электролитическое гидрирование и длительная релаксация фольги сплава *Pd-In-Ru* приводят к перераспределению атомов индия и вакансий по глубине фольги и образованию дополнительных фаз, часть из которых содержит высокую концентрацию вакансий. Наблюдаемые изменения структурных и фазовых характеристик фольги исследуемого сплава могут привести к существенному изменению ее механических характеристик, что скажется и на такой важной характеристике фольг, как их водородопроницаемость. Наиболее активно эти процессы идут со стороны «В».

Литература

1. Авдюхина В.М., Акимова О.В., Левин И.С., Ревкевич Г.П. // Известия АН СССР, Металлы, 2011, № 4, с. 50.
2. Avdyukhina V.M., Revkevich G.P., Katsnel'son A.A. // Platinum Metals Review, 2002, vol.46, № 4, p.169.
3. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. // ФТТ, 2004, т. 46, №2, с. 259.

ПРОЦЕСС $\alpha \rightarrow \beta$ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ФОЛЬГЕ СПЛАВА Pd-6вес.%In-0,5вес.%Ru-H

Вед.инженер Акимова О.В., доцент Авдюхина В.М., физик Левин И.С.,
ст.науч.сотр. Ревкевич Г.П.

В настоящее время фольги сплавов системы *Pd-In-Ru* находят применение при разделении смесей хлорсиланов с водородом, что обеспечивает возможность реализации безотходной, технологически замкнутой схемы получения высокочистого кремния. Также они могут быть использованы для получения особо чистого водорода, поскольку обладают высокой водородопроницаемостью и имеют хорошие прочностные характеристики [1].

В работе изучался процесс $\alpha \rightarrow \beta$ превращения в 50 мкм фольге сплава Pd-6вес.%In-0,5вес.%Ru (5.3ат.%In-0.5ат.%Ru) после ее электролитического гидрирования при плотности тока 10 мА/см² в течение 30 минут в процессе вылеживания в нормальных условиях на воздухе. Используя методы рентгеноструктурного анализа (дифрактометр ДРОН-УМ2; Cu-K _{α} -излучение), исследовались положения дифракционных максимумов (111),

(200), (220), (311), (222), (400), их интегральная интенсивность и ширина на половине высоты в процессе релаксации после гидрирования фольги. Обработка экспериментальных данных проводилась с помощью пакета программ «Origin» и «Fityk». Дифракционные максимумы фиксировались с обеих сторон фольги: со стороны, которая была обращена к аноду («А»), и с противоположной стороны («В»), до которой доходил водород, идущий как со стороны «А», так и водород из электролитической ванны.

Экспериментально полученные значения интенсивности приводились к нормированным значениям ($I_{нор}$), что позволяло судить как о наличии в образце текстуры, так и о присутствии в нем дефектов I класса (вакансий, микропор, дислокационных петель малого радиуса, зародышей новой фазы) и экстинкции [2].

При электролитическом гидрировании вместе с водородом в матрицу сплава поступает высокая концентрация вакансий [3-4], которая приводит к уменьшению интенсивности. Концентрация вакансий может быть определена из соотношения

$$n_v = \frac{3\Delta a}{a \cdot 0.22} \quad (1),$$

где 0.22 – уменьшение удельного объема при образовании одной вакансии [5].

После гидрирования в исследуемом образце образуется смесь α - и β -фаз. Объемную концентрацию богатой водородом β -фазы для областей когерентного рассеяния (ОКР) данной кристаллографической ориентировки можно найти, воспользовавшись соотношением [2]:

$$C_\beta = \frac{V_\beta}{V_\alpha + V_\beta} \quad (2),$$

где V – рассеивающий объем соответствующей фазы.

Анализ экспериментальных данных показал, что до насыщения фольги водородом в ней существовала текстура по направлению $\langle\langle 100 \rangle\rangle$, а также вторичная экстинкция. Учитывая это, после гидрирования фиксировались дифракционные линии (111), (200), (220) для β - и α -фаз и линия (400) только для β -фазы в силу того, что количество α - фазы было невелико.

Для стороны «А» все указанные выше дифракционные линии были зафиксированы в течение 3 часов после гидрирования. При этом оказалось, что экспериментально установленный период решетки β -фазы меньше, чем он должен быть в соответствии с диаграммой состояния системы $Pd-In-H$ [5] на $0.0035 \text{ \AA}$. Такое уменьшение периода решетки можно объяснить тем, что в матрице β -фазы после гидрирования содержатся одиночные вакансии, концентрация которых составляет порядка 1,2%.

В интервале времени 7-10 часов релаксации были проведены измерения интенсивности дифракционных максимумов для обеих сторон фольги. Данные о концентрации β -фазы (C_β) в этот период после гидрирования представлены в таблице.

hkl	Сторона «А», C_β , %	Сторона «В», C_β , %
100	96,7	89,8
110	95,2	65,5
111	91,2	60

Видно, что C_β максимальна для ОКР(100) с обеих сторон фольги. Однако, если разница между концентрациями β - фазы для ОКР(100) и ОКР(111) для стороны насыщения составляет порядка 5,5%, то для стороны «В» она близка к 30%. Поскольку ориентационная зависимость количества образующейся β - фазы тем меньше, чем больше плотность тока насыщения при гидрировании, то при открытых обеих поверхностях фольги плотность тока выше для стороны «А». Именно этим и можно объяснить полученные для величины C_β результаты.

Насыщение фольги водородом привело к увеличению рассеивающего объема для ОКР всех рассматриваемых ориентировок. Это увеличение особенно велико для ОКР(111) (почти в два раза). Увеличение рассеивающего объема означает, что в просвечиваемом объеме увеличивается число кристаллических плоскостей, которые параллельны поверхности фольги.

Было также установлено, что для обеих сторон фольги в результате ее насыщения водородом произошел распад однофазного сплава на несколько сосуществующих фаз, о чем свидетельствовала сложная форма линий для обеих сторон фольги. Так, например, для линии (400)_A для времени релаксации 2.5 часа дифракционная линия состояла из 4 составляющих: 4.0070 Å (доля фазы 1%), 3.9996 Å (доля фазы 11%), 3.9917 Å (доля фазы 54%) и 3.9837 Å (доля фазы 34%). Разница в концентрации индия в двух крайних фазах составляет 3.6 ат.%, а фазы, доля которых наиболее велика, содержат 5.1 и 6.4 ат.% In. Анализ экспериментальных данных показал, что в процессе гидрирования сначала происходит уширение кривых распределения ОКР по концентрации в них индия, а затем на краях этого распределения образуются новые фазы. Установлено, что со стороны «А» процесс распада прошел дальше, чем со стороны «В». Этот вывод согласуется с тем, что со стороны насыщения процесс $\alpha \rightarrow \beta$ превращения прошел также дальше. Полученные результаты позволяют однозначно интерпретировать уширение дифракционных линий после гидрирования как результат увеличения ширины кривых, описывающих распределение числа ОКР(hkl) по концентрации в них индия.

Кроме того было установлено, что после гидрирования вероятность образования β - фазы возрастает по мере роста концентрации атомов индия.

Вследствие этого в каждой из сосуществующих фаз сплава $Pd-In-Ru-H$ будет образовываться разное количество β -фазы с разным количеством водорода и вакансий в них. Также было установлено, что по мере роста концентрации индия содержание водорода в β -фазе уменьшается, а содержание водорода в α -фазе – возрастает.

Литература

1. Бурханов Г.С., Н.Б. Горина, Н.Б. Кольчугина, Рошан Н.Р. // Рос. Хим. Журнал (Ж. Рос. хим. об-ва им. Д.И. Менделеева) 2006, v. L, № 4, с. 36.
2. Кривоглаз М.А. // Теория рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами, Киев, "Наукова- Думка", 1967, С.408.
3. Avdyukhina V.M., Revkevich G.P., Katsnel'son A.A. // Platinum Metals Review, 2002, vol.46, № 4, p.169.
4. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. // ФТТ, 2004, т. 46, №2, с. 259.
5. Ревкевич Г.П., Кацнельсон А.А., Христов В.М., Князева М.А. // Известия АН СССР, Металлы, 1990, №4, с.180.
6. Лякишев Н.П. // Диаграммы состояния двойных металлических систем. М. Машиностроение, 2001, т.3, кн.1, с.824.

ДВУХЩЕЛЕВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ДОПИРОВАННЫХ РТУТНЫХ КУПРАТОВ

Аспирант Кульбачинский С.В., профессор Пономарев Я.Г.
профессор ФГУП ВЭИ Фишер Л.М

В сверхпроводящих купратах $HgBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+\delta}$ (НВССО) соединение Hg-1201 содержит одну, Hg-1212 - две, Hg-1223 - три $Cu-O_2$ плоскости, которые в Hg-1221 и Hg-1223 интеркалированы атомами Ca [1-3]. В ртутных купратах сверхпроводящие CuO_2 - блоки разделены диэлектрическими структурными блоками $BaO - HgO_\delta - BaO$ (спейсерами), являющимися поставщиками дырок в CuO_2 -блоки (O_δ – примесный кислород).. Следует отметить, что с повышением числа n CuO_2 - плоскостей в сверхпроводящих блоках (при $n > 3$) проблема получения оптимально допированных образцов $HgBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+\delta}$ стандартным методом существенно усложняется. Так в работе [4] с помощью ЯМР – спектроскопии было установлено, что ЯМР – резонанс на ядрах меди в $HgBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+\delta}$ с $n \geq 3$ трансформируется в дублет, что объясняется различным уровнем допирования кислородом внутренних (IP) и внешних (OP) CuO_2 – плос-

костей в сверхпроводящих блоках. Указанный эффект объясняет нетривиальную зависимость критической температуры от числа CuO_2 – плоскостей n .

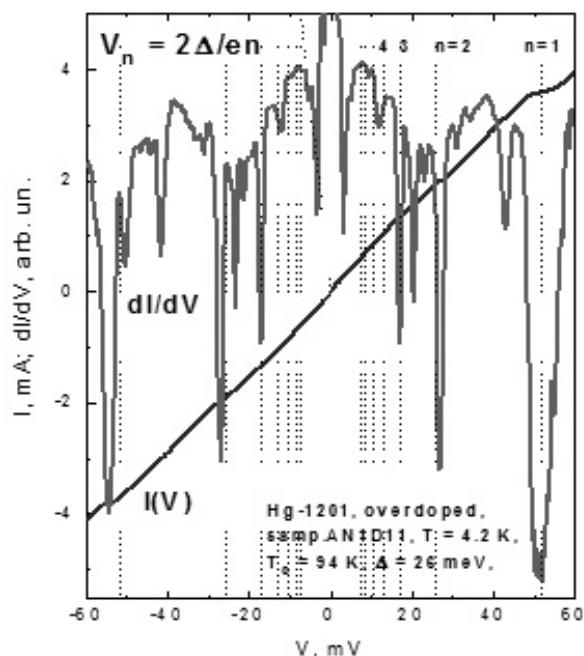


Рис. 1. Субгармоническая щелевая структура на dI/dV – характеристике андреевского Hg-1201 наноконтакта ($T = 4.2$ K, $T_c = 94$ K, $\Delta = 26$ мэВ). Пунктирные линии отмечают положение андреевских сингуляностей: $V_n = 2\Delta/en$.

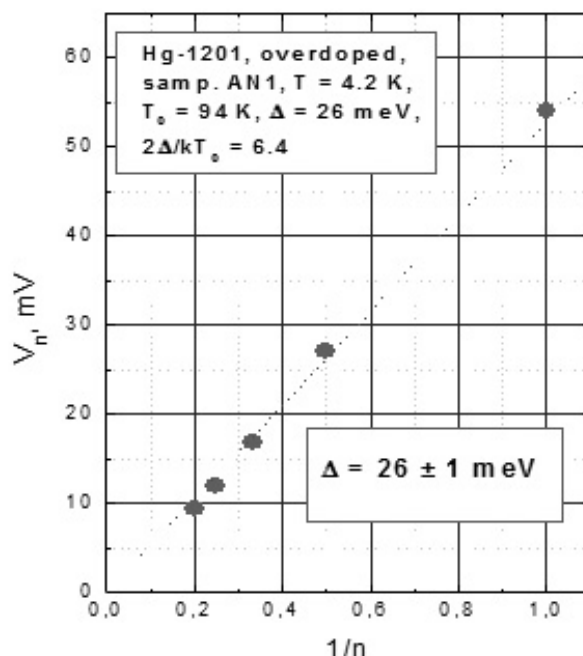


Рис. 2. Зависимость V_n от $(1/n)$ у контакта на базе однослоевого ртутного купрата Hg – 1201 ($T_c = 94$ K) при $T = 4.2$ K. Пунктирная линия соответствует формуле $V_n = 2\Delta/en$ при $\Delta = 26$ мэВ (**однощелевой сверхпроводник**).

В настоящей работе с помощью андреевской спектроскопии определена сверхпроводящая щель у близких к оптимальному допированию поликристаллических образцов ртутных купратов Hg-1201 (однослоевая фаза, $T_c = 93 \pm 2$ K) (Рис. 1 и Рис. 2). У двухслоевой фазы Hg-1212 по данным настоящей работы сверхпроводимость также имеет однощелевой характер. **Качественно отличные результаты получены для трехслоевой фазы.** У слабо передопированных поликристаллических образцов Hg-1223 ($T_c = 124 \pm 5$ K) обнаружены две сверхпроводящие щели, соответствующие одной внутренней (IP) и двум внешним (OP) CuO_2 – плоскостям в сверхпроводящем блоке (Рис. 3 и Рис. 4). **Существование многощелевой сверхпроводимости в ртутных купратах $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$ с $n \geq 3$ объясняется различием в уровнях допирования внешних (OP) и внутренних (IP) CuO_2 – плоскостей [4].**

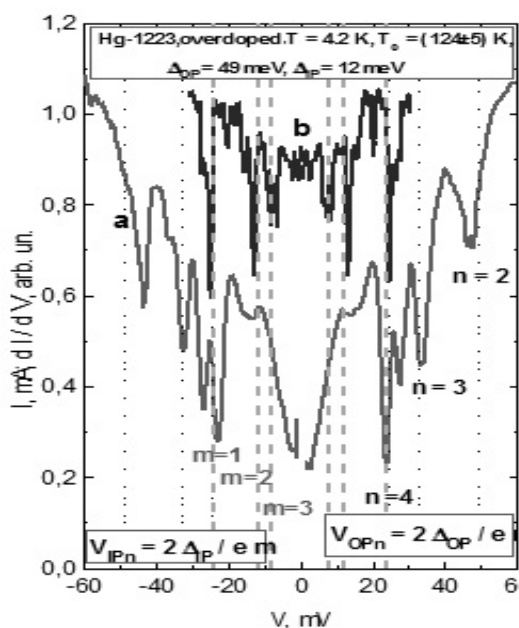


Рис. 3. Две субгармонические щелевые структуры (a, b) на dI/dV – характеристиках андреевского Hg-1223 наноконтакта ($T = 4.2$ K, $T_c = 124$ K). a - структура соответствует **большой** щели $\Delta_P = 49$ мэВ, b - структура соответствует **малой** щели $\Delta_{OP} = 12$ мэВ.

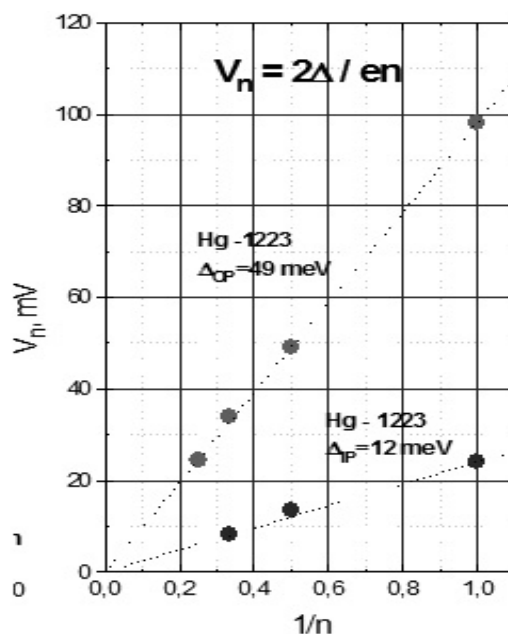


Рис. 4. Зависимости V_n от $(1/n)$ у контакта на базе передопированного **трех-слоевого** ртутного купрата Hg – 1223 ($T_c = 124$ K) при $T = 4.2$ K. Пунктирные линии соответствуют формуле $V_n = 2\Delta/en$ при $\Delta_{OP} = 49$ мэВ и $\Delta_P = 12$ мэВ (**двухщелевой сверхпроводник**).

В настоящей работе на ВАХ Hg-1201 наноконтактов обнаружена дополнительная тонкая структура, вызванная неупругими многократными андреевскими отражениями. Указанный эффект сопровождается излучением неравновесных оптических фононов с энергией ≈ 14 мэВ. Наиболее близкой по энергии к нашему резонансу является оптическая мода бария (плоскость Ва-О) с энергией ≈ 12 мэВ [5]. Полученные в настоящей работе результаты указывают на сильное электрон-фононное взаимодействие в ртутных купратах. Работа поддержана проектами РФФИ.

Литература

1. Putilin S.N., Antipov E.V., Chmaissem O., Marezio M. Nature **362** (1993) 226.
2. Putilin S.N., Antipov E.V., Marezio M. Physica C **212** (1993) 266.
3. V.A. Alyoshin, D.A. Mikhailova, E.B. Rudnyi, E.V. Antipov. Physica C **383** (2002) 59.
4. H. Mukuda, S. Shimizu, A. Iyoi, Y. Kitaoka. Journal of the Physical Society of Japan **81** (2012) 011008.
5. M. d'Astuto, A. Mirone, P. Giura, D. Colson, A. Forget, M. Krisch. arXiv:cond-mat/0309492v3 [cond-mat.supr-con] 27 Nov 2003.

Подсекция:
БИОХИМИЧЕСКАЯ
И МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
Академик В.Я.Панченко, профессор В.А.Твердислов

БИОЛОГИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФОТОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

Ст.преподаватель *Белоусов А.В.*, мл.науч.сотр. *Близнюк У.А.*,
ассистент *Борщеговская П.Ю.*

При определении радиационного взвешивающего фактора для ионизирующих излучений различных типов используются оценки относительной биологической эффективности (ОБЭ) этих излучений. Международная Комиссия по Радиационной защите (МКРЗ) в 1990 году [1] рекомендовала значение взвешивающего фактора (radiation weighting factor) w_R равное единице для всех излучений с низким значением ЛПЭ, в эту группу входят фотоны и электроны всех энергий. И хотя в 2007 году МКРЗ отметила, что в многочисленных экспериментах *in vitro* на клетках наблюдается значительное различие в качестве радиации, например, между излучением ^{60}Co и низкоэнергетическими фотонами, тем не менее, значение взвешивающего фактора w_R равное 1, оставили без изменений. Это связано с тем обстоятельством, что данные радиобиологических экспериментов сильно различаются по данным разных авторов, а также с отсутствием внятного объяснения данного разброса.

При понижении энергии фотонов уменьшается энергия вторичных электронов и возрастает значение ЛПЭ. Полагая, что радиационный эффект, в первую очередь, определяется количеством актов ионизации в единице объема, следует ожидать повышения биологической эффективности с уменьшением энергии фотонов. Во многих работах сравниваются максимальные значения ОБЭ в пределе низких доз RBE_M , которое определяется как отношение начальных (при малых дозах) наклонов кривых «доза-эффект». Чаще всего начальный наклон получается при аппроксимации кривых «доза-эффект» линейными или линейно-квадратичными функциями. При малых дозах следует ожидать, что при равных количествах актов ионизации, произошедших в исследуемом объеме, будут наблюдаться одинаковые биологические эффекты. Таким образом, ОБЭ может быть оценено, как отношение доз исследуемых излучений, при которых происходит равное количество актов ионизации.

Цель работы – компьютерное моделирование процесса прохождения фотонов низких энергий через биологические ткани, исследование энергетической зависимости числа актов ионизации приходящихся на единицу поглощенной дозы. Моделирование источников рентгеновского излучения с различными энергиями, материалами и толщинами фильтров, материалами анода. Оценка ОБЭ для различных спектров рентгеновского излучения основанная на сравнение количества актов ионизации, вызванных излучением различных энергий, на единицу поглощенной дозы.

При радиобиологических экспериментах по определению коэффициента ОБЭ облучаются клетки, помещенные в питательный раствор, который тонким слоем распределен по некоторой подложке. Таким образом, происходит облучения тонких слоев толщиной от 0,001 до 1 мм. При компьютерном моделировании на тонкий слой вещества, соответствующего по элементному составу средней биологической ткани, направлялся поток моноэнергетических фотонов. Внутри чувствительного объема фиксировались процессы взаимодействия ионизирующего излучения с веществом, определялось количество актов ионизации и поглощенная доза. В отдельном эксперименте моделировался спектр рентгеновского излучения с заданными параметрами. На рис.1 приведена зависимость кол-ва актов ионизации, приходящихся на единицу поглощенной дозы, от энергии фотонов для слоев различной толщины.

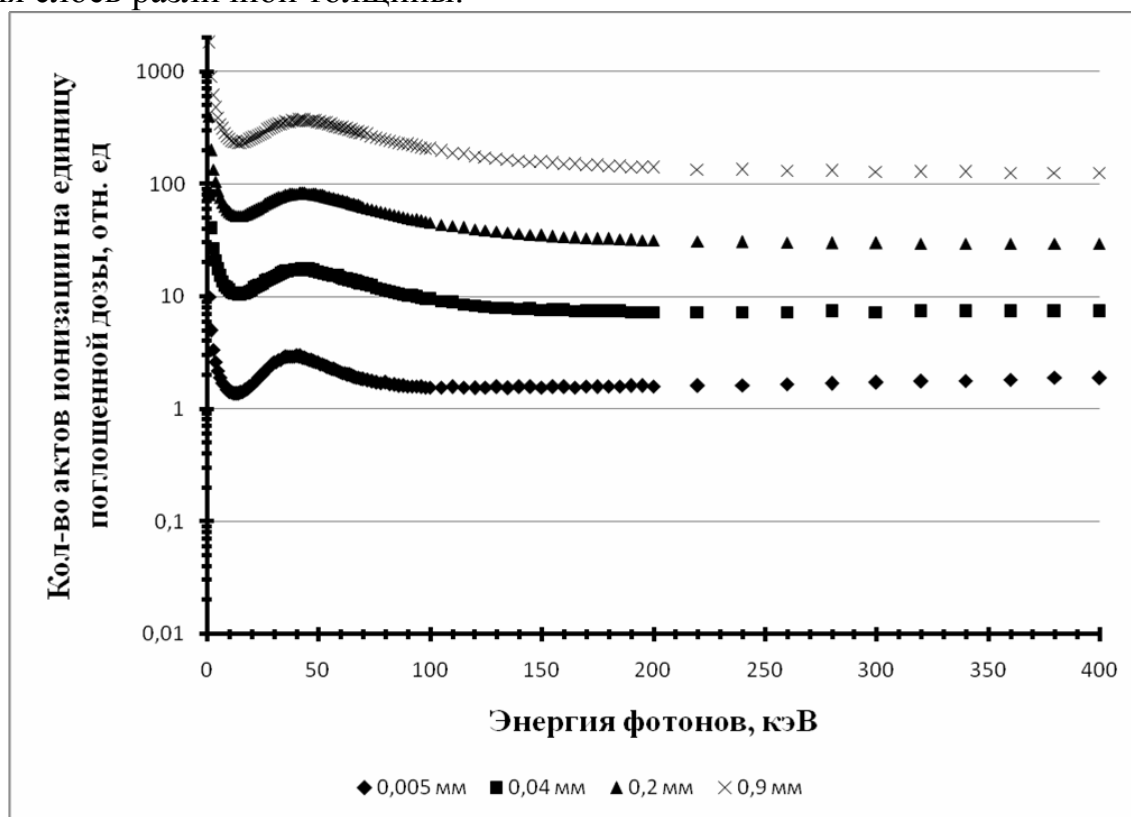


Рис. 1. Зависимость кол-ва актов ионизации на единицу поглощенной дозы от энергии фотонов.

Как видно из рис. 1 при различных энергиях фотонов на единицу поглощенной дозы приходится различное количество актов ионизации N_{ion}/D . Для всех толщин кривая сначала резко спадает при повышении энергии до ~15 кэВ, затем плавно повышается до энергий ~40 кэВ и медленно спадает при дальнейшем повышении энергии. При энергиях свыше 100 кэВ можно полагать, что данная величина не зависит от энергии фотонов. Таким образом, наибольшие отклонения наблюдаются в области

энергий фотонов до 100 кэВ. Высокая чувствительность среднего кол-ва актов ионизации на единицу поглощенной дозы в данной области энергий позволяет объяснить большой разброс экспериментальных значений ОБЭ в данной области энергий.

Для смоделированных спектров рентгеновского излучения оценки ОБЭ проведены следующим образом. Все спектры разбивались на участке с шагом в 1 кэВ, определялось среднее по спектру кол-во актов ионизации и средняя по спектру поглощенная доза. ОБЭ оценивалось как отношение актов ионизации на единицу поглощенной дозы для исследуемого спектра, к той величине для спектра излучения ^{60}Co для различных толщин. Результаты представлены в табл. 1.

Таблица №1. Характеристики рентгеновского излучения и ОБЭ относительно излучения ^{60}Co для слоев различной толщины.

№	Материал анода	Напряжение, кВ	Фильтры, мм	Средняя энергия спектра, кэВ	ОБЭ			
					0,005 мм	0,04 мм	0,2 мм	0,9 мм
1	W	350	0.112 Cu + 0,1 Al	69,5	0,51	1,55	2,08	2,12
2	W	300	0.3 Be + 0.2 Cu	62,2	0,50	1,55	2,11	2,17
3	W	200	7.0 Be + 0.5 Cu	46,3	0,48	1,56	2,18	2,28
4	W	120	1.5 Al + 1.0 Al	31,2	0,48	1,58	2,23	2,34
5	W	60	0.4 Be	18,0	0,48	1,62	2,28	2,38
6	W	50	0.5 Be + 0.25 Al	15,9	0,48	1,63	2,30	2,40
7	W	50	2.2 Be + 0.5 Al	15,9	0,48	1,63	2,30	2,40
8	Mo	29	0.8 Be + 0.03 Mo	11.3	0,50	1,69	2,38	2,46
9	Rh	28	1.0 Al	11.0	0,50	1,70	2,38	2,47
10	Rh	28	0.025 Rh	11.0	0,50	1,70	2,39	2,47
11	Mo	28	0.03 Mo	11.2	0,50	1,69	2,38	2,46
12	Mo	28	0.025 Mo	11.0	0,50	1,69	2,38	2,47
13	W	25	2.0 Be + 0.3 Al	10.3	0,50	1,71	2,41	2,49

Как видно из табл. 1. ОБЭ слоя толщиной 0,005 мм слабо меняется в пределах 0,5 по мере уменьшения энергии рентгеновского излучения, а для остальных значений толщины возрастает. В зависимости от толщины и

спектра рентгеновского излучения ОБЭ могут отличаться до 5 раз, что позволяет объяснить наблюдаемый разброс значений в радиобиологических экспериментах. Экспериментальный разброс значений ОБЭ фотонного излучения [2] для различных спектров рентгеновского излучения лежит в диапазоне 0,6–3 в зависимости от условий облучения.

Литература

1. ICRP, Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication 60, Ann. ICRP, **21**, No. 1–3, Oxford: Pergamon Press., 1991.

2. Белоусов А.В., Бурый В.Е., Матусова Т.В., Черняев А.П. «Относительная биологическая эффективность фотонов низких энергий». Медицинская физика, №3, 2012, стр. 86–95.

ПСИХОФИЗИОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ВОСПРИЯТИЯ СЛУХОВЫМИ НЕЙРОНАМИ МУЗЫКИ И РЕЧИ

Вед. науч. сотр. *Гордиенко В.А.*, ст. науч. сотрудник *Гордиенко Т.В.*, доцент
Исайчев С.А., студент *Амосов М.В.*

Акустические колебания и волны играют важную роль в процессе жизнеобеспечения не только человека, но и практически всех живых существ на Земле. Однако, несмотря на активные исследования в области акустики, применительно к вопросам регистрации акустических сигналов органами слуха остается достаточно много нерешенных проблем, а иногда даже противоречивых трактовок работы соответствующих систем организма, обеспечивающих «слуховое» восприятие акустических сигналов.

Одна из таких проблем связана с частотной селекцией сигналов, принимаемых слуховыми органами человека. С одной стороны, ухо человека различает достаточно близкие по частоте звуки (менее 1 Гц), что с позиций радиофизики должно свидетельствовать об очень высокой добротности системы регистрации звуков, но отсутствие «послезвучания» (которое по ряду оценок для нейронов не превышает 5–10 мкс), столь характерного для регистраторов с высокой добротностью противоречит такому выводу.

Другая проблема касается частотного диапазона воспринимаемых слуховым органом человека акустических сигналов. Традиционно принято считать, что человек с помощью уха «слышит» звук в диапазоне частот от 16 Гц до 20 кГц. Частоты находящиеся ниже указанной области, которые мы будем в дальнейшем называть инфранизкими частотами (ИНЧ), не ре-

гистрируются слуховыми органами. Однако данные наблюдений показывают, что в такой трактовке есть тоже свои проблемы.

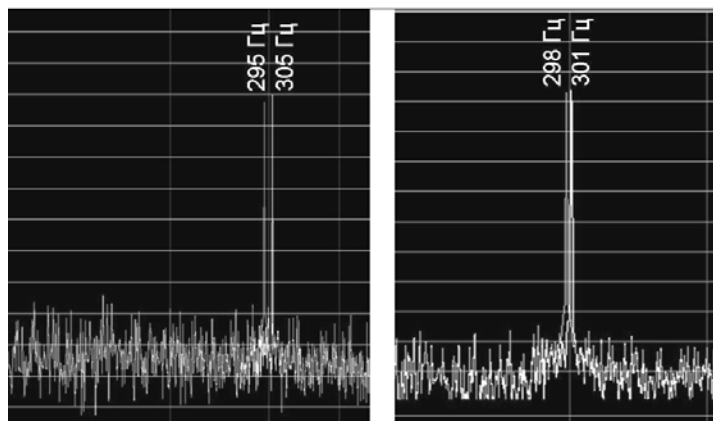


Рис.1. Модуляция громкости суммированием двух синусоид.

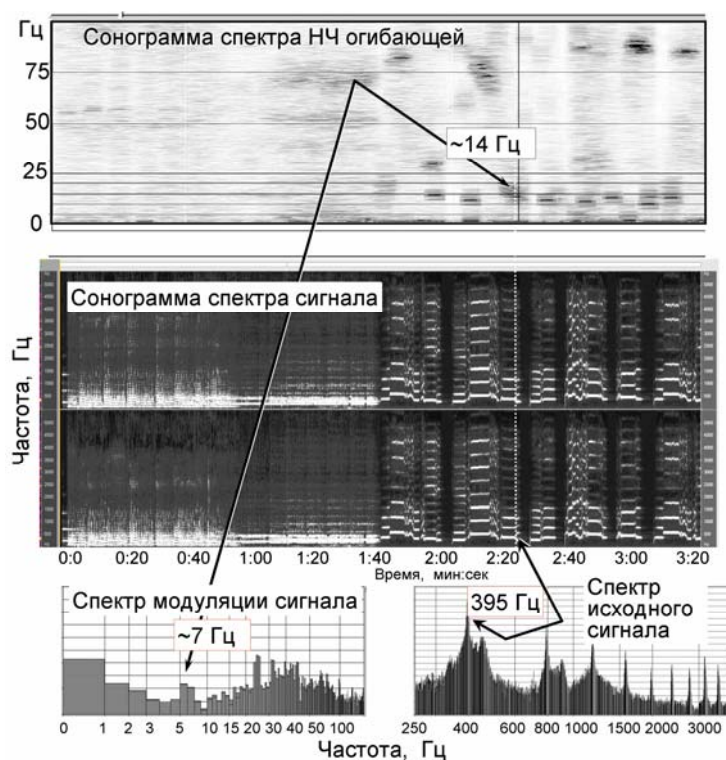


Рис.2. Сонограммы спектра сигнала, спектра НЧ огибающей сигнала (громкости) и характерные спектры в момент времени появления инфразвуковой составляющей сигнала за счет частотной вибрации голоса.

Данная статья написана на основании полученных нами предварительных данных исследований особенностей регистрации акустических сигналов слуховым органом человека и анализа многочисленных публикаций на эту тему в различных источниках. Регистрация электроэнцефалограмм (ЭЭГ) осуществлялась на 24 канальном приборе «Энцефалан 131-03». Источниками ИНЧ являлись модулированный суммированием двух синусоид сигнал (рис.1) и тибетская музыка (рис.2), начинающаяся с чтения мантры и заканчивающаяся характерным голосовым пением с вибрациями голоса. Мы расцениваем эту работу как дискуссионную. Некоторые высказанные в ней гипотезы нельзя считать установленными однозначно,

но, вместе с тем, надеемся, что их «обнаrodование» послужит толчком для дальнейших исследований в этом направлении.

Проведенный нами анализ показал, что должны существовать минимум два способа восприятия ИНЧ человеком. **Первый** – достаточно очевиден и описан во многих работах (см., напр. [1]). Это прямое воздействие собственно инфразвуковой волны, приводящей к периодическим смещениям органов и тканей, особенно к большим в случае резонансов. Воздействие этого механизма на организм, как правило, проявляется при больших уровнях звука. **Второй** механизм, о котором пойдет речь в данной работе, – скорее всего, связан со специфической реакцией слуховых нейронов на сигналы слышимого ухом диапазона звуковых частот. Это свойство связано со специфическим выделением нейронами изменения частоты и громкости акустического сигнала. При этом длительность «интегрирования» сигнала огибающей по нашей оценке должна составлять от 20 до 50 мс. Есть основания полагать, что именно с этим механизмом связано эмоциональное восприятие музыки и речевых сигналов. Действительно, любое музыкальное произведение или речевой сигнал никогда не звучат монотонно на одной частоте с одной и той же громкостью. Это означает, что в процессе звучания всегда осуществляется как частотная, так и амплитудная модуляция сигнала. Во многом она зависит не только от нотной записи произведения, но и от манеры исполнителя, или даже от дирижера оркестра. В результате одна и та же музыка, исполненная разными людьми, несет в себе совершенно разные низкочастотные информационные составляющие. На рис. 2 приведены в качестве примеров низкочастотные составляющие, появляющиеся при исполнении использованного нами музыкального фрагмента, который был записан через фильтр высоких частот, исключивший из исходной записи все частоты ниже 50 Гц. На интервале 0-100 с в спектре огибающей в основном присутствуют частоты дельта-ритма. Начиная с 100-й секунды с достаточно четкой повторяемостью через 5-6 с наблюдается вибрация голоса певицы, приводящая к вариациям частоты на 4-7 Гц (фрагмент одного из спектров модуляции приведен на рис.2). Однако на экспериментально полученном отклике ЭЭГ в эти моменты времени наблюдается ответная реакция на удвоенной частоте, т.е. 8-14 Гц. Именно эти частоты содержатся в громкостных спектрах сигнала, полученных при усреднении сигнала за 20-50 мс (рис. 2). И именно такие ИНЧ могут регистрироваться слуховыми нейронами [2,3].

Таким образом, ухо распознает звуковой объект не только по его спектру, но и по временной структуре определенных событий в звуковом сигнале. Всё вместе это составляет некий звуковой код, который в виде последовательности нервных импульсов поступает в мозг. В мозге происходит сравнение этого кода с ранее услышанным звуком или запись в память нового кода, одной из координат которого является время (структура, су-

ществующая в пределах определенного временного отрезка). Для обеспечения распознавания слуховая система сравнивает спектрально-временную структуру (в том числе, в диапазоне ИНЧ) услышанного звука с шаблоном, находящимся в слуховой памяти. Затем происходит запоминание структуры и тембра источников звука, в результате чего мы можем прокручивать в голове любую ранее услышанную мелодию.

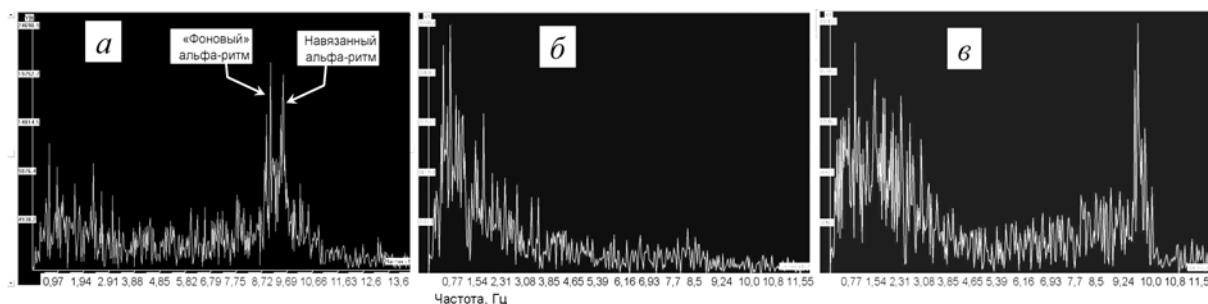


Рис. 3. Пример регистрации спектра ЭЭГ в области частот 0-15 Гц: а) появление дополнительного пика навязанного альфа-ритма во время прослушивания музыки; б) пример регистрации одного из спектров ЭЭГ (0-50 с) перед первым прослушиванием и в) через 200-250 с с начала прослушивания музыкального фрагмента. Канал F1 ЭЭГ.

При совпадении частоты звукового кода с каким-либо ритмом головного мозга, возникает резонанс [4], увеличивающий (иногда уменьшающий) амплитуду соответствующего ритма (рис.3). Однако памяти на такое изменение амплитуды не возникает. Есть основания полагать, что для «запоминания» информации, содержащейся в частотах возбуждения, совпадающих с «высокочастотными» ритмами работы головного мозга должна быть сформирована соответствующая частота повторения сигнала в области дельта-ритма и даже более низких частот. Для альфа-ритма эта частота составляет примерно 0,14-0,17 Гц, которая может быть обеспечена, например, повторением генерируемой внешним звуковым источником «навязанной» частоты альфа-ритма с интервалом 5-7 секунд. Согласно данным литературных источников, примерно такие же частоты характерны и для механизма возникновения памяти по отношению к бета-ритму [5,6]. Для влияния на дельта-ритм в спектре огибающей должны, по-видимому, наблюдаться частоты порядка 0,7-0,9 Гц.

Таким образом, слуховые органы работают в нелинейном режиме и представляют собой систему, похожую на квантовую. В результате обработки последовательности кодов (стробов) формируется громкостная огибающая в диапазоне ИНЧ, которая и ответственна за эмоциональное восприятие звука. Для «запоминания» информации, содержащейся в частотах возбуждения, совпадающих с «высокочастотными» ритмами работы головного мозга должна быть сформирована соответствующая частота повторения сигнала в области инфранизких частот.

Литература

1. Гордиенко В.А. Физические поля и безопасность жизнедеятельности. – М.: АСТ. 2006.
2. Бибииков Н. Г., Иваницкий Г. А. Механизмы анализа огибающей в слуховой системе животных и человека// Тез. 9 Всесоюз. конф. по информационной акустике. – М., 1987.
3. Бибииков Н. Г. Реакция нейронов слухового пути лягушки на тоны, модулированные по амплитуде двумя низкочастотными синусоидами// Сенсорные системы. Т. 22, №3, 2008. С. 179-193.
4. С.А. Исайчев, Д.С. Осипова, Ю.М. Коптелов. Дипольные модели генераторов альфа ритма// Журнал высшей нервной деятельности, 2003, Т. 53. С. 577-586.
5. Данилова Н.Н., Ханкевич А.А. Гамма-ритм в условиях различения временных интервалов// Вестн. Моск. ун-та. Сер. 14. Психология. 2001. № 1. С. 51.
6. Данилова Н.Н. Неинвазивное отображение активности локальных сетей у человека по данным многоканальной регистрации ЭЭГ// Психология. Журнал Высшей школы экономики. 2009. Т. 6, № 1. С. 114-131.

НАНОЧАСТИЦЫ МАГНЕТИТА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ И ЛАЗЕРНОЙ РЕГЕНЕРАЦИИ ХРЯЩЕВЫХ ТКАНЕЙ

Профессор *Соболь Э.Н.*, ст.науч.сотр. *Баум О.И.*,
ст.науч.сотр. *Омельченко А.И.*, аспирантка *Сошникова Ю.М.*,
студентка *Ватрина А.С.*

В последнее время сильно возрос интерес к использованию наночастиц в диагностике и медицине. Наночастицы оксидов металлов используют в качестве контрастных агентов для магнитно-резонансной томографии [1]. В оптической томографии наночастицы на основе металлов успешно заменяют органические флуоресцентные метки [2]. Активно разрабатываются методы направленной доставки лекарств [3] и гипертермии раковых опухолей [4] с использованием биосовместимых наночастиц на основе металлов. Еще одна область применения наночастиц в лазерной медицине связана с использованием наночастиц в качестве поглощающих добавок лазерного излучения [5], что позволяет существенно снизить мощности лазерного воздействия, сконцентрировать воздействие в поврежденных областях, куда способны проникнуть наночастицы, а также снизить негативное воздействие на соседние здоровые области.

Перспективы применения магнитных наночастиц в лазерной инженерии хрящей также значительны. Деградация хрящевой ткани начинается в некоторых локальных областях, выявить и диагностировать которые на ранних стадиях, как правило, не удастся, поскольку современные методы позволяют диагностировать только достаточно большие (размерами порядка 1 мм) области поражения [6, 7]. Поэтому весьма важным и актуальным являются исследования возможности использования наночастиц магнетита в качестве контрастных добавок для диагностики хряща на ранних стадиях заболевания, когда трещины и дефекты малого (микронного) размера могут быть уже доступны для проникновения в них магнитных НЧ. При этом размер проникающих в хрящ НЧ может свидетельствовать о степени повреждения.

Одной из основных проблем, которую приходится решать при использовании магнитных наночастиц в медицинских целях, является их склонность к агломерации, т.е. проблема стабильности. Использование различных органических стабилизаторов позволяет существенно повысить стабильность дисперсии магнитных наночастиц, предотвратив образование агломератов, а в случае частиц магнетита и преждевременное окисление наночастиц кислородом [8]. Особое место в ряду стабилизаторов занимают полисахариды, полученные из натурального сырья [9]. Данные вещества с одной стороны улучшают биосовместимость магнитных наночастиц, образуя вокруг них полимерную матрицу, а с другой придают наночастицам дополнительную биофункциональность за счет наличия у полисахарида функциональных групп, способных участвовать в образовании связей с биомолекулами.

В данной работе для стабилизации частиц магнетита был использован крахмал. Полученные водные дисперсии наночастиц магнетита исследовали с помощью методов динамического рассеяния света, аналитического ультрацентрифугирования, просвечивающей электронной и атомно-силовой микроскопии. Было установлено, что полученные водные дисперсии наночастиц магнетита являются полидисперсными. Показано, что дисперсия содержит как отдельные частицы магнетита, содержащие лишь несколько элементарных ячеек (до 10 нм), так и крупные агломераты частиц размером до 1 мкм и более. Однако, установлено также, что суммарная доля крупных частиц существенно ниже доли частиц до 100 нм. Установлена возможность стабилизации наночастиц добавлением крахмала. В исследуемом диапазоне концентраций увеличение содержания крахмала в системе приводит к уменьшению среднего размера частиц магнетита в дисперсии. При этом в случае добавления крахмала после осаждения магнетита средний размер частиц сильно сдвинут в большую сторону, что свидетельствует об участии крахмала в стабилизации частиц магнетита на стадии их зарождения и роста зародышей в процессе химического синтеза.

Были подобраны условия для получения стабильных при хранении и устойчивых к повышению температуры водных дисперсий частиц магнетита.

Полученные дисперсии наночастиц магнетита демонстрируют устойчивость при повышении температуры с 20 до 70°C, что говорит о потенциальной возможности их использования в экспериментах по лазерной терапии биотканей, когда температура на поверхности воздействия не превышает 70°C [10]. Изучена также стабильность дисперсий со временем, выявлен незначительный рост размера частиц в течение 7 дней с момента их получения, что мало влияет на общее распределение и не изменяет свойств магнитной дисперсии. Данный тип стабильности представляется важным в процессе хранения дисперсий для их последующего медицинского использования и нуждается в дальнейшем исследовании. Возможность применения магнитных наночастиц для управления лазерным излучением в хрящах обусловлена особенностями структуры хрящевого матрикса. Как было показано ранее [10], структура хрящевой ткани характеризуется наличием на поверхности пор и каналов, размеры которых разнятся в зависимости от типа ткани, ее возраста, наличия или отсутствия повреждений, а также предварительного воздействия (в т.ч. и лазерного). Поскольку хрящевая ткань не содержит кровеносных сосудов, то наличие каналов и пор обеспечивает перенос внутритканевой жидкости и питание клеток. Таким образом, структура хрящевой ткани позволяет проводить импрегнацию наночастиц через поры и каналы хрящевого матрикса. Как было показано в данной работе, наночастицы магнетита размерами около 10 нм проникают в здоровую хрящевую ткань, что соответствует наличию пор соответствующего размера [10]. При деградции хрящей возникают трещины размерами более 1 мкм, что позволяет импрегнацию более крупных частиц [10]. Поэтому использование дисперсий магнитных частиц с широким распределением по размерам позволяет оценить размеры имеющихся в ткани микродефектов. Лечебное лазерное воздействие на дефектную структуру хряща, импрегнированную наночастицами, которые увеличивают поглощение лазерного излучения, позволяет производить локальное, целенаправленное лечение при меньшей мощности излучения. Это создает предпосылки для использования наночастиц магнетита как для диагностики, так и для оптимизации лечебного воздействия на хрящевые ткани.

Литература

1. J. Chen, F. Wang, Y. Zhang, In Vivo Tracking of Superparamagnetic Iron Oxide Nanoparticle Labeled Chondrocytes in Large Animal Model. *Annals of Biomedical Engineering*, 2012, DOI: 10.1007/s10439-012-0621-5.
2. C. T. Xu, J. Axelsson, S. Andersson-Engels, Fluorescence diffuse optical tomography using upconverting nanoparticles, *Applied Physics Letters*, 2009, 94, 251107.

3. W.H. De Jong, P. JA Borm, Drug delivery and nanoparticles: Applications and Hazards, Internantional Journal of Nanomedicine, 2008, 3(2), 133-149.
4. A. P. Khandhar, R. M. Ferguson, K. M. Krishnana, Monodispersed magnetite nanoparticles optimized for magnetic fluidhyperthermia: Implications in biological systems, Journal Of Applied Physics, 2011, 109, 07B310.
5. Popov A., Priezzhev A., Myllylä R., Optimal sizes of gold nanoparticles for laser treatment of tumors, Proc. of SPIE, 2007, Vol. 6534 65343K-1.
6. J.-J. Shyu, C.-H. Chan, M.-W. Hsiung, P.-N. Yang, H.-W. Chen, W.-C. Kuo, Diagnosis Of Articular Cartilage Damage By Polarization Sensitive Optical Coherence Tomography and The Extracted Optical Properties, Progress In Electromagnetics Research, 2009, PIER 91, 365–376.
7. M. Stolz, R. Gottardi, R. Raiteri, S. Miot, I. Martin, et al., Early detection of aging cartilage and osteoarthritis in mice and patient samples using atomic force microscopy, Nature Nanotechnology, 2009, 4, DOI: 10.1038/NNANO.2008.410.
8. D.K. Kim , W. Voit , W. Zapka, B. Bjelke, M. Muhammed, K.V. Rao, Biomedical application of ferrofluids containing magnetite nanoparticles, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 2001, Vol. 676, Y8.32.1-6.
9. A. L. Daniel-da-Silva, T. Trindade, Biofunctional Composites of Polysaccharides Containing Inorganic Nanoparticles, Advances in Nanocomposite Technology, 2011; ISBN: 978-953-307-347-7, 275 – 298.
10. E. Sobol, A. Sviridov, A. Omelchenko, V. Bagratashvili, M. Kitai, S.E. Harding, Laser Reshaping of Cartilage, Biotechnology and Genetic Engineering Reviews, 2000, 17, 553 – 578.

ПРИМЕНЕНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОМПОНЕНТОВ КРОВИ

Ст. науч. сотр. ИЛФ СО РАН Черкасова О.П.,
мл. науч. сотр. ИПЛИТ РАН (Троицк) Смирнова И.Н.,
науч. сотр. ИПЛИТ РАН (Троицк) Назаров М.М., доцент Шкуринов А.П.

Терагерцовый (ТГц) диапазон электромагнитного спектра занимает промежуточное положение между оптическим и микроволновым диапазонами. Излучение ТГц диапазона имеет низкую энергию фотонов и не способно вызывать деструкцию и ионизацию тканей. Развитие методов импульсной ТГц спектроскопии открыло новые перспективы в биологических исследованиях, так как стало возможным за одно измерение провести

анализ широкого спектра частот и одновременно получать информацию как о преломлении, так и о поглощении образца. В отличие от ближнего инфракрасного диапазона, в котором лежат характеристические частоты отдельных атомных групп, спектральный отклик в ТГц диапазоне несет информацию о молекулярных движениях, относящихся к молекулам в целом, таким как скручивающие или изгибные колебания, и о колебаниях кристаллической решетки в случае молекулярных кристаллов. Спектры большинства кристаллических веществ в ТГц диапазоне частот имеют несколько полос поглощения, которые однозначно характеризуют данное вещество. В плане био- и медицинских приложений определяющим является высокая чувствительность ТГц излучения к наличию и к состоянию воды.

Возможность применения импульсной ТГц спектроскопии для ранней диагностики заболеваний и контроля состояния пациентов на этапе выздоровления связана с тем, что многие болезни являются следствием комплексного нарушения обмена веществ, при этом диагностика заболевания по одному маркеру является неинформативной и способствует переходу заболевания в хроническую фазу, требующую дорогостоящего и длительного лечения. Поэтому изучение уникальных спектральных „отпечатков пальцев“, специфичных для процессов, протекающих в организмах, по интегральным показателям, таким как спектры поглощения и преломления в ТГц диапазоне частот, и поиск различий этих интегральных показателей между биологическими образцами здоровых и больных лиц, является чрезвычайно важной задачей [1]. Представляемая работа посвящена применению импульсной ТГц спектроскопии для исследования компонентов крови здоровых и больных сахарным диабетом лиц с целью создания нового экспресс-метода анализа крови.

Сахарный диабет характеризуется высоким уровнем глюкозы в крови, изменением профиля липидов крови, повышенным уровнем кортикостероидных гормонов. В предварительных исследованиях нами было показано, что глюкоза [2, 3] и кортикостероидные гормоны имеют характеристические полосы поглощения в диапазоне частот от 0,7 до 3,0 ТГц [4, 5]. В настоящей работе приведены результаты изучения спектров поглощения и отражения крови, сыворотки крови, гемоглобина а также модельных смесей с известным количеством белка, глюкозы, липидами и гормонами. В работе был использован импульсный ТГц спектрометр, подробно описанный в статье [5]. Были исследованы жидкие образцы в специальной кювете и на призме полного внутреннего отражения, а также тонкие пленки препаратов на кварцевых подложках.

Было получено, что наибольшие отличия в спектрах как поглощения, так и отражения растворов наблюдаются в диапазоне 0,4-0,6 ТГц. Спектры отражения пленочных препаратов позволяют идентифицировать характеристические линии.

Работа поддержана РФФИ (грант № 13-02-01364) и ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы» (ГК № 14.512.11.0022).

Литература:

1. Nazarov M.M., Shkurinov A.P., Tuchin V. V., Zhang X.-C. Terahertz Tissue Spectroscopy and Imaging // Handbook of Photonics for Biomedical Science, chapter 23 (pp. 519-617), Editor: Valery V. Tuchin, Series in Medical Physics and Biomedical Engineering, CRC press, Taylor and Francis Group, 2010.
2. Nazarov M.M., Shkurinov A.P., Tuchin V. V., Zhernovaya O. S., Modification of terahertz pulsed spectrometer to study biological samples // Proceedings SPIE Vol. 6535, Saratov Fall Meeting 2006: Optical Technologies in Biophysics and Medicine VIII, Valery V. Tuchin, Editors, 65351J-7.
3. Назаров М.М., Шкуринов А.П., Кулешов Е.А., Тучин В.В. Терагерцовая импульсная спектроскопия биологических тканей // Квантовая электроника. 2008. Т. 38, № 7. С.647-654.
4. Смирнова И., Федулова Е., Назаров М., Черкасова О. Структурно-чувствительные изменения в спектрах терагерцового поглощения ряда кортикостероидных гормонов // Вестник НГУ. Серия Физика. 2010. Т.5, №4. С.170-175.
5. Smirnova I.N., Sapozhnikov D.A., Kargovsky A.V., Volodin V.A., Cherkasova O.P., Bocquet R., Shkurinov A.P. Lowest-lying vibrational signatures in corticosteroids studied by terahertz time-domain and Raman spectroscopies // Vibrational Spectroscopy. 2012. Vol. 62 . P. 238–247.

ИТЕРАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В ЗАДАЧАХ ИССЛЕДОВАНИЯ ИНТРООКУЛЯРНЫХ ЛИНЗ

Ст.лаборант Панкратова Ю.В., студентка Кознова М.В.,
доцент Ларичев А.В.

Рассмотрены итерационные методы восстановления волнового фронта оптического излучения по набору дискретных измерений градиента фазы. Для методов Якоби, Гаусса–Зейделя и последовательной сверхрелаксации получены значения среднеквадратического отклонения восстановленного волнового фронта от заданного и определен метод, достигающий наибольшей точности реконструкции.

В настоящее время в оптике широкое распространение находят методы адаптивной оптики, которые особенно актуальны при создании сверхмощных лазеров [1], диагностических медицинских систем [2] и сверхбольших наземных телескопов. Актуальным приложением является диагностика оптических параметров интраокулярных линз. Данная работа посвящена сравнительному исследованию итерационных методов восстановления волнового фронта (ВФ) на основе матрицы его градиентов, которая может быть непосредственно измерена датчиком типа Шака-Гартмана.

Основные компоненты датчика волнового фронта Шака-Гартмана: матрица микролинз и матрица приемников. При падении плоского волнового фронта матрица микролинз формирует в фокальной плоскости определенную систему фокальных пятен в соответствии со своей геометрией. При падении искаженного волнового фронта, пятна в фокальной плоскости смещаются. По этим смещениям рассчитывают средний градиент фазы в пределах субапертуры.

Современные датчики Шака-Гартмана характеризуются большим количеством микролинз в линзовом растре, их число может превышать 16000. Кроме того при использовании подобных датчиков можно столкнуться с такими проблемами, как ограниченные размеры апертуры, выпадение некоторых точек. В мультифокальных интраокулярных линзах зачастую формируется система концентрических зон с различной оптической силой. В этом случае на границе зон имеет место значительные градиенты фазы, которые приводят к образованию артефактов при восстановлении фазы. При таких условиях не все известные методы восстановления волнового фронта могут быть использованы. Поэтому целью данной работы являлось исследование численных методов, которые позволяют получить высокую точность восстановления волнового фронта при минимальных вычислительных затратах.

В качестве примера рассмотрим модальный и зональный методы. Модальный метод основывается на использовании базиса полиномов Цернике. Волновой фронт раскладывается в набор ортогональных базис функций, а коэффициент оценивается из дискретных значений измерения градиента фазы. Возможно возникновение существенной ошибки восстановления.

В случае зонального метода волновой фронт восстанавливается непосредственно из набора дискретных измерений градиента фазы, полученных с датчика волнового фронта. Получаемый таким способом волновой фронт имеет меньшую ошибку восстановления по сравнению с модальным методом. Для проведения восстановления зональным методом активно используются итерационные математические методы.

В качестве исследуемых итерационных методов были выбраны: Метод Якоби, Гаусса-Зейделя, последовательной сверхрелаксации. При по-

строении исходной системы уравнений были использованы методы трапеций и метод Симпсона. Идея рассматриваемых методов состоит в использовании для проведения реконструкции значения фазы ВФ в некоторой точке распределения, значений фазы и градиентов в соседних с ней точках сетки. Для метода трапеций итоговое значение определяется, как некоторое средневзвешенное четырех соседних точек [3]. В методе Симпсона для расчета значения оценки ВФ используются не четыре соседних элемента, а восемь. Соответственно изменятся формулы для расчета значений производных и оценок волнового фронта.

Для метода Якоби и Гаусса-Зейделя общая формула имеет вид:

$$\varphi_{n,m} = \frac{\varphi_{n,m}}{g_{n,m}} + \frac{S_{n,m}}{g_{n,m}}, \text{ где}$$

$$S_{n,m} = g_{n-1,m} S_{n-1,m}^x - g_{n+1,m} S_{n+1,m}^x + g_{n,m-1} S_{n,m-1}^y - g_{n,m+1} S_{n,m+1}^y$$

$$\overline{\varphi_{n,m}} = \varphi_{n-1,m} g_{n-1,m} + \varphi_{n+1,m} g_{n+1,m} + \varphi_{n,m-1} g_{n,m-1} + \varphi_{n,m+1} g_{n,m+1}$$

g - матрица известных весовых коэффициентов;

Если полученное в левой части уравнения значение хранится в отдельном массиве, пока не будет проведен подсчет всех интересующих точек ВФ, процедура будет именоваться методом Якоби. В случае, если левая часть уравнения обновляется постоянно - процедура соответствует методу Гаусса-Зейделя[4].

Прибавляя и отнимая $\varphi_{n,m}^k$, полученное на предыдущем шаге, а также вводя коэффициент релаксации w получим формулу:

$$\varphi_{n,m}^{k+1} = \varphi_{n,m}^k + w \left(\frac{\overline{\varphi_{n,m}}}{g_{n,m}} + \frac{S_{n,m}}{g_{n,m}} - \varphi_{n,m}^k \right).$$

Такая итерационная техника называется методом последовательной сверхрелаксации [5].

В качестве примера для сравнения описанных методов был смоделирован волновой фронт, содержащий астигматизм вида:

$$\varphi = 2.3717 * \frac{x^2 - y^2}{(N/2)^2} + \frac{6xy}{(N/2)^2}.$$

Данный волновой фронт был восстановлен четырьмя способами для трех значений количества проводимых итераций. В качестве параметра характеризующего степень точности восстановления волнового фронта было выбрано среднеквадратическое значение отклонения восстановленного ВФ от заданного, полученные значения приведены в таблице ниже.

Количество итераций	Якоби	Гаусс-Зейдель	Последняя сверхрелаксация	Симпсон (Послед. сверхрелаксация)
16	0,4008	0,3340	0,1666	$4,78 \cdot 10^{-5}$
64	0.3385	0,1822	0,0181	$6.28 \cdot 10^{-16}$
128	0.2014	0,0717	0,0019	$7.06 \cdot 10^{-16}$

Результаты численного моделирования свидетельствуют, что последовательная релаксация с использованием метода Симпсона позволяет получить более точное в сравнении с другими итерационными методами восстановленное распределение фазы при высокой скорости сходимости.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект №11-02-01353-а).

Список использованной литературы.

1. О.И. Шанин, Адаптивные оптические системы в импульсных мощных лазерных установках, Техносфера, Москва, 2012
2. Jason Porter and others, Adaptive Optics for Vision Science, Wiley-Interscience
3. Daniel Malacara, Optical Shop Testing, Third Edition, Wiley-Interscience, 1980
4. W.H. Southwell, Wavefront estimation from wavefront slope measurements, J.Optical Socciety of America, Vol. 70, №8, 2007.
5. S.W. Bahk, Highly accurate wavefront reconstruction algorithms over broad Spatial-Frequency bandwidth, Opt Express, 2011.

ИК-ФУРЬЕ И ИМПУЛЬСНАЯ ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИИ КОМПЛЕКСОВ БЕЛКА И МОДЕЛЬНЫХ СИСТЕМ С КРАУН-ЭФИРОМ

Мл. науч. сотр. *Бородин А.В.*, доцент *Брандт Н.Н.*, доцент *Чикишев А.Ю.*, доцент *Карговский А.В.*, сотр. Уханьской нац. лаб. оптоэлектроники Хуаджонгского ун-та науки и технологий (Китай) *Луо К.*, аспирантка *Манькова А.А.*, вед.науч.сотр. химфака МГУ *Сакодынская И.К.*, доцент *Шкуринов А.П.*, сотр. Уханьской нац. лаб. оптоэлектроники Хуаджонгского ун-та науки и технологий *Ванг К.Дж.*, сотр. Уханьской нац. лаб. оптоэлектроники Хуаджонгского ун-та науки и технологий *Жао И.*, сотр. Инст. оптики университета Рочестера (США) *Жанг К.Ч.*

Белки являются важными биологическими объектами, которые обеспечивают функционирование живых организмов. Главную роль в функционировании белков и их активности играет их структура.

Известно, что водной среде сериновые протеазы обеспечивают гидролиз пептидных связей. Например, α -химотрипсин (ХТ) достигает максимума своей активности при значении рН 7.8. При попадании в органические растворители лиофилизированные сериновые протеазы меняют свою функцию на трансэтерификацию и активность уменьшается на несколько порядков. Тем не менее, активность белков в органических растворителях может быть повышена путем лиофилизации сериновых протеаз из водного раствора, содержащего краун эфир [1]. Считается, что этот эффект может быть следствием взаимодействия молекул краун эфира с поверхностными амино-группами белка. В работах [2, 3] этот эффект исследовался с применением метода спектроскопии комбинационного рассеяния. Для того, чтобы воспроизвести такое взаимодействие мы использовали модельное соединение трис(гидроскиметил) аминометан (трис), которое по своему химическому строению может быть использовано как модель амино-групп белка.

В работе мы использовали методы импульсной терагерцовой и ИК-Фурье спектроскопии для изучения взаимодействия ХТ и протонированного триса с молекулами 18-краун-6 (КЭ). Обе методики позволяют изучать низкочастотные колебательные моды.

По результатам работы мы можем заключить, что непротонированный трис слабо взаимодействует с КЭ. Увеличение относительной концентрации молекул КЭ в комплексе не приводит к значительным изменениям в терагерцовом спектре. Спектры комплексов могут быть представлены в виде суперпозиции спектров компонент. Протонированный трис, напротив, сильно взаимодействует с молекулами КЭ. ИК и терагерцовые спектры их комплексов не могут быть представлены в виде суперпозиции компонент, и некоторые линии, присутствующие в спектрах комплексов отсутствуют в спектрах чистых веществ [4].

Терагерцовые и ИК спектры ХТ показывают, что ХТ имеет широкополосное поглощение в изучаемом диапазоне и можно отметить только три слабые линии. При этом спектры комплексов ХТ-КЭ демонстрируют наличие нескольких заметных линий. Анализ полученных данных показал, что спектры комплексов ХТ-КЭ с относительными концентрациями компонент 1:100 и 1:250 не могут быть представлены в виде суперпозиций спектров чистых веществ. Спектр комплекса 1:250 также не является суперпозицией спектров комплекса 1:100 и чистого КЭ.

Изменения, происходящие в спектрах комплексов ХТ-КЭ при увеличении относительной молярной концентрации КЭ соответствуют изменениям, происходящим при этом и в спектрах смесей протонированного триса с КЭ. Поэтому мы можем предположить, что увеличение функциональной активности ХТ в неводных растворах связано со взаимодействием протонированных амино-групп белка с молекулами КЭ.

Литература

1. J. Broos, I.K. Sakodinskaya, J.F.J. Engberson, W. Verboom, D.N. Reinhoudt, "Large Activation Of Serine Proteases By Pretreatment With Crown Ethers", J. Chem. Soc., Chem. Commun., 2, 255-256, (1995).
2. N.N. Brandt, V.V. Molodozhenya, I.K. Sakodinskaya, A.Yu. Chikishev, "The Raman spectra of a crown complex of Tris(hydroxymethyl)aminomethane", Russian Journal of Physical Chemistry, 74 (11), 1883-1887, (2000).
3. N.N. Brandt, A.Yu. Chikishev, I.K. Sakodinskaya, "Raman spectroscopy of tris-(hydroxymethyl)aminomethane as a model system for the studies of alpha-chymotrypsin activation by crown ether in organic solvents", J. Molecular Structure, 648 (3), 177-182, (2003).
4. A.A. Mankova, A.V. Borodin, A.V. Kargovsky, N.N. Brandt, I.I. Kuritsyn, Q. Luo, I.K. Sakodinskaya, K.J. Wang, H. Zhao, A.Yu. Chikishev, A.P. Shkurinov, X.-C. Zhang, "Terahertz time-domain and FTIR spectroscopy of tris-crown interaction", Chemical Physics Letters, 554, 201–207 (2012).

ДИАГНОСТИКА СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Мл. науч. сотр. Шишин Е.А., аспирантка Жданова Н.Г., мл. науч. сотр.
Тихонова Т.Н., профессор Фадеев В.В.

Актуальной задачей современной медицинской диагностики является исследование проявлений патологий на молекулярном уровне, приводящих, в частности, к изменению структурных характеристик белков – их конформации и, как следствие, характеристик межмолекулярного взаимодействия. Например, альбумин, основной белок плазмы крови человека, выполняющий в организме транспортные функции, может в результате различных заболеваний связываться с различными лигандами [1], образовывать фибриллоподобные структуры, агрегировать и т.д. Понимание этих процессов важно не только с точки зрения фундаментальной биофизики, но и с точки зрения медицины, так как изменение конформации может приводить к утрате функциональных свойств белка, кроме того, сам белок может потенциально служить индикатором патологических процессов, позволяя проводить их мониторинг на ранних стадиях.

Для исследования изменений на молекулярном уровне в фармакологии, биомедицинской диагностике и биофизхимии широко применяется метод флуоресцентной спектроскопии, позволяющий проводить измерения *in situ* в реальном времени. В основе данного подхода лежит хорошо известный факт: чувствительность флуорофоров – фрагментов макромолекул, ответственных за флуоресценцию, к параметрам микроокружения. Методы классической флуоресцентной спектроскопии по большей части основаны на измерении интенсивности и формы полосы флуоресценции собственных флуорофоров белка (ароматических аминокислот) или флуоресцентных зондов при варьировании внешнего фактора, влияющего на структуру молекулы. Так, широко распространен подход, основанный на тушении флуоресценции белка лигандами, позволяющий определить скорость комплексообразования с использованием уравнения Штерна-Фольмера, а также модификация этого подхода, позволяющая получить число сайтов связывания [2].

В данном докладе рассмотрен ряд новых методов в определении структурных характеристик белков с использованием флуоресцентной спектроскопии, призванных дополнить традиционный подход:

1) Использование спектральной зависимости эффективности тушения флуоресценции, проявляющейся в результате неоднородного уширения полосы в случае, когда в исследуемой системе присутствуют флуорофоры с разным окружением.

2) Анализ изменения формы спектра флуоресценции, связанного с вариацией конформации, приводящей к изменению взаимного расположения флуорофоров и, следовательно, характеристик переноса энергии электронного возбуждения между ними [2].

3) Использование различных протоколов обработки данных тушения флуоресценции – модифицированного варианта уравнения Штерна-Фольмера, теории Скэтчарда, описывающей комплексообразование в системе с различными типами сайтов связывания, подхода, описывающего зависимость числа сайтов связывания и скоростей комплексообразования от конформации белка.

4) Применение метода нелинейной флуоресцентной спектроскопии, позволяющего определять молекулярные фотофизические параметры, в частности, скорость переноса энергии, зависящую от конформации белка [4-5].

Указанные выше методы были применены в работе для исследования изменений конформационных характеристик сывороточного альбумина человека под действием внешних факторов (значений pH, температуры, тяжелых металлов, детергентов), по-разному влияющих на его структуру. Полученные с использованием подходов (1)-(4) число и тип сайтов связывания, а также скорости комплексообразования альбумина с лигандами,

оказались в соответствии с данными, полученными нефлуоресцентными методами (калориметрией, диализом, потенциометрией и т.д.), тогда как традиционные подходы дают неверные результаты. Принципиальным отличием предложенных подходов является учет фотофизических процессов, приводящих к частичному тушению флуоресценции, в частности, механизма влияния изменения структурных характеристик белка при связывании лигандов на квантовый выход флуоресценции, тогда как стандартные методы в большинстве случаев оперируют моделью статического (полного) тушения флуоресценции белка лигандами.

Литература

1. Sroogy I. Glycation of albumin: reaction with glucose, fructose, galactose, ribose or glyceraldehyde measured using four methods. //Journal of Biochemical and Biophysical Methods. 1994. V. 28. PP. 115-121.
2. Banishev A.A., Shirshin E.A., Fadeev V.V. Laser fluorimetry of proteins containing one and two tryptophan residues. // Laser Physics. 2008. V. 18, №7, pp.861-867.
3. Weder H.G., Schildknecht J., Lutz R.A., and Kesselring P. Determination of binding parameters from Scatchard plots: theoretical and practical considerations. //Eur. J. Biochem. 1974. V. 42. PP. 475-481.
4. Fadeev V.V., Shirshin E.A.. Nonlinear laser fluorescence spectroscopy of natural organic compounds. Chapter 30 in: «Handbook of Coherent-Domain Optical Methods: Biomedical Diagnostics, Environmental Monitoring, and Material Science». 2013, Kluwer – Springer, edited by V.V. Tuchin, pp. 397-450.
5. Ширшин Е. А., Банишев А. А., Фадеев В. В. Локализованные донорно–акцепторные пары флуорофоров: определение скорости переноса энергии методом нелинейной флуориметрии. //Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 89. № 10. С. 567-570.

Подсекция:
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор В.Ф.Бутузов, профессор В.Ч.Жуковский,
профессор Б.И.Садовников

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ СОГЛАСОВАННОЕ ТРЕХПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ

Профессор *Николаев П.Н.*

Среди простых уравнений состояния, используемых для описания однородной фазы вещества, наиболее перспективными являются трехпараметрические уравнения, которые позволяют точно фиксировать положение критической точки на фазовой диаграмме. Здесь следует выделить те уравнения, которые дают возможность получить для всего известного спектра изменения параметра $z_c = p_c v_c / NkT_c$ три произвольных параметра данного уравнения для различных веществ, которые не противоречат основным представлениям термодинамической теории возмущений. Это дополнительное ограничение мы будем использовать для построения термодинамически согласованной теории наряду со стандартными требованиями [1]. Здесь p_c, v_c, T_c - значения давления, объема и температуры в критической точке, N - число частиц в системе, k - постоянная Больцмана. Таким образом, необходимо уравнение, которое удовлетворяет указанным ограничениям и может быть использовано для описания широкого класса веществ в рамках термодинамической теории возмущений, предполагающей разбиение взаимодействия на две части, первая из которых в основном описывает притяжение, а вторая – отталкивание.

Уравнение Клаузиуса является наиболее известным трехпараметрическим уравнением, имеющим вид

$$p = \frac{kT}{v-b} - \frac{a}{(v+c)^2}, \quad (1)$$

где a , b и c - параметры, определяемые по значениям термодинамических величин в критической точке (p_c, v_c, T_c) . Оно может быть представлено в приведенном виде

$$p_r = \left(\frac{T_r}{v_r - b_r} - \frac{a_r}{(v_r + c_r)^2} \right) / z_c, \quad (2)$$

Здесь $b_r = 1 - 1/4z_c$, $a_r = 27/64z_c$, $c_r = 3/8z_c - 1$. В результате само приведенное уравнение (2) зависит от параметра z_c - характеристики вещества. Видно, что для $z_c < 0.25$ величина b_r в рамках данной модели становится отрицательной, что, вообще говоря, противоречит самой идее уравнения данного типа.

Исследования многочисленных трехпараметрических уравнений состояния приводят к проблемам, характерным для уравнения Клаузиуса. Решить их удастся с помощью уравнения Ван Лаара.

Уравнение Ван Лара в простейшем виде можно записать как

$$p = \frac{kT}{v-b} - \frac{a}{v(v+c)}. \quad (3)$$

В приведенном виде уравнение (3) принимает форму

$$p_r = \left(\frac{T_r}{v_r - b_r} - \frac{a_r}{v_r(v_r + c_r)} \right) / z_c, \quad (4)$$

где c_r находится как единственный действительный корень кубического уравнения $z_c(c_r + 2)^3 = c_r^2 + 3c_r + 3$, а $a_r = (c_r^2 + 3c_r + 3)^2 / (c_r + 2)^3$, $b_r = 1 / (c_r^2 + 3c_r + 3)$.

Давление определяется производной от свободной энергии по объему при постоянной температуре

$$p = - \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_\theta. \quad (5)$$

Подставляя выражение (3) в (5) и интегрируя последнее уравнение с учетом асимптотического поведения системы при малых плотностях, получим

$$F = \tilde{F}_0 - N\theta \ln((v-b)/v) - (Na/c) \ln(1+c/v) = F_0 - (Na/c) \ln(1+c/v), \quad (6)$$

где $\tilde{F}_0$ - свободная энергия идеального газа, а F_0 можно рассматривать как свободную энергию базовой системы, в качестве которой в данном случае выступает система твердых сфер в приближении Ван-дер-Ваальса. Мы видим, что второе слагаемое в выражении для свободной энергии в приближении Ван Лаара (6), определяемое в основном силами притяжения, имеет характерную логарифмическую зависимость, причем, как можно показать, коэффициент перед логарифмом пропорционален числу частиц и эффективному числу ближайших соседей. То есть величина a/c пропорциональна эффективному числу ближайших соседей. Таким образом, метод Ван Лаара предполагает определение эффективного числа ближайших соседей на основе информации о положении критической точки.

Мы видим, что часть свободной энергии, обусловленная в основном притягивающей частью потенциала взаимодействия, аппроксимируется не просто рядом по степеням плотности, а соответствующим рядом под знаком логарифма. Данная зависимость имеет место в рамках метода ускоренной сходимости рядов теории возмущений, основанного на учете асимптотических свойств статистического интеграла при высоких плотностях [2].

Таким образом, уравнение Ван Лаара точно фиксирует положение критической точки, дает реалистичные результаты для параметров, которые в полной мере соответствуют основной идее Ван-дер-Ваальса о разбиении уравнения состояния на две части, каждая из которых в основном соответствует либо силам отталкивания, либо силам притяжения. Это в первую очередь относится к знаку постоянной b , которая должна быть положительна. При этом данный факт был подтвержден для всех известных

веществ. Это выделяет данное уравнение среди трехпараметрических уравнений, не говоря уже о двухпараметрических. Таким образом, полученное выражение для свободной энергии может использоваться для широкого класса веществ.

Используемое приближение может в силу своего построения применяться для построения свободной энергии систем как в рамках классической механики, так и при необходимости учета квантовых эффектов. В последнем случае мы можем исследовать системы как без учета типа статистики, то есть в больцмановском приближении, которое обычно считается достаточным даже при исследовании окрестности критической точки гелия, так и в случае необходимости учета типа статистики.

Обобщение подхода Ван Лаара может быть проведено в двух направлениях, относящихся как к более точному учету сил притяжения, так и отталкивания. Более последовательный учет сил отталкивания позволяет описывать однородную фазу вплоть до области фазового перехода однородная – упорядоченная фазы. Так как система твердых сфер, которая здесь используется в качестве базовой, описывает фазовый переход между однородной и упорядоченной фазами, возможность обобщения предлагаемого подхода на случай описания фазовых переходов данного типа очевидна.

Поскольку статистическая термодинамика в настоящей работе строится исходя из выражения для свободной энергии, и получаемые на ее основе уравнения состояния являются термодинамически согласованными как с точки зрения стандартных требований термодинамики, так и с точки зрения физических представлений об используемой базовой модели.

Литература

1. Николаев П.Н. Проблема совместимости уравнений состояния и новый метод их термодинамического состояния. //Вестник Моск. ун-та. 2010. № 3. С. 3 (Moscow University Physics Bulletin. 2010. **65**. N 3. P. 159).
2. Базаров И.П., Николаев П.Н. Новые методы в теории систем многих частиц. М.: изд-во Московского университета, 1995.

ТЕОРИЯ ЛАНДАУ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В СИСТЕМАХ СО СТРУКТУРНЫМ БЕСПОРЯДКОМ

Вед.науч.сотр. *Кучанов С.И.*

Теория Ландау широко используется в теоретической физике конденсированного состояния при описании фазового поведения магнетиков и

структурных фазовых переходов в кристаллах [1]. Согласно этой теории неравновесная свободная энергия F записывается в виде нескольких первых членов функционального ряда по степеням параметров порядка $\psi_\alpha(\mathbf{r})$, равновесные значения которых находятся в результате минимизации функционала F . Коэффициенты такого разложения, называемые вершинными функциями (вертексами), зависят от специфики рассматриваемой системы. Нахождение этой зависимости, осуществляемое в рамках микроскопической теории, позволяет использовать теорию Ландау при построении фазовых диаграмм конкретных систем.

Функционал F может иметь, вообще говоря, несколько локальных минимумов. Тот из них, в котором свободная энергия принимает наименьшее значение, отвечает термодинамически устойчивому состоянию, а остальные минимумы соответствуют метастабильным состояниям.

Задача теоретического описания фазового поведения систем, обладающих замороженным (quenched) беспорядком, существенно усложняется по сравнению с теми, где такой беспорядок отсутствует. Простейшим примером первых может служить разбавленный магнетик, описываемый моделью Изинга. В рамках этой модели в каждом узле решётки с некоторой вероятностью p , не зависящей от заполнения соседних узлов и температуры, находится магнитный атом. Его спин может принимать одну из двух ориентаций, переходы между которыми происходят под действием тепловых флуктуаций. Структурный беспорядок в такой модели задаётся вероятностной мерой $P(C)$ на множестве всевозможных конфигураций C , каждая из которых определяется конкретным набором узлов решётки, содержащих магнитные атомы. Для того, чтобы найти равновесную свободную энергию магнетика нужно произвести её усреднение по всевозможным ориентациям спинов в системе с фиксированной конфигурацией C , а затем усреднить по всем таким конфигурациям. Эта процедура двойного усреднения по двум типам беспорядка (тепловому и структурному) возникает при нахождении свободной энергии любой системы, в которой имеется структурный беспорядок [2]. Для решения такого рода проблем обычно используют методы статистической физики неупорядоченных систем, среди которых особенно известен метод реплик (replica trick) [3]. Его применение открывает возможности вывода выражений для вершинных функций разложения свободной энергии систем с замороженным структурным беспорядком. Нам впервые удалось реализовать эти возможности для полимерных жидкостей [4-6].

Типичная молекула линейного гетерополимера представляет собой гибкую цепочку сотен мономерных звеньев различных типов, соединённых стабильными химическими связями. В процессе синтеза гетерополимерного образца формируются макромолекулы различной конфигурации

C , каждая из которых однозначно определяется последовательностью чередования звеньев в цепочке. Вероятностная мера $P(C)$ на множестве таких конфигураций естественно зависит от условий синтеза образца. Нахождение этой зависимости относится к области статистической химии полимеров [7], согласно концепциям которой каждой линейной макромолекуле отвечает реализация некоторого случайного процесса с дискретным временем и числом состояний, совпадающим с числом типов звеньев. В частности, было установлено [7], что для образцов многих реальных гетерополимеров таким случайным процессом является цепь Маркова.

Поскольку полимерные молекулы находятся в трёхмерном евклидовом пространстве, то при нахождении свободной энергии следует помимо конфигураций различать эти молекулы по конформациям. Каждая из них однозначно задаётся набором координат всех мономерных звеньев данной макромолекулы. Под действием тепловых флуктуаций происходит перемещение этих звеньев, приводящее к изменениям конформаций полимерной цепочки. Их вероятности в термодинамическом равновесии для любой макромолекулы естественно описываются распределением Гиббса, усреднение с помощью которого есть усреднение по тепловому беспорядку.

Следует отметить ряд принципиальных особенностей, благодаря которым теория Ландау фазовых переходов неупорядоченных систем принципиально отличается от обычно используемой в физике конденсированного состояния. Так, в традиционном варианте этой теории, применяемом при описании растворов низкомолекулярных соединений, параметр порядка $\psi_\alpha(\mathbf{r})$ пропорционален отклонению значения локальной плотности $\rho_\alpha(\mathbf{r})$ молекул типа α в точке $\mathbf{r}$ от её среднего по системе значения $\bar{\rho}_\alpha$. При использовании теории Ландау для прогнозирования фазового поведения полимерных жидкостей роль частиц играют мономерные звенья. Последние, однако, в отличие от первых, не являются истинными термодинамическими компонентами, поскольку они соединены друг с другом стабильными химическими связями. Это обстоятельство приводит к существенной модификации формализма теории Ландау, основные идеи которого будут изложены в докладе.

Разработанный нами вариант теории Ландау нашёл эффективное применение при построении фазовых диаграмм расплавов гетерополимеров, чьи макромолекулы состоят из длинных блоков однотипных звеньев. Экспериментально установлено, что в расплавах таких блок-сополимеров возможно образование равновесных пространственно-периодических суперструктур различных морфологий кристаллических решёток с периодом, лежащим нанодиапазоне [8,9]. Образцы подобных гетерополимеров могут быть использованы при разработке новых наноматериалов, в частности, при создании фотонных кристаллов [10]. Это обуславливает прикладное

значение теоретического прогнозирования зависимости типа морфологии суперструктуры и её периода от химической структуры блок-сополимеров.

Основная часть теоретических работ в этой области посвящена рассмотрению гипотетических монодисперсных гетерополимеров все макромолекулы которых идентичны. Однако, реальные образцы любых полимеров всегда полидисперсны, поскольку содержат макромолекулы с обширным набором конфигураций S . Полидисперсность макромолекул приводит к двум важным особенностям фазового поведения гетерополимерных жидкостей. В отличие от монодисперсных образцов период суперструктур оказывается существенно зависящим от температуры. В-вторых, на фазовых диаграммах полидисперсных образцов появляются области сосуществования нескольких фаз. В докладе предполагается продемонстрировать на простом примере то, как развитая нами версия теории Ландау описывает указанные особенности.

Литература.

1. Ж.-К.Толедано, П.Толедано, «Теория Ландау фазовых переходов», МИР, Москва, 1994.
2. Дж.Займан, «Модели беспорядка», МИР, Москва, 1982.
3. V.Dotsenko, "Introduction to the Replica Theory of Disordered Statistical Systems", Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2001.
4. S.I.Kuchanov, S.V.Panyukov, "Statistical Thermodynamics of Copolymers and Blends", in: "Comprehensive Polymer Science", 2-nd Suppl., Ed. G.Allen, Pergamon Press, 441-496, 1996.
5. M.A.Aliev, S.I.Kuchanov, "Diagram Technique for Finding of Vertex Functions in the Landau Theory of Heteropolymer Liquids", *Eur. Phys. J., B*, v.43, 251-269 (2005).
6. M.A.Aliev, S.I.Kuchanov, "Vertex Functions in the Landau theory of Phase Transitions in Melts of Markovian Multiblock Copolymers", *Physica A*, v.387, 363-384 (2008).
7. S.I.Kuchanov, "Principles of Quantitative Description of the Chemical Structure of Synthetic Polymers", *Adv. Polym. Sci.*, v.152, 157-202 (2000).
8. W.Hamley, "The Physics of Block Copolymers", Oxford Univ. Press, Oxford, 1998.
9. V.Abetz, P.F.W.Simon, "Phase Behavior and Morphologies of Block Copolymers", *Adv. Polym. Sci.*, v.189, 125-212 (2005).
10. I.W.Hamley, "Nanostructure Fabrication Using Block Copolymers", *Nanotechnologies*, v.14, R39-R54 (2003).

ДЕКОГЕРЕНЦИЯ ЭЛЕКТРОНА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
С КВАНТОВЫМИ ФЛУКТУАЦИЯМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Доцент Казаков К.А.,
науч. сотр. ФГУП «Центр Келдыша» Никитин В.В.

Рассмотрим взаимодействие электрона с квантованным электромагнитным полем. Если в системе имеются реальные фотоны (например, присутствует равновесное излучение), то, очевидно, будет происходить декогеренция заряженной частицы, т.е. запутывание ее состояния с состоянием фотонного поля. Однако возникает вопрос, будет ли происходить декогеренция, если электрон находится в вакууме. Хотя в этом случае отсутствуют процессы рассеяния, имеет место взаимодействие с квантовыми флуктуациями электромагнитного поля, которое влияет на эволюцию фермиона.

Чтобы строго ответить на поставленный вопрос, необходимо выйти за рамки S-матричного формализма. Один из таких подходов заключается в вычислении средних, или эффективных, полей. Применение этого подхода показывает [1,2], что электрон подвержен декогеренции и в вакууме. Этот эффект усиливается при наличии равновесного электромагнитного излучения. Его отличительной чертой является то, что он не может быть сведен к рассеянию электрона на фотонах.

Упомянутая декогеренция возникает вследствие взаимодействия с низкоэнергетическими флуктуациями электромагнитного поля, т.е. напрямую связана с инфракрасными особенностями эффективного поля электрона. А именно, как показывает вычисление, инфракрасные сингулярности в эффективном электромагнитном токе не сокращаются, в отличие от сечений рассеяния, для которых имеет место теорема Блоха-Нордсика [3]. Это и приводит к описываемому эффекту, который мы будем называть *инфракрасной термализацией*, или *инфракрасной декогеренцией*.

Технически отсюда следует, что использование понятия удаленного прошлого требует дополнительного обоснования. В случае S-матрицы таким обоснованием является сокращение инфракрасных особенностей [4]. Однако, в случае эффективного поля невозможно строгое проведение процедуры адиабатического выключения взаимодействия. А именно, инфракрасная декогеренция приводит к необратимому расползанию волнового пакета заряженной частицы. Т.е., оказывается невозможным приготовить локализованный при конечных временах электрон, оперируя только его свободными состояниями в удаленном прошлом. Таким образом, для исследования инфракрасной термализации следует рассматривать систему на конечном интервале времени. В таком подходе инфракрасно-сингулярные вклады представляют собой растущие со временем, но конечные члены.

Будем исследовать два случая: электрон в пустом пространстве (случай 1) и в тепловой бане фотонов (случай 2). Пренебрегая рождением электрон-позитронных пар, введем матрицу плотности электрона. В импульсном представлении она имеет вид

$$\rho(t; \vec{q}, \vec{q}') = \text{Tr}_{\phi} \langle \vec{q} | \hat{U}(t, t_0) \hat{\rho}_0 \hat{U}(t_0, t) | \vec{q}' \rangle, \quad (1)$$

где произведена свертка по фотонным состояниям: в первом случае производится по вакууму, во втором – по распределению Планка; $|\vec{q}\rangle$ и $|\vec{q}'\rangle$ – состояния электрона с определенными импульсами q и q' соответственно, $\hat{\rho}_0$ – начальная матрица плотности системы, $\hat{U}$ – оператор эволюции, определяемый с учетом радиационных поправок.

Процессы декогеренции определяются эволюцией во времени матрицы плотности (1). Для ее определения исследовались эффективные значения физических величин электрона. Если величина задается оператором $\hat{F}$, то, по определению, ее эффективное значение

$$F^{\text{eff}}(t) = \text{Tr}(\rho_0 \hat{U}(t_0, t) \hat{F} \hat{U}(t, t_0)),$$

где t – момент времени, в который производится измерение, свертка производится по всем состояниям системы. Инфракрасные поправки к матрице плотности электрона можно выделить, рассматривая эффективный ток электрона $J_{\mu}^{\text{eff}}(x)$, т.е. среднее значение оператора $\hat{\psi}(x) \gamma_{\mu} \hat{\psi}(x)$, который связан с ней соотношением

$$J_{\mu}^{\text{eff}}(t, \vec{x}) = \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 q'}{(2\pi)^3} \langle \vec{q} | \hat{\psi}(t, \vec{x}) \gamma_{\mu} \hat{\psi}(t, \vec{x}) | \vec{q}' \rangle \rho(t; \vec{q}', \vec{q}) \quad (2)$$

Вычисление эффективных полей выполнено с помощью метода Швингера-Келдыша [5]. Для учета влияния тепловой бани фотонов была произведена модификация этого метода с использованием формализма вещественного времени [6]. Эффективный ток с учетом инфракрасно-сингулярных поправок имеет вид

$$J_{\mu}^{\text{eff}}(t, \vec{x}) = \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \rho_0(\vec{q}, \vec{q} + \vec{p}) J_{\mu}(\vec{q} + \vec{p}, \vec{q}),$$

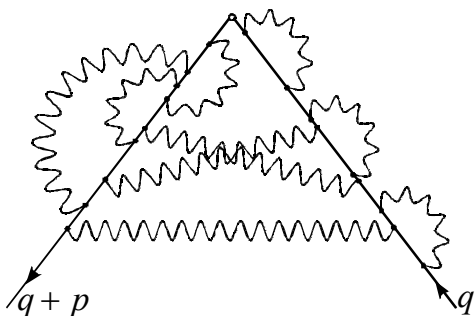


Рис. 1

где $\rho_0(\vec{q}, \vec{q} + \vec{p})$ – значение матрицы плотности (1) в начальный момент времени, а $J_{\mu}(\vec{q} + \vec{p}, \vec{q})$ определяется суммой диаграмм вида, представленного на рис. 1. Подчеркнем одно из отличий диаграммных техник в методе Швингера-Келдыша и в S-матричном формализме: представленные диаграммы включают в себя поправки,

связанные как с виртуальными, так и с реальными фотонами. К последним относятся, в частности, фотоны тепловой бани и фотоны, излученные при взаимодействии с ней. С этим напрямую связано несокращение инфракрасных особенностей: соответствующее сокращение в инклюзивных сечениях рассеяния возникает вследствие наличия диаграмм с внешними фотонными линиями.

Рассмотрение задачи на конечном временном интервале приводит к ряду вычислительных трудностей, связанных с невозможностью применить процедуру адиабатического выключения взаимодействия в удаленном прошлом. В частности, исследование вопроса калибровочной зависимости показывает, что необходимо использовать нековариантные калибровки. Несмотря на это, имеет место факторизация инфракрасных сингулярностей, в результате которой оказывается возможным провести их суммирование во всех порядках теории возмущений, приводящее к следующему выражению для матрицы плотности электрона:

$$\rho(t; \vec{q}, \vec{q} + \vec{p}) = \begin{cases} \exp\left(-\frac{2\alpha \vec{p}^2}{3m^2} Tt\right) e^{ip_0 t} \rho_0(\vec{q}, \vec{q} + \vec{p}), & T \neq 0 \\ \exp(-\alpha g(\vec{q}, \vec{p}) \ln mt) e^{ip_0 t} \rho_0(\vec{q}, \vec{q} + \vec{p}), & T = 0 \end{cases}, \quad (3)$$

где α – постоянная тонкой структуры, T – температура, $p_0 \approx (\vec{q} + \vec{p})^2 / 2m - \vec{q}^2 / 2m$, а конкретный сложный вид функции $g(\vec{q}, \vec{q} + \vec{p})$ приведен в [1]. Формула (3) находится в согласии с теоремой Блоха-Нордсика: расходящиеся при $t \rightarrow \infty$ инфракрасные поправки к функции распределения электрона по импульсам $\rho(t; \vec{q}, \vec{q})$ равны нулю, что эквивалентно конечности инклюзивных сечений рассеяния.

С другой стороны, на больших временах происходит подавление недиагональных элементов матрицы плотности. Физически это означает декогеренцию состояния электрона. Как видно из формулы (3), инфракрасная термализация имеет место как при конечной, так и при нулевой температуре (в вакууме), хотя в последнем случае недиагональные элементы убывают со временем существенно медленнее.

Используя современное оборудование, рассмотренный эффект можно наблюдать в специальном образом поставленном эксперименте как зависимость контрастности интерференционной картины электронов от температуры равновесного излучения.

Литература

1. K.A. Kazakov, V.V. Nikitin, *Ann. Phys.* **327**, 2914 (2012);
2. K.A. Kazakov, V.V. Nikitin, *J. Phys. A: Math. Theor.* **44**, 315402 (2011); *Europhys. Lett.* **92**, 61001 (2010).
3. F. Bloch, A. Nordsieck, *Phys. Rev.* **37**, 54 (1937).

4. D.R. Yennie, S.C. Frautschi, H. Suura, *Ann. Phys. (NY)*, **13**, 379 (1961).
5. J. Schwinger, *J. Math. Phys.* **2**, 407 (1961); Л.В. Келдыш, *ЖЭТФ* **20**, 1018 (1964).
6. N.P. Landsman, Ch.G. van Weert, *Phys. Reports* **145**, 141 (1987); A.J. Niemi, G.W. Semenoff, *Ann. Phys.* **152**, 105 (1984); *Nucl. Phys. B* **230** [FS10], 181 (1984).

О СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОМ ГРАВИТАЦИОННОМ КОЛЛАПСЕ ПЫЛИ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

Доцент *Парфенов К.В.*, аспирант *Трончук А.М.*

В данной работе изучается сферически симметричный коллапс массивных тел в рамках релятивистской теории гравитации (РТГ).

Система уравнений РТГ, в отличие от уравнений общей теории относительности (ОТО), содержит как уравнения Гильберта-Эйнштейна

$$R_{ik} = \frac{8\pi}{\sqrt{-g}} \left(T_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} T \right), \quad (1)$$

так и дополнительные полевые уравнения

$$D_k (\sqrt{-g} g^{ik}) = 0 \quad (2)$$

Данные уравнения позволяют найти связь между выбранными координатами эффективного риманова пространства и асимптотически галилеевыми координатами пространства Минковского. Существует бесконечно много решений системы уравнений (1)-(2). Однако далеко не все они отвечают реальным физическим ситуациям. Построение содержательных решений этой системы требует задания начальных и граничных условий для метрики пространства-времени и распределения и движения вещества, которые должны быть физически согласованы, ибо они определяются однозначно предшествующей эволюцией гравитационного поля и вещества.

Наиболее показателен анализ сферически симметричного коллапса пыли, т.е. материи с нулевым давлением. В этом случае удобно ввести сопутствующую систему координат, то есть в такую систему координат (τ, R) , которая "сжимается" синхронно с пылевым облаком

$$ds^2 = d\tau^2 - A(\tau, R)dR^2 - B^2(\tau, R)d\Omega^2. \quad (3)$$

После подсчета компонент тензоров R_{ik} и T_{ik} и подстановки в уравнения (1) можно найти решение для метрических коэффициентов $A(\tau, R)$ и $B(\tau, R)$ внутри ($\rho \neq 0$) и вне облака ($\rho = 0$).

Согласно теореме Биркгофа, для любого нестатического сферически симметричного тела существует система координат, в которых внешняя метрика статична и является метрикой Шварцшильда. Воспользовавшись этим свойством для внешней области, можно перейти от переменных (τ, R) к переменным (τ, B) и найти вид функций $r_{ex}(\tau, R)$ и $t_{ex}(\tau, R)$, содержащих произвольную константу интегрирования C .

При решении уравнений для внутренней метрики $r_{in}(\tau, R), t_{in}(\tau, R)$ нужно исходить из требования непрерывности этих функций на границе шара и условий сшивки для производных на границе. Полученные уравнения решаются методом промежуточного интеграла. Таким образом, для внешнего решения с произвольным C можно построить соответствующее внутреннее решение.

Наиболее сложная задача заключается в отборе физически содержательных решений среди всего множества. Для такого отбора необходимо совпадение ряда требований: соответствие распределения скоростей падения пыли на начальной гиперповерхности случаю падения “из бесконечности”; отсутствие столкновения частиц пыли (следствие пылевого приближения); регулярность связи сопутствующих координат с координатами пространства Минковского. Поэтому далеко не все значения константы C в полученном классе решений могут удовлетворить данным требованиям “физичности”. Для выделения нужных значений константы нужно наложить условия одновременного и одномоментного соударения частиц при приближении их к центру конфигурации. При этом сами частицы полагаются одинаковыми и имеющими конечный размер d .

Выражая сформулированные выше условия математически с использованием функций $r_{in}(\tau, R), t_{in}(\tau, R)$, можно прийти к системе двух уравнений, выражающих совпадение кривых постоянного времени и “плотной упаковки” вместе с их производными, откуда следует функциональная зависимость $C(d)$ и $t_0(d)$, где t_0 - момент времени соударения частиц. Детальное исследование этих функций обнаруживает, что при $d \rightarrow 0$ $C \rightarrow +0$, $t_0 \rightarrow +\infty$, и обе кривые поточечно сливаются, совпадая с предельной ломаной кривой. Данный результат показывает, что точное выполнение всех накладываемых на пылевую модель условий возможно при $C \rightarrow +0$.

Полученное решение качественно отличается от решения с $C = 0$ (хотя и стремится к нему поточечно во внешней области), и поведение метрики пространства-времени вплоть до самого момента соударения частиц при любом их сколь угодно малом размере остается несингулярным.

Литература

1. Логунов А.А., Мествиришвили М.А. “Основы релятивистской теории гравитации”. Изд. Московского Университета, г. Москва, 1986 г.

2. Чугреев Ю. В. ЭЧАЯ. 1990 г., т. 21, вып. 3, стр. 697-725.
3. Герштейн С.С., Логунов А.А., Мествиришвили М.А. ТМФ. 2008 г., т. 155, вып. 2, стр. 244-251.
4. Толмен Р. “Относительность, термодинамика и космология”. “Наука”, г. Москва, 1974 г.
5. Birkhoff J. “Relativity and modern physics”. Harvard University Press, 1923 г.
6. Гурса Э. “Курс математического анализа”. Гос. технико-теоретическое издательство, т. 3, 1933 г.
7. Вейнберг С. “Гравитация и космология”. “Платон”, 2000 г.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. “Теория поля”. “Наука”, г. Москва, 1973.
9. Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. “Гравитация”. “Мир”, г. Москва, т. 3, 1977 г.
10. Oppenheimer J.R., Snyder H. *Phys. Rev.* 1939 г.
11. Власов А.А., Логунов А.А. ТМФ. 1985 г., т. 63, вып. 1, стр. 3-10.
12. Власов А.А., Логунов А.А. ТМФ. 1985 г., т. 78, вып. 3, стр. 323-329.
13. Власов Ю.М., Парфенов К.В. ТМФ. 1993, т. 94, вып. 1, с. 122-139.

АНАЛИТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ИССЛЕДОВАНИЮ АСИММЕТРИИ ДЕНЬ-НОЧЬ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО

Аспирант Алешин С.С., вед. науч. сотр. Лобанов А.Е.,
ассистент Харланов О.Г.

Одним из ожидаемых проявлений эффекта Михеева–Смирнова–Вольфенштейна (MSW-эффекта) [1, 2] является различие в потоках солнечных нейтрино данного флейвора при дневном и ночном наблюдении — так называемая асимметрия день-ночь [3]. Действительно, в ночное время нейтрино проходит через толщу Земли, что должно приводить к дополнительному изменению его флейвора.

Введем фактор асимметрии день-ночь следующим образом:

$$A_{\text{dn}} = 2 \frac{P_{e,\text{night}} - P_{e,\text{day}}}{P_{e,\text{night}} + P_{e,\text{day}}}, \quad (1)$$

где $P_{e,\text{night}}$ и $P_{e,\text{day}}$ являются средними значениями вероятности наблюдения электронного нейтрино в ночное и дневное время, соответственно.

Теоретический расчет фактора асимметрии предполагает решение уравнения эволюции флейворных состояний нейтрино в среде с переменной плотностью [2]

$$\partial_x \begin{pmatrix} \nu_e(x) \\ \nu_\mu(x) \end{pmatrix} = -i \frac{\Delta m^2}{4E} \left[\sigma_3 \left(-\cos 2\theta_0 + \frac{2EV(x)}{\Delta m^2} \right) + \sigma_1 \sin 2\theta_0 \right] \begin{pmatrix} \nu_e(x) \\ \nu_\mu(x) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $V(x) = \sqrt{2}G_F N_e(x)$ — потенциал Вольфенштейна, $N_e(x)$ — плотность электронов в среде, G_F — константа Ферми, θ_0 — вакуумный угол смешивания, E — энергия нейтрино, Δm^2 — разность квадратов масс нейтрино, σ_1 и σ_3 — матрицы Паули.

Приближенное решение уравнения (2) проводилось нами для достаточно произвольного кусочно-непрерывного сферически-симметричного распределения плотности внутри Земли, включающего как частный случай общепринятую в геофизике модель PREM [4]. Малые параметры при таком рассмотрении характеризуют широту пологих и узость крутых участков на профиле плотности по сравнению с длиной осцилляций нейтрино. Мы также использовали двухфлейворное приближение, оправданное при рассмотрении осцилляций как ${}^7\text{Be}$, так и ${}^8\text{B}$ солнечных нейтрино. Вероятности наблюдения нейтрино того или иного флейвора, полученные из найденного нами решения уравнения (2), оказались быстро осциллирующими функциями угла между направлением на Солнце и надиром («надирного угла») и, как результат, осциллирующими функциями времени. Эти вероятности были усреднены по времени наблюдения с использованием метода стационарной фазы, причем не только для случая наблюдений в умеренных широтах, где и расположены действующие детекторы (Borexino, SNO, Super KamioKande), но и для других географических зон, в частности, тропической. В результате усреднения было установлено, что в ведущем порядке по малым параметрам нашей модели фактор асимметрии день-ночь определяется электронной плотностью вещества Земли N_e^{crust} в пределах 1–2 длин осцилляций под детектором, а именно, плотностью земной коры для бериллиевых и верхних слоев мантии для высокоэнергетических борных нейтрино:

$$A_{\text{dn}} \approx -\frac{\sin^2 2\theta_0 \cos 2\theta_{\text{Sun}}}{1 + \cos 2\theta_0 \cos 2\theta_{\text{Sun}}} \cdot \frac{2\sqrt{2}G_F E N_e^{\text{crust}}}{\Delta m^2}, \quad (3)$$

где θ_{Sun} — эффективный угол смешивания в солнечном ядре, где рождаются нейтрино [2]. Как видно, на величину реально наблюдаемого эффекта асимметрии, выражаемую фактором (3), оказывает влияние не только взаимодействие с веществом Земли, но и MSW-эффект внутри Солнца — через угол смешивания θ_{Sun} , зависящий от энергии.

Было также обнаружено, что ведущие поправки к фактору асимметрии (3) локализованы вблизи точек стационарной фазы, достигаемых в течение года. Для умеренных широт эти точки соответствуют летнему и зимнему солнцестояниям. Структура внутренних слоев Земли, залегающих существенно глубже длины осцилляций нейтрино, проявляется лишь в этих, достаточно малых поправках. Тем не менее, для наблюдений высокоэнергетических нейтрино, производимых вблизи северного и южного тропиков, они могут достигать 10%.

Полученный на основе аналитического подхода фактор асимметрии день-ночь для бериллиевых нейтрино отрицателен и равен

$$A_{\text{dn}}(^7\text{Be}) = (-4.0 \pm 0.9) \times 10^{-4} \quad (E = 0.862 \text{ MeV}), \quad (4)$$

а для характерных борных нейтрино

$$A_{\text{dn}}(^8\text{B}) = (2.9 \pm 0.8) \times 10^{-2} \quad (E = 10 \text{ MeV}). \quad (5)$$

Указанные выше погрешности связаны с не учтенным в рамках аналитического подхода влиянием нетривиальной структуры земной коры, в которой параметры модели, вообще говоря, не малы. Вклад коры, в принципе, может быть получен с помощью явного численного расчета, результат которого уже никак не будет зависеть от заложенной в модель структуры внутренних слоев Земли.

Несмотря на естественность определения (1) фактора асимметрии, нейтринные эксперименты обычно не в состоянии непосредственно наблюдать эту величину, поскольку детектирование основано на процессах, в которых могут принимать участие как электронные, так и мюонные нейтрино. Непосредственно наблюдаемой является величина

$$A_{\text{dn}}^{(\text{exp})} = 2 \frac{N_{\text{night}} - N_{\text{day}}}{N_{\text{night}} + N_{\text{day}}}, \quad (6)$$

где N_{night} и N_{day} — числа событий, зарегистрированных ночью и днем.

«Экспериментальный» фактор асимметрии (6) выражается через «физическую» асимметрию (1) и эффективные сечения детектирования электронного и мюонного нейтрино; в частности, он зависит от энергетического порога детектирования.

Для эксперимента Bogehino, основанного на рассеянии нейтрино на электронах, наблюдаемое значение фактора асимметрии день-ночь для монокроматических бериллиевых нейтрино оказывается равным

$$A_{\text{dn}}^{(\text{exp})}(^7\text{Be}) = (-2.6 \pm 0.6) \times 10^{-4}. \quad (7)$$

Эксперимент Super KamioKande-III, в котором наблюдаются электроны отдачи с энергиями от 5 МэВ, порожденные рассеянием борных нейтрино, должен регистрировать асимметрию

$$A_{\text{dn}}^{(\text{exp})}(^8\text{B}) = (1.6 \pm 0.5) \times 10^{-2}, \quad (8)$$

где мы произвели усреднение по энергетическому спектру солнечных ^8B -нейтрино [5].

Стоит подчеркнуть, что доказанное аналитически слабое влияние внутренней структуры Земли (в частности, структуры ядра) на наблюдаемую асимметрию приводит к существенной модельной независимости наших результатов, полученных в рамках аналитического подхода. Мы также сравнивали последние с результатами численного моделирования на основе модели Земли PREM. Оказалось, что для солнечных нейтрино ($E \sim 0.5 - 12 \text{ MeV}$) наше ведущее приближение оказывается справедливым с точностью до 5–10% для всех широт детекторов. На профиле же зависимо-

стей $A_{\text{дн}}(E)$, построенных для тропических широт, действительно проявляются колебания, связанные с найденными нами поправками от стационарных точек.

Литература

1. L. Wolfenstein, Phys. Rev. D **17**, 2369 (1978).
2. С.П. Михеев, А.Ю. Смирнов, Ядерная физика **42**, 913 (1985).
3. E.D. Carlson, Phys. Rev. D **34**, 1454 (1986).
4. A.M. Dziewonski and D.L. Anderson, Phys. Earth Planet. Inter. **25**, 297 (1981).
5. J. N. Bahcall *et al.*, Phys. Rev. C **54**, 411 (1996).

ВЛИЯНИЕ ВОЛНЫ КИРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ НА СВЕРХПРОВОДЯЩУЮ ФАЗУ В ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ ГРОССА-НЕВЁ

Аспирант Хунджиа Т.Г., профессор Жуковский В. Ч.,
гл.науч.сотр. Клименко К.Г.

Последнее время большое внимание уделяется изучению фазовых переходов в плотной адронной среде при высокой температуре. В первую очередь это связано с экспериментами по столкновению тяжелых ионов, а также с физикой компактных звезд. При столь высоких плотностях материи создается возможность образования сверхпроводящего конденсата. Поскольку взаимодействие в таких ситуациях сильное, необходимо применять непerturbативные методы и, в частности, эффективные модели типа Гросса-Невё (ГН) [1]. Эти модели в пространстве (1+1) качественно моделируют свойства квантовой хромодинамики (КХД), такие как перенормируемость, асимптотическая свобода и размерная трансмутация.

Взяв за основу (1+1)-мерную модель Гросса-Невё и дополнив ее ди-фермионным каналом взаимодействия, в нашей работе изучена возможность возникновения пространственно неоднородных конденсатов и их влияние, оказываемое на фазовый портрет системы.

Лагранжиан, описывающий взаимодействие как в фермион-антифермионном, так и фермион-фермионном каналах, имеет следующий вид:

$$L = \sum_{k=1}^N \bar{\psi}_k [\gamma^\nu i \partial_\nu + \mu \gamma^0] \psi_k + \frac{G_1}{N} \left[\left(\sum_{k=1}^N \bar{\psi}_k \psi_k \right)^2 + \left(\sum_{k=1}^N \bar{\psi}_k i \gamma^5 \psi_k \right)^2 \right] + \frac{G_2}{N} \left(\sum_{k=1}^N \psi_k^T \epsilon \psi_k \right) \left(\sum_{k=1}^N \bar{\psi}_j \epsilon \bar{\psi}_j^T \right),$$

где μ - химический потенциал числа фермионов, все фермионные поля ψ_k ($k=1, \dots, N$) представляют собой фундаментальный мультиплет группы $O(N)$. Величины γ^ν и ε являются матрицами дирака и оператором зарядового сопряжения в пространстве размерности $(1+1)$.

Введение составных бозонных полей в следующем виде:

$$\sigma(x) = -2 \frac{G_1}{N} (\bar{\psi}_k \psi_k), \quad \pi(x) = -2 \frac{G_1}{N} (\bar{\psi}_k i \gamma^5 \psi_k),$$

$$\Delta(x) = -2 \frac{G_2}{N} (\psi_k^T \varepsilon \psi_k), \quad \Delta^*(x) = -2 (\bar{\psi}_j \varepsilon \bar{\psi}_j^T)$$

позволяет линеаризовать лагранжиан и привести его к виду

$$L = \sum_{k=1}^N \bar{\psi}_k [\gamma^\nu i \partial_\nu + \mu \gamma^5 - \sigma - i \gamma^5 \pi] \psi_k - \frac{N}{4G_1} (\sigma^2 + \pi^2) - \frac{N}{4G_2} \Delta^* \Delta - \frac{\Delta^*}{2} [(\psi_k^T \varepsilon \psi_k)] - \frac{\Delta}{2} [\bar{\psi}_j \varepsilon \bar{\psi}_j^T].$$

Модель с данным лагранжианом исследована в работе [2], однако в ней подразумевается однородность конденсатов. В нашей работе также рассматривается возможность конденсатов образовывать неоднородную конфигурацию следующего вида:

$$\sigma(x) = M \cos(2bx), \quad \pi(x) = M \sin(2bx),$$

$$\Delta(x) = \Delta \exp(-2ib'x), \quad \Delta^*(x) = \Delta \exp(2ib'x).$$

Выбор данного анзаца продиктован множеством теоретических [3,4] и экспериментальных работ в области КХД. Далее мы вычисляем термодинамический потенциал модели и ищем его точку глобального минимума. Такой подход позволяет описывать конкуренцию конденсатов, реализуемых при различных внешних параметрах химического потенциала μ и температуры T .

В ходе численных расчетов нам удалось выяснить, что модели энергетически не выгодно образовывать неоднородный дикварковый конденсат, поэтому в дальнейшем мы положим $b' = 0$. Однако неоднородность кирального конденсата сильно влияет на поведение системы [5].

Для демонстрации данного результата для начала рассмотрим тривиальный случай $b = 0$. На рис.1 и 2 изображены фазовые портреты модели при $G_1 > G_2$ и $G_1 < G_2$, соответственно¹. На рис. 1 видно, что при определенном значении химического потенциала μ_c происходит фазовый переход в состояние цветовой сверхпроводимости. Как и следовало ожидать, повышение температуры восстанавливает нарушение симметрий и при достижении критического значения T_c система переходит в симметричную фазу как в случае $G_1 > G_2$ так и при $G_1 < G_2$. Важно отметить, что при сколь угодно большом преобладании кирального конденсата над ди-

¹ Качественное различие фазовых портретов существует только при двух условиях $G_1 > G_2$ и $G_1 < G_2$, поэтому без потери общности можно рассмотреть два любых соотношения между константами связи, лежащими в этих диапазонах, и описать таким образом качественное поведение системы при любом другом соотношении.

кварковым $G_1 \gg G_2$, критическое значение химического потенциала μ_c остается конечным, то есть фаза цветовой сверхпроводимости реализуется при любых значениях констант связи.

Однако если дать возможность киральному конденсату образовать волну киральной плотности ($b \neq 0$), фазовый портрет претерпит изменение. На рис. 3 изображен фазовый портрет модели при $G_1 > G_2$ и $b \neq 0$ (случай при $G_1 < G_2$ и $b \neq 0$ не имеет различий от тривиального случая $b = 0$, поэтому рис.2 относится и к неоднородному случаю). Как видно из рис. 3 фаза волны киральной плотности заняла место дифермионного конденсата, причем величина волнового вектора $b = \mu$. Таким образом, однородному киральному конденсату оказалось выгодно создать пространственно-неоднородную структуру в виде волны и при этом подавить дифермионный канал взаимодействия.

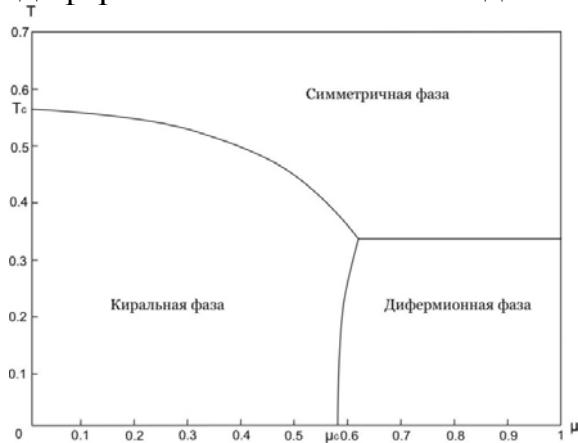


Рис. 1: Фазовый портрет (μ, T) для случая $G_1 > G_2$ ($G_1 = \sqrt{e}G_2$) и $b = 0$

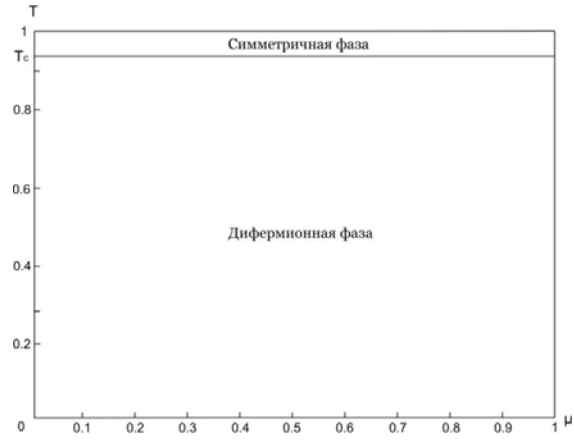


Рис. 2: Фазовый портрет (μ, T) для случая $G_1 < G_2$ ($G_1 = 1/\sqrt{e}G_2$) и $b = 0$

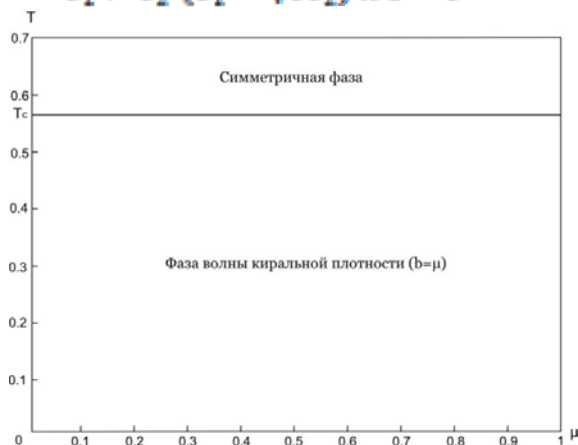


Рис. 3: Фазовый портрет (μ, T) для случая $G_1 > G_2$ ($G_1 = \sqrt{e}G_2$) и $b \neq 0$

Литература

1. Gross D.J., Neveu A. // Phys.Rev. 1974. **D10**. P. 3235.
2. Chodos A., Minakata H., Cooper F. et. al. // Phys. Rev. 2000. **D61**. P. 045011.

3. *Deryagin V., Grigoriev D.Y., Rubakov V.A.* // Int. J. Mod. Phys. 1992. **A7**. № 659.
4. *Ohwa K.* // Phys. Rev. 2002. **D65**. P. 085040.
5. *Жуковский В.Ч., Клименко К.Г., Хунджиа Т.Г.* // ВМУ. Серия 3. 2013. №2. С. 11.

ОДНОПЕТЛЕВЫЕ РАСХОДИМОСТИ ДЛЯ ПОЛЯ СО СПИНОМ 3 В ПРОСТРАНСТВЕ ДЕ-СИТТЕРА В НЕМИНИМАЛЬНОЙ КАЛИБРОВКЕ

Мл. науч. сотр. Попова Е.П., доцент Степаньянц К.В.

Высшие спины описываются полями $\phi_{\mu_1\mu_2\ldots\mu_s}$, которые полностью симметричны и удовлетворяют условию двойной бесследовости. Действие для этих полей в плоском пространстве было получено в [1] для бозонов и в [2] для фермионов. Однако, поля высших спинов можно описывать и на фоне пространства (анти)де-Ситтера ((А)дС). В этом случае действие Фронсдала для бозонов имеет вид:

$$S = \frac{(-1)^s}{2} \int d^D x \sqrt{-g} ((\nabla_\alpha \phi_{\mu_1\ldots\mu_s})^2 - \frac{1}{2} s(s-1) (\nabla_\alpha \phi_{\beta\gamma\mu_3\ldots\mu_s})^2 - s (\nabla_\alpha \phi_{\alpha\mu_2\ldots\mu_s})^2 + \\ + s(s-1) \nabla_\alpha \phi_{\alpha\beta\mu_3\ldots\mu_s} \nabla_\beta \phi_{\gamma\gamma\mu_3\ldots\mu_s} - \frac{1}{4} s(s-1)(s-2) (\nabla_\alpha \phi_{\alpha\beta\gamma\mu_4\ldots\mu_s})^2 + c_1 R(\phi_{\mu_1\ldots\mu_s})^2 + c_2 R(\phi_{\alpha\alpha\mu_3\ldots\mu_s})^2),$$

где коэффициенты c_1 и c_2 – некоторые функции от s и размерности пространства D , которые определяются из условия инвариантности действия относительно преобразований:

$$\delta\phi_{\mu_1\ldots\mu_s} = \frac{1}{s} (\nabla_{\mu_1} \alpha_{\mu_2\ldots\mu_s} + \nabla_{\mu_2} \alpha_{\mu_1\mu_3\ldots\mu_s} + \ldots),$$

где параметр $\alpha_{\mu_2\ldots\mu_s}$ является полностью симметричным и бесследовым. В однопетлевом приближении эффективное действие имеет вид $\Gamma[\phi] = S[\phi] + \frac{i}{2} \hbar \text{Tr} \ln \hat{D} + O(\hbar^2)$, где дифференциальный оператор $\hat{D}$ представляет собой вторую вариацию действия.

Для того чтобы квантовать калибровочные теории необходимо зафиксировать калибровку. В настоящей работе для этого мы добавляем к действию слагаемые

$$S_{gf} = \frac{(-1)^s}{2} \int d^D x \sqrt{-g} s(1+\lambda) (\nabla^\alpha \phi_{\alpha\mu_2\ldots\mu_s} - \frac{1}{2} (s-1)(1+\beta) \nabla_{(\mu_2} \phi_{\alpha\mu_3\ldots\mu_s)}^\alpha + \frac{1}{4} (s-2) \beta g_{(\mu_2\mu_3} \nabla^\beta \phi_{\alpha\alpha\beta\mu_4\ldots\mu_s)})^2.$$

Такая калибровка называется неминимальной, так как вторая вариация классического действия со слагаемыми, фиксирующими калибровку, зада-

ется неминимальным оператором, в котором слагаемое со старшими производными не является оператором Лапласа. В настоящей работе мы вычислили расходящуюся часть однопетлевого эффективного действия в двумерном случае, считая параметры λ и β малыми. С математической точки зрения такая задача сводится к вычислению коэффициентов Минакшисундарам-Сили-де Витта. Для этой цели мы использовали обобщение метода Т'Хофта и Вельтмана [3].

В двух измерениях расходящаяся часть однопетлевого эффективного действия выражается через коэффициент Минакшисундарам-Сили-де Витта b_2 следующим образом:

$$\Gamma_{1-loop}^{(\infty)} = \frac{1}{4\pi(D-2)} \int d^2x \sqrt{-g} b_2.$$

Мы предполагаем, что неминимальные слагаемые малы и рассматриваем оператор

$$\hat{D} = \nabla_\mu^2 + \varepsilon K^{\mu\nu} \nabla_\mu \nabla_\nu + S^\mu \nabla_\mu + W,$$

предполагая $\varepsilon \rightarrow 0$.

Расходящиеся диаграммы могут быть получены с помощью разложения

$$\begin{aligned} \ln \hat{D} = & \ln(\partial_\mu^2 + \varepsilon K_0^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu) + \ln\left(1 + \frac{1}{\partial_\mu^2 + \varepsilon K_0^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu} \hat{V}\right) + \\ & + \frac{1}{2} [\ln(\partial_\mu^2 + \varepsilon K_0^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu), \ln\left(1 + \frac{1}{\partial_\mu^2 + \varepsilon K_0^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu} \hat{V}\right)] + \\ & + \frac{1}{12} [\ln(\partial_\mu^2 + \varepsilon K_0^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu), [\ln(\partial_\mu^2 + \varepsilon K_0^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu), \ln\left(1 + \frac{1}{\partial_\mu^2 + \varepsilon K_0^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu} \hat{V}\right)]] + \dots \end{aligned}$$

В полученных расходящихся диаграммах мы вычисляем только логарифмически расходящиеся слагаемые, в которых расходимость получается с помощью замены $\int \frac{d^D k}{(2\pi)^2 k^2} \rightarrow \frac{1}{2\pi(D-2)}$. В случае искривленного пространства производится разложение по $h_{\mu\nu} \equiv g_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu}$, а затем восстанавливается ковариантный результат. В итоге было получено следующее выражение для коэффициента b_2 :

$$\begin{aligned} b_2 = & \text{tr}(W - \frac{1}{2} \nabla_\mu S^\mu - \frac{1}{4} S_\mu S^\mu + \frac{1}{6} R - \frac{1}{2} \varepsilon K^{\alpha\alpha} W - \frac{1}{2} \varepsilon \nabla_\mu S^\mu + \frac{1}{4} \varepsilon (K^{\alpha\alpha} \nabla_\mu S^\mu + 2K^{\mu\nu} \nabla_\mu S_\nu) + \\ & + \frac{1}{8} \varepsilon (K^{\alpha\alpha} S_\mu^2 + 2K^{\mu\nu} S_\mu S_\nu) - \frac{1}{12} \varepsilon K^{\alpha\alpha} R + \frac{1}{6} \varepsilon K^{\mu\nu} R_{\mu\nu}) + O(\varepsilon^2). \end{aligned}$$

В случае спина 3 сумма классического действия и членов, фиксирующие калибровку, в низшем порядке по λ и β имеет вид:

$$S + S_{gf} = \frac{-1}{2} \int d^2x \sqrt{-g} ((\nabla_\alpha \phi_{\mu_1 \mu_2 \mu_3})^2 - 3(1 - \frac{1}{2}(1 + \lambda + 2\beta))(\nabla_\alpha \phi_{\beta \mu_3})^2 + 3\lambda(\nabla_\alpha \phi_{\alpha \mu_1 \mu_2})^2 -$$

$$-6(\lambda + \beta)\nabla_\alpha \phi_{\alpha\beta\mu_3} \nabla_\beta \phi_{\gamma\mu_3} + \frac{3}{2}(\lambda + 2\beta)(\nabla_\alpha \phi_{\alpha\beta\beta})^2 + \frac{R}{2}(\phi_{\mu_1\mu_2\mu_3})^2 + (3 - \frac{3}{4}(1 + \lambda + 2\beta))R(\phi_{\alpha\alpha\mu_3})^2.$$

Вычислив вторую вариацию этого выражения и подставив получившиеся матрицы в формулу для коэффициента b_2 , получим вклад диаграмм, в которых по петле распространяется поле спина 3:

$$b_{2(main)} = \frac{1}{3}(20 + 36\beta + o(\lambda, \beta))R.$$

Кроме того, нужно учесть вклад духов. Их лагранжиан записывается в виде

$$L_{gh} = \bar{c}^{\mu\nu} (\nabla_\alpha^2 c_{\mu\nu} - \frac{\beta}{2}(\nabla_\mu \nabla_\nu + \nabla_\alpha \nabla_\mu) c_{\alpha\nu} - \frac{\beta}{2}(\nabla_\nu \nabla_\alpha + \nabla_\alpha \nabla_\nu) c_{\alpha\mu} + (2 + \beta)R c_{\mu\nu}).$$

Вычислив необходимые матрицы, получим $b_{2(ghost)} = \frac{1}{3}(13 + 18\beta + o(\beta))R$.

В итоге получаем выражение для расходящейся части однопетлевого эффективного действия:

$$\Gamma_{1-loop}^{(\infty)} = \frac{1}{4\pi(D-2)} \int d^2x \sqrt{-g} (b_{2(main)} - 2b_{2(ghost)}) = \frac{1}{4\pi(D-2)} \int d^2x \sqrt{-g} (-2R + o(\lambda, \beta)).$$

Оно не содержит слагаемых первого порядка по λ и β , что означает, что в рассматриваемом приближении калибровочная зависимость полностью исчезает.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований 12-02-00170, 12-02-00884 и 12-02-31128.

Литература

1. Fronsda C. 1978 Phys. Rev. D, 18, 3624.
2. Fang J. and Fronsda C. 1978 Phys. Rev. D, 18, 3630.
3. t'Hooft G., Veltman M., 1974 Ann. Inst. Henri Poincare, 20, 69.

О ПРОХОЖДЕНИИ ФРОНТА ЧЕРЕЗ ТОЧКИ ЗАМЕДЛЕНИЯ В ЗАДАЧАХ РЕАКЦИЯ-ДИФФУЗИЯ

Профессор Быков А.А., профессор Нефедов Н.Н., аспирантка Шарло А.С.

В работе рассматриваются решения квазилинейного уравнения реакции-диффузии $\varepsilon u_t = \varepsilon^2 u_{xx} - f(u, x, \varepsilon)$, $x \in (a, b)$, $t \in (0, T)$, ε малый параметр, имеющие характер перемещающейся контрастной структуры (КС). Решение типа КС характеризуется наличием больших областей с малым градиентом u разделенных узкими областями с большим градиентом u , называемых внутренними переходными слоями (ВПС). В неоднородной среде ВСП перемещаются (испытывают дрейф), причем скорость дрейфа опре-

деляется моментами функции f . Имеется [1] детальное описание дрейфа ВПС в среде, для которой скорость дрейфа имеет постоянный знак на всем промежутке (a, b) . В такой среде ВПС перемещается от заданного начального положения до границы, вблизи которой разрушается. Плотность источников имеет вид $f(u, x, \varepsilon) = \gamma f_0(u, x, \varepsilon) \prod_{j=1}^3 (u - \varphi_j(x, \varepsilon))$, причем $\gamma > 0$, $f_0(u, x, \varepsilon) > 0$. Эволюция КС определяется величиной функции баланса $B(x, \varepsilon) = \int_{\varphi_1(x, \varepsilon)}^{\varphi_3(x, \varepsilon)} f(u, x, \varepsilon) du = B_0(x) + \varepsilon B_1(x) + \varepsilon^2 B_2(x) + \dots$. Скорость дрейфа ВПС можно представить в виде $W(x, \varepsilon) = W_0(x) + \varepsilon W_1(x) + \varepsilon^2 W_2(x) + \dots$, причем $W_0(x) = C(x) B_0(x)$, $C(x) > 0$. Время перемещения ВПС до границы при $B_0(x) > 0$ конечно и может быть представлено отрезком ряда вида $\Delta t = t_0 + \varepsilon t_1 + \varepsilon^2 t_2 + \dots$ по степеням параметра ε , коэффициенты выражаются явным образом.

В данной работе мы рассматриваем принципиально иной случай, когда $B_0(x) = 0$ на (a, b) . Тогда $W_0(x) = 0$ на (a, b) , и эволюция ВПС определяется величиной $W_1(x)$ и скоростями старших порядков. Мы предполагаем, что в некоторой точке $x^\square$ промежутка (a, b) скорость дрейфа первого порядка $W_1(x) = 0$ обращается в нуль, а во всех остальных точках имеет постоянный знак, $W_1(x) > 0$ причем $W_{1x}(x^\square) = 0$, $W_{1xx}(x^\square) > 0$. Основным результатом работы состоит в том, что мы формулируем различные достаточные условия прохождения ВПС через точку нулевой скорости дрейфа, которую в дальнейшем будем называть точкой замедления. Мы формулируем также условия записания ВПС в точке замедления. Для решения используем метод сингулярного разложения решения по степеням параметра ε . Назовем точкой перехода $x^*(t, \varepsilon)$ единственное решение уравнения $u(x, t, \varepsilon) = \varphi_2(x, \varepsilon)$. Асимптотическое разложение слева и справа от точки перехода представим в виде суммы регулярной части, пограничной функции и функции переходного слоя, $u(x, t, \varepsilon) = \bar{u}(x, \varepsilon) + \Pi_a(\xi_a, \varepsilon) + \Pi_b(\xi_b, \varepsilon) + Q(\xi, t, \varepsilon)$, причем $\xi_a = \frac{x-a}{\varepsilon}$, $\xi_b = \frac{x-b}{\varepsilon}$, $\xi = \frac{x-x^*(t, \varepsilon)}{\varepsilon}$. Каждое слагаемое и координата $x^*(t, \varepsilon)$ раскладываются в ряд по степеням ε , например, $x^*(t, \varepsilon) = x_0(t, \varepsilon) + \varepsilon x_1(t, \varepsilon) + \varepsilon^2 x_2(t, \varepsilon) + \dots$, причем $W_m(x) = \frac{dx_m}{dt}$. Мы находим регулярную функцию нулевого порядка, функцию переходного слоя нулевого порядка и используем условия гладкого сшивания решения в точке перехода и условия экспоненциального убывания функций переходного слоя на бесконечности. Мы доказываем, что при выполнении условия баланса $B_0(x) = 0$ гладкое сшивание достигается при $W_0 = 0$ и любом значении W_1 ,

так что величина W_1 не определяется из функций нулевого порядка. Далее мы формулируем задачу для определения функций первого порядка и применяем условия гладкого сшивания. В результате мы находим явное выражение для $W_1(x)$, которое имеет вид $W_1(x) = W_{10}(x) + W_{11}(x)$, $W_{10}(x) = W_{10a}(x) + W_{10b}(x)$. Здесь $W_{10a}(x)$ является функционалом, действующим на f_{0u} и f_{0x} , $W_{10b}(x)$ выражается только через $\frac{d}{dx}\varphi_{1,2,3}(x,0)$, $W_{11}(x)$ является функционалом, действующим на f_1 , где $f(u, x, \varepsilon) = f_0(u, x) + \varepsilon f_1(u, x) + \dots$.

Рассмотрим решение в окрестности точки замедления. Пусть $W_{10}(x^\square) = 0$, $W_{10x}(x^\square) = 0$, $W_{10xx}(x^\square) = 0$, $W_{10}(x) > 0$ на $(a, x^\square)$ и на $(x^\square, b)$. Используя метод дифференциальных неравенств (ДН), мы доказываем, что для прохождения ВПС через точку замедления $x^\square$ достаточно, чтобы $W_{11}(x) \geq q > 0$ на (a, b) . Далее мы рассматриваем случай $W_{11}(x) = 0$ на (a, b) , находим выражение для скорости второго порядка $W_2(x)$ и доказываем, что для прохождения ВПС через точку замедления $x^\square$ достаточно, чтобы $W_2(x) \geq q_2 > 0$ на (a, b) . Аналогично формулируются достаточные условия записания ВПС точкой замедления. Результаты работы могут найти применение в теории химических реакций в неоднородных средах.

[1] Божевольнов Ю.В., Нефедов Н.Н. Движение фронта в параболической задаче реакция - диффузия. // Журнал вычислительной математики и математической физики, 2010. Т.50. № 2. С.276-285.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОСФЕРНЫХ КИНЕТИЧЕСКИХ ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ С «ШИРОМ» МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Ст.науч.сотр. НИИЯФ МГУ *Малова Х.В.*, профессор *Попов В.Ю.*, академик РАН *Зеленый Л.М.*, зав.сект.теор.моделир. ПГИ КНЦ *Мингалева О.В.*, ст.науч.сотр. ПГИ КНЦ *Мингалева И.В.*, науч.сотр. ИКИ РАН *Артемов А.В.*

Многочисленные спутниковые измерения указывают на то, что в хвосте магнитосферы Земли могут формироваться тонкие токовые слои (толщиной порядка одного или нескольких ларморовских радиусов ионов), в которых нормальная компонента магнитного поля (B_z) практически постоянна, а другие его компоненты (тангенциальная B_x и сдвиговая B_y) зависят от поперечной координаты (z). Плотность тока в таком слое также имеет две самосогласованные компоненты (j_x и j_y , соответственно), а силовые линии магнитного поля деформированы, и не лежат в одной плоско-

сти. Для исследования таких фактически одномерных равновесных токовых конфигураций были использованы две кинетические модели - численная, основанная на методе крупных частиц, и аналитическая. Результаты расчетов показывают, что для одних и тех же входных данных могут существовать две различные моды самосогласованного сдвигового магнитного поля B_y , и соответственно, две конфигурации тонкого токового слоя. Для антисимметричной (относительно z -координаты) моды B_y магнитные силовые линии закручены внутри слоя, однако профили плотности плазмы, компоненты j_y плотности тока и компоненты B_x магнитного поля практически мало отличаются от случая с магнитным полем без сдвига ($B_y=0$). Для симметричной B_y моды магнитные силовые линии лежат на изогнутой поверхности, при этом плотность плазмы в слое мало изменяется, а толщина токового слоя становится вдвое больше.

Проведено исследование структуры тонкого токового слоя (с толщиной порядка ионного ларморовского радиуса) в присутствии самосогласованной шировой компоненты магнитного поля и в предположении о наличии в системе постоянной нормальной компоненты поля. Получены самосогласованные профили для магнитного поля, плотности плазмы и плотностей продольного и поперечного токов. Показано, что:

1. Возможно существование двух классов равновесных решений, одно из которых определяется симметричной (по координате z) модой сдвиговой компоненты B_y , второе – антисимметричной модой.

2. При антисимметричной сдвиговой компоненте магнитного поля профили тангенциальной компоненты магнитного поля и соответствующей ей плотности тока близки к случаю, когда сдвиг магнитного поля отсутствует в системе, а плотности плазмы и тока имеют ярко выраженный максимум в центре слоя.

3. При симметричной (колоколообразной) конфигурации сдвиговой компоненты поля ее амплитуда сопоставима с амплитудой тангенциальной компоненты $B_x(z)$. При этом амплитуда плотности тока падает в несколько раз по сравнению со случаем $B_y=0$, а толщина токового слоя увеличивается вдвое.

4. Учет несамосогласованной (внешней постоянной) сдвиговой компоненты B_y^E , наряду с самосогласованной, не приводит к существенным изменениям структуры токового слоя.

5. Результаты численного моделирования хорошо согласуются с результатами аналитической модели ТТС, в рамках которой показано, что структура токового слоя с самосогласованной магнитной компонентой $B_y(z)$ существенным образом зависит от величины потоковой анизотропии плазмы. Толщина ТТС уменьшается при уменьшении отношения средней тепловой скорости частиц к потоковой.

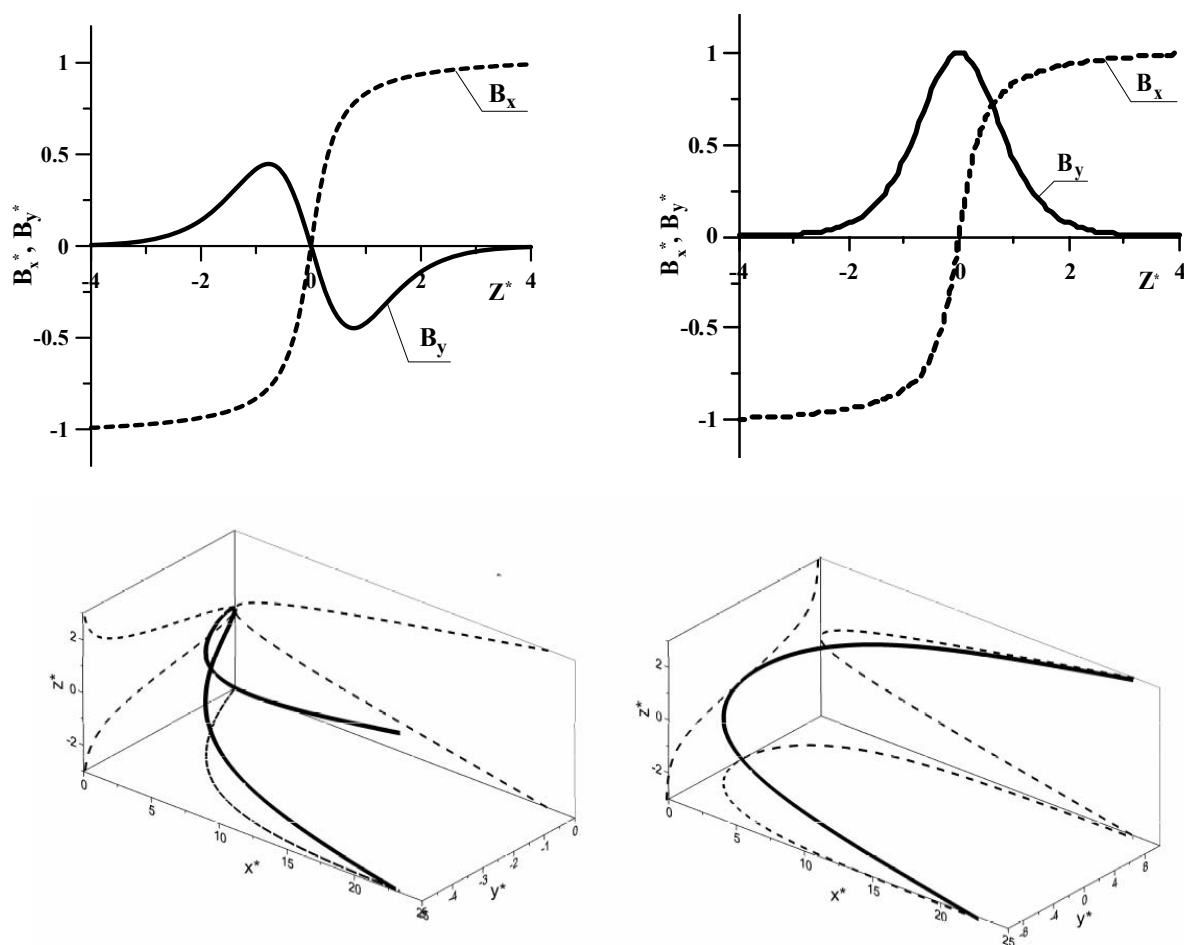


Рис. 1. Геометрия магнитных силовых линий в хвосте магнитосферы Земли. На рисунке (а) вверху изображены профили антисимметричной компоненты $B_y(Z^*)$ (сплошная линия; координаты $\{X^*, Y^*, Z^*\}$ нормированы на ионный ларморовский радиус на границе ТС) и тангенциальной компоненты $B_x(Z^*)$ (пунктирная линия). Нижний рисунок демонстрирует соответствующую форму магнитной силовой линии и ее проекций на координатные плоскости. На рисунке (б) показаны профили по Z симметричной «шировой» (сплошная линия) и тангенциальной (пунктирная линия) компонент магнитного поля и соответствующая им форма магнитной силовой линии.

Анализ зависимости структуры токового слоя от потоковой анизотропии демонстрирует существенное утоньшение слоя при уменьшении отношения тепловой и дрейфовой скоростей плазмы, что обусловлено динамикой квазиадиабатических ионов. Обсуждаются вопросы применения данной модели к описанию токовых слоев на магнитопаузе и вблизи областей пересоединения.

Литература

1. Мингалев О.В., Мингалев И.В., Мельник М.Н., Артемьев А.В., Малова Х.В., Попов В.Ю., Шен Чао, Зелёный Л.М. Кинетические модели

токовых слоев с широм магнитного поля. // Физика Плазмы, Т. 38, №4, С. 329-344, 2012;

2. Malova H., Popov V.Yu., Mingalev O.V., Mingalev I.V., Mel'nik M.N., Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Delcourt D.C., Shen C., and Zelenyi L.M. Thin current sheets in the presence of a guiding magnetic field in the Earth's magnetosphere. J. Geophys. Res., vol. 117, A04212, doi:10.1029/2011JA017359, 2012.

ОБРАТНЫЕ ВОЛНЫ И РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛНОВОДОВ С АНИЗОТРОПНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Профессор *Делицын А.Л.*

Применение принципа предельной амплитуды является наиболее общим методом анализа установившихся волновых процессов и обоснования условий излучения. Его формулировка восходит к работам А.Н. Тихонова и А.А. Самарского [1]. Дальнейшие исследования связаны с работами А.Г. Свешникова, А.Г. Рамма, П. Вернера и многих других [2, 3]. Для установления колебаний необходима либо диссипация энергии за счет наличия потерь в среде, например, в резонаторах, либо ее отвод от источника, что имеет место в неограниченных областях, например в волноводах.

При возбуждении резонаторов на резонансных частотах не происходит стабилизации колебаний, и поле возрастает линейно со временем. В волноводах, как было показано в [3], на так называемых частотах отсечки поле растет как корень от времени. В настоящей работе рассмотрен волновод с постоянным анизотропным заполнением. Подобная модель допускает точное решение. Показано, что при определенных параметрах среды возможны как прямые, так и обратные волны. Переход обратной волны в прямую может осуществляться в единственной критической точке. При возбуждении волновода на подобной частоте имеет место резонансный характер аналогичный тому, который соответствует резонатору.

Литература

1. А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. Уравнения математической физики. Наука. 1972.
2. A.G. Sveshnikov, Dokl. Akad Nauk SSSR 73, 917 (1950)
3. A. Ramm, P. Werner, J.Reine angew. Math. Bd 360, 19 (1985)

СВИДЕТЕЛЬСТВУЕТ ЛИ ПОВЫШЕНИЕ ИРРЕГУЛЯРНОСТИ СОЛНЕЧНЫХ ИНДЕКСОВ О НАСТУПАЮЩЕМ СНИЖЕНИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ?

Ст. науч. сотр. ИТПЗ РАН *Шаповал А.Б.*, вед. науч. сотр. ИТПЗ РАН
Шнирман М.Г., профессор универс. им. Дидро (Париж) *Courtillot V.*, про-
фессор Института физики Земли (Париж) *Le Mouél J.-L.*

Актуальность прогноза солнечной активности не вызывает сомнений, поскольку солнечная активность влияет на спутниковую связь, навигационные системы, климат, экологию, медицину и др. Различные методы используются для прогноза времени и амплитуды следующего максимума очередного цикла Швабе. Pesnell (2008) опубликовал обзор более 50-ти прогнозов 24-го цикла. Ожидаемая амплитуда отличается от прогноза к прогнозу и лежит в пределах от 42 до 185. Методы прогноза основаны на предвестниках, спектральном анализе, физических аргументах и нейронных сетях. Большинство авторов пришло к заключению, что солнечная активность в цикле 24 окажется ниже, чем в нескольких предыдущих циклах.

Crosson & Binder (2009) обосновали грядущее понижение солнечной активности с помощью аппарата динамических систем. По одномерному ряду наблюдений чисел Вольфа (Wolf numbers, WN) они восстановили динамическую систему и экстраполировали ее траектории до (прогнозируемого) максимума цикла 24. Несмотря на популярность методов теории динамических систем в анализе солнечного динамо, значение размерности m восстановленного фазового пространства существенно отличается в различных работах. Типичные оценки m лежат на интервале [3, 9]. Интересно, что согласно Price et al. (1992), ежедневные числа Вольфа WN не являются результатом эволюции динамической системы малой размерности. Из аргументации Price et al. (1992) следует, что значения размерности $m \in [3, 9]$ фазового пространства получены благодаря предварительному сглаживанию исходных временных рядов.

В настоящей работе мы развиваем аппарат динамических систем в приложении к анализу солнечного динамо. В скользящем 4-хлетнем окне мы вычисляем показатель Ляпунова ежедневных WN (1850-2012), адаптировав классический алгоритм Вольфа (Wolf et al., 1985). Полученные значения показателя Ляпунова составляют временной ряд, который рассматривается как новый солнечный индекс. Мы полагаем, что изучение этого индекса открывает неизвестные ранее свойства WN . Размерность m фазового пространства используется как параметр вычислений. При $m=1$ и 2 эволюция показателя Ляпунова λ согласуется с изменениями сглаженного WN (рис. 1, верхний график). При увеличении m основные осцилляции $\lambda(t)$ по-прежнему соответствуют циклу Швабе, однако максимумы λ наблюда-

ются в минимумах WN . При увеличении m и фиксированном значении времени (точки на горизонтальной оси) значения показателя Ляпунова убывают. Скорость убывания уменьшается при m , лежащем на интервале [16, 23], и практически стабилизируется при m , близком к 23.

При фиксированном m , большем или равном четырём, наблюдаются два режима эволюции показателя Ляпунова. В 1915 – 1940 годах происходит переход между режимами, в результате которого значения λ уменьшаются, особенно в своих максимумах (которые, напомним, зафиксированы в минимумах сигнала). Точное время перехода установить затруднительно. При $m=[8, 16]$ (графики для граничных значений показаны на рисунке 1) изменение значений λ происходит вблизи 1915 года, тогда как при $m=4$ – вблизи 1940 года. Уместно напомнить, что после 1940-го года произошло значительное усиление солнечной активности. Другими словами, переход продолжался в течение двух циклов Швабе, окончание этого интервала соответствует повышению солнечной активности в 1940-ых годах, но истинное начало процесса фиксируется только при вложении WN в фазовое пространство «правильной» размерности. Этот результат согласуется с увеличением энергии 27-дневного сигнала, произошедшего в ~1915 году, согласно Le Mouél et al (2007).

При $m \in [4, 23]$ в минимуме цикла 23-24 значения показателя Ляпунова возвращаются к значениям, наблюдаемым в минимумах циклов Швабе до 1915 года. Форма графика показателя Ляпунова (при фиксированных m) устойчива относительно протяжённости скользящего окна (3-5 лет) и запаздывания (4-16 дней), используемого при вложении сигнала в фазовое пространство. Появление пика в минимуме циклов 23-24 может дать дополнительное свидетельство, что эпоха повышенной солнечной активности заканчивается в настоящее время. Предлагались различные сценарии падения солнечной активности и его возможное влияние на климат (например, Russell et al, 2010), и вопрос этот до конца не решён.

В работе не исследуется вопрос, какова доля стохастической компоненты в наблюдаемом сигнале. Мы показываем, что даже если эта доля велика, на значения показателя Ляпунова влияют, по крайней мере, форма цикла Швабе и кратковременные зависимости (порядка нескольких дней), связанные со временем «жизни» солнечных пятен. Эти характеристики интерпретируются как показатели иррегулярности. Мы полагаем, что увеличение иррегулярности, приводящее к пику λ в минимуме цикла 23-24, связано в первую очередь с изменением параметров кратковременных зависимостей.

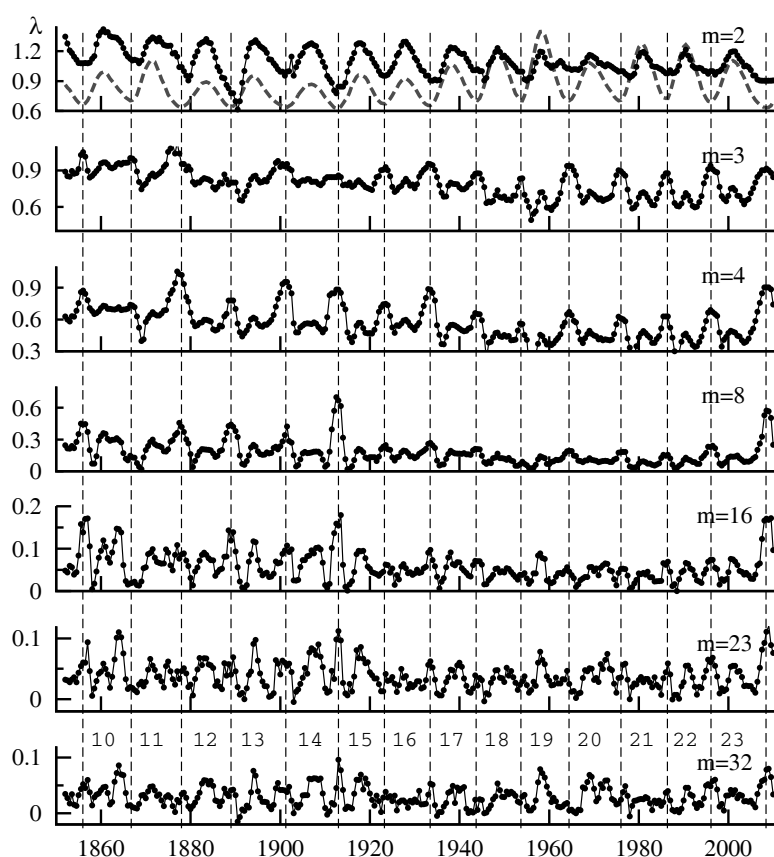


Рис. 1. Числа Вольфа, WN (1850-2012), сглаженные 4-летним окном (пунктир) и показатель Ляпунова, вычисленный для WN в 4-летнем скользящем окне с размерностью фазового пространства m , указанном на рисунке. Запоздывание равно 8 дней.

Литература

3. Crosson, I.J., and Binder, P.-M. (2009), Chaos-based forecast of sunspot cycle 24, *J. Geophys. Res.*, 114, A01108 – A01111.
4. Le Mouél, J.-L., Shnirman, M.G., and Blanter, E.M. (2007), The 27-Day Signal in Sunspot Number Series and the Solar Dynamo. *Solar Phys.*, 246, 295 – 307.
5. Pesnell, W.D. (2008), Predictions of Solar Cycle 24, *Solar Phys.*, 252, 209 – 220;
6. Price, C.P., Prichard, D., and Hogenston, E.A. (1992), Do the sunspot numbers form a chaotic set?, *J. Geophys. Res.*, 97, 19113 – 19120.
7. Russell C. T., Luhmann J. G., and Jian L. K. (2010), How unprecedented a solar minimum?, *Rev. Geophys.*, 48, RG2004, doi:10.1029/2009RG000316.
8. Wolf, A., Swift, J.B., Swinney, H.L., and Vastano, J.A. (1985), Determining Lyapunov Exponent from a Time Series, *Physica, D* 16, 285 – 317.

Подсекция:
МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

Сопредседатели
профессор А.М.Салецкий, профессор Б.А.Струков,
профессор Б.С.Ишханов

ВОЗМОЖНО ЛИ ВОЗРОЖДЕНИЕ КАЧЕСТВЕННОЙ ФИЗИКИ: КВАНТОВАНИЕ АТОМА ВОДОРОДА И КВАНТОВАНИЕ ЯДЕР НА КЛАССИЧЕСКИХ ПРИНЦИПАХ?

Зав. кафедрой тюркской филологии ИСАА МГУ, профессор *Щека Ю.В.*

Данное сообщение продолжает доклады, прочитанные на Ломоносовских чтениях 2011 и 2012 годов по общей теме возможности возрождения качественной физики [1; 2]. Понятийный аппарат современной физики весьма успешно обеспечивает потребности развития техники, обслуживая все в большей степени различные специфические утилитарные запросы корпораций. Однако утилитарность плохо сочетается с подлинным познанием. В этой связи понятийный аппарат современной физики превратился в арсенал симулякров, организующих научное производство, но, одновременно, лишенных реального существования. С нашей точки зрения, единственной реальной средой является мерцающий эфир, состоящий из объектов атомного, звездного, галактического характера с номером уровня n от минус до плюс бесконечности, которые при малом n за доли секунды успевают пережить астрономическое множество рождений и исчезновений.

В основе квантования атома водорода лежат, по нашему мнению, не известные симулякры квантовой механики, которые, являясь именно симулякрами, сами по себе не имеют никакой качественной причины или разумного обоснования, а находится качественный физический смысл постоянной Планка, состоящий в выражении статистического соотношения между энергией и соответствующей частотой излучения. (Обозначения: полная E , кинетическая K энергия электрона, вращающегося вокруг протона; удвоенная полная энергия равна потенциальной U , Z - заряд ядра в единицах элементарного заряда, e - элементарный заряд, a - радиус орбиты вращения электрона):

$K = -E = \frac{Ze^2}{2a}$, $U = -\frac{Ze^2}{a}$. [3; 4, 207]. С учетом равенства силы кулоновского взаимодействия и центробежной силы (m – масса электрона, ω – круговая частота, ν - частота): $\frac{m\nu^2}{a} = \frac{Ze^2}{a^2}$, $\nu = a\omega = 2\pi a\nu$. От-

сюда частота ν вращения электрона вокруг ядра равна: $\nu = \sqrt{\frac{Ze^2}{4\pi^2 ma^3}}$. В основе статистически стабильного существования параметров частот и орбит мерцающих электронов лежит статистическое равенство потенциальной энергии электрона частоте вращения с коэффициентом nh (h - постоянная

Планка и n – целое положительное число): $\frac{Ze^2}{a} = nh \sqrt{\frac{Ze^2}{4\pi^2 ma^3}}$. Посредством

преобразований: $\frac{Ze^2}{a} = nh \sqrt{K \frac{1}{2\pi^2 m a^2}}$, $\frac{Z^2 e^4}{a^2} = n^2 h^2 K \frac{1}{2\pi^2 m a^2}$, $\frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{n^2 h^2} = K$, $h^2 = \frac{\hbar^2}{4\pi^2}$, получаем известное соотношение, $E_n = -K_n = -\frac{mZ^2 e^4}{2n^2 \hbar^2}$, позволяющее получить частоты всех серий спектра атома водорода [5]

В силу мерцания частиц в единицу времени нашего масштаба образуется и исчезает астрономическое число ядер самых различных параметров. Наблюдаемая нами стабильность свойств вещества имеет статистическую природу и связана со статистической дискретностью параметров переходов волн в частицы и обратно. Указанная дискретность является результатом статистического выполнения соотношения Планка между энергией E и частотой ν : $E = nh\nu$. Выражение для потенциальной энергии шара

массы m и радиуса r : $E = C \frac{m^2}{r}$ [4, 207 - 208]. На атомном уровне величин функцию массы выполняет заряд q (при этом в отличие от макроэлектричества не только разноименные, но и одноименные заряды атомного уровня притягиваются, что подлежит пояснению в отдельной работе). Принимая значение $E = 0.979 \frac{q^2}{r}$, считаем, что для ядра эта энергия равна вращательной энергии (I - момент инерции, ω - круговая частота):

$$I = \frac{2}{5} m r^2. \text{ Получаем: } 0.979 \frac{q^2}{r} = \frac{2}{5} \cdot m r^2 \cdot 4\pi^2 \nu^2, \quad \nu = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{5 \cdot 0.979}{8}} \frac{q}{\sqrt{m r^3}}.$$

Приравниваем энергию частицы частоте вращения с коэффициентом nh : $0.979 \frac{q^2}{r} = nh \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{5 \cdot 0.979}{8}} \frac{q}{\sqrt{m r^3}}$. Или $q = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{5}{8 \cdot 0.979}} \frac{nh}{\sqrt{m r}}$ (*). При $n = 1$ и получаем величину элементарного заряда: $q_0 = 4.8 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ, $h = 6.63 \cdot 10^{-27}$ эрг · сек,

$$q_0 = 0.255 \frac{6.63 \cdot 10^{-27}}{\sqrt{1.67 \cdot 10^{-24} \cdot 7.583 \cdot 10^{-12}}} = \frac{1.691 \cdot 10^{-27}}{1.29 \cdot 10^{-12} \cdot 2.753 \cdot 10^{-6}} = 4.8 \cdot 10^{-10}.$$

Для звезд имеется приближенная эмпирическая зависимость радиуса звезды и ее массы [6; 4, 189-190] (радиус в см, масса в г.):

$$\frac{R}{7 \cdot 10^{10}} = \sqrt[4]{\left(\frac{M}{2 \cdot 10^{33}}\right)^3}. \text{ Применительно к атомному уровню величин, во-первых, заменяем массу на заряд и, во-вторых, расстояние уменьшается в } 10^{10} \text{ раз (из перехода от 1 м к } 1 \text{ \AA, где } 1 \text{ \AA} = 10^{10} \text{ м). : } \frac{r}{7 \cdot 10^{20}} = \sqrt[4]{\left(\frac{q}{2 \cdot 10^{33}}\right)^3}. \text{ Или } r = \frac{7 \cdot 10^{20}}{\sqrt[4]{(2 \cdot 10^{33})^3}} \cdot \sqrt[4]{(qm)^3}.$$

$r = 7.4 \cdot 10^{-5} \sqrt[4]{q^3}$. Используя соотношение получаем:

Учитывая $\sqrt[4]{x^3} = \exp(0.75 \cdot \ln 2.87 + 0.75 \cdot 14 \cdot \ln 10) = 6.974 \cdot 10^{10}$,
 $r = \frac{7 \cdot 10^{20}}{\sqrt[4]{(2 \cdot 10^{33})^3}} \cdot 6.974 \cdot 10^{10} \sqrt[4]{m^3}$, получаем $r = 5.162 \cdot 10^6 \sqrt[4]{m^3}$. В этом соотношении, подставляя массу протона, можно найти радиус протона.

Из формулы (*) $q = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{5}{8 \cdot 0.979}} \frac{nh}{\sqrt{mr}}$, учитывая соотношения: $m = \frac{q}{x}$ и $r = 7.4 \cdot 10^{-8} \sqrt[4]{q^3}$, имеем $\sqrt{mr} = \sqrt{\frac{q}{x} \cdot 7.4 \cdot 10^{-8} \sqrt[4]{q^3}}$ и $\sqrt{mr} = 5.08 \cdot 10^{-10} \sqrt{q} \cdot \sqrt[4]{q^3}$ (**). Выражаем массу и радиус частицы через заряд q :
 $q = \frac{0.255}{5.08 \cdot 10^{-10}} \cdot \frac{nh}{\sqrt{q} \cdot \sqrt[4]{q^3}}$, $q = 5.02 \cdot 10^8 \frac{nh}{\sqrt{q} \cdot \sqrt[4]{q^3}}$; $\sqrt[4]{q^{15}} \cong q^2 = 5.02 \cdot 10^8 nh$. При $n = 1$, т. е. для элементарного заряда, имеем: $q_0^2 = 5.02 \cdot 10^8 \cdot 6.63 \cdot 10^{-27} = 33.28 \cdot 10^{-19} = 3.33 \cdot 10^{-18}$; $q_0 \cong 18.3 \cdot 10^{-10}$. Данное приближенное и завышенное в 3.8 раз значение элементарного заряда вызвано заменой выше корня восьмой степени из q в пятнадцатой степени квадратом q ; $q^2 = q_0^2 \cdot n$ или $q = q_0 \cdot \sqrt{n}$ (***). Можно показать, что для легких ядер $q = m \frac{x}{2}$. Из (***) для массы ядер получаем: $m^2 \left(\frac{x}{2}\right)^2 = m_0^2 x^2 n$ или $m^2 = m_0^2 \cdot 2n$ или $m = m_0 \sqrt{4n}$.

Таким образом, ядра могут статистически стабильно существовать только в форме протона ($n = 1$) или ядер системы элементов Менделеева при $n > 1$ и при рациональном значении $\sqrt{n}$ (лишь при рациональном значении гармоника волновых процессов при мерцаниях будут укладываться целое число раз, т. е. будет обеспечиваться статистическая стабильность свойств ядер). Н ($n=1$), He ($n=4$), Li ($n=9$), Be ($n=16$), B ($n=25$), C ($n=36$), N ($n=49$) и т. д.

Литература

1. Щека Ю. В. Возможно ли возрождение качественной физики: мерцающий эфир и суть света? Ломоносовские чтения. Секция физики. Ноябрь 2011 г. Сборник тезисов, М., 2011.
2. Щека Ю. В. Возможно ли возрождение качественной физики: смысл формулы излучения Планка и электрогравитация? Ломоносовские чтения. Секция физики. Апрель 2012 г. Сборник тезисов, М., 2012.
3. Д. В. Сивухин. Общий курс физики, т. 1, М., 1974, с. 317.
4. Д. Я. Мартынов. Курс общей астрофизики. М., 1979.
5. Э. В. Шпольский. Атомная физика. М., 1974, с. 340 - 341.

РАЗВИТИЕ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ СПОСОБНОСТЕЙ ШКОЛЬНИКОВ ПРИ ИЗУЧЕНИИ ТЕОРЕМЫ О РАВНОМЕРНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ ПО СТЕПЕНЯМ СВОБОДЫ

Доцент *Рыжиков С.Б.*

В школьном учебнике очень мало рассказывается о молекулярно-кинетической теории газов. Рассмотрение обычно ограничивается только одноатомным газом. В некоторых учебниках приводится формула для теплоемкости двухатомного газа, при этом упоминается теорема о равномерном распределении энергии по степеням свободы, но не приводится ее обоснование. Нет обоснования этой теоремы и в вузовских учебниках [1]. Вместе с тем исследовательский подход к обучению предполагает, что любое положение должно обосновываться, а не приходить свыше в виде априорной истины [2]. В связи с этим встает задача обоснования теоремы о равномерном распределении энергии по степеням свободы при обучении физике учеников 9-10 классов.

Для исследования закономерностей в идеальном газе ученицей 10-го класса под руководством автора была написана программа на языке Basic, моделирующая столкновения молекул в приближении упругих сфер (гантелек), т.е. рассматривается только упругое столкновение молекул, но не рассматривается их взаимное притяжение, при этом тройные соударения рассчитываются как последовательные попарные соударения. При моделировании движения молекул применяли схему Эйлера как описано в [2]. Для простоты был рассмотрен двухмерный случай, т.е. когда молекулы могут двигаться только по плоскости.

В процессе работы пришлось решить следующие задачи:

- рассчитать упругое столкновение двух шаров, как для случая лобового столкновения, так и при произвольном прицельном параметре;
- найти методами аналитической геометрии расстояние от точки до прямой;
- освоить понятие момента инерции, момента импульса и с помощью законов сохранения энергии, импульса и момента импульса рассчитать упругое столкновение шара и гантели.

Основная трудность возникла при расчете столкновения двух гантелек (двухатомных молекул). Поэтому было принята модель, что гантельки друг с другом не сталкиваются (пролетают друг через друга), но в системе находится два газа: одноатомный и двухатомный. Молекулы одноатомного газа (шарика), сталкиваясь друг с другом, должны прийти к тепловому равновесию. Молекулы одноатомного газа, сталкиваясь с молекулами двухатомного газа, должны прийти в тепловое равновесие с последними. Тогда, исходя из принципа детального равновесия, молекулы двухатомно-

го газа должны прийти в тепловое равновесие между собой. Для обоснования этого положения в программе была предусмотрена возможность моделирования столкновений молекул двух одноатомных газов, причем можно не учитывать взаимные столкновения молекул одного газа.

В результате проведенной работы было показано, что два газа приходят в тепловое равновесие, даже если не учитывать взаимные столкновения молекул одного газа. Также было показано, что для двумерного газа средняя кинетическая энергия вращательного движения составляет половину средней кинетической энергии поступательного движения, что находится в полном соответствии с теоремой о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Результаты проведенного исследования были доложены ученицей на московской городской конференции школьных работ «Потенциал».

Литература

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики в 5 т. Том II. Молекулярная физика и термодинамика. М.: Лань.. 2005.
2. Рыжиков С.Б. Развитие исследовательских компетенций школьников при выполнении исследовательских работ по физике с использованием численного моделирования. Монография. М.: Школа будущего. 2012.

КОМПЬЮТЕРНАЯ ВЕРСИЯ ЗАДАЧ СПЕЦПРАКТИКУМА КАФЕДРЫ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА (РЕНТГЕНОГРАФИЯ)

Профессор *Хунджуа А.Г.*, доцент *Бровкина Е.А.*,
мл. науч. сотр. *Мельников М.М.*

Важнейшими разделами физики конденсированного состояния являются физическая кристаллография и рентгеноструктурный анализ. На кафедре физики твердого тела физического факультета МГУ традиционно читается курс физической кристаллографии, в дополнение к которому в последние годы создан постоянно пополняемый компьютерный практикум.

Компьютерный практикум частично дублирует задачи соответствующего раздела специального практикума, реализация которых несложна, но требует специального оборудования. Задачи компьютерного практикума можно разделить на две группы: дифракция на монокристаллах и дифракция на поликристаллах.

Дифракция на монокристаллах

Данный раздел включает задачи по расчёту и анализу микроэлектроннограмм, лауэграмм, эпиграмм, рентгенограмм вращения, представляющих

собой по существу различные варианты реализации опыта Лауэ. Различия в геометрии съёмки лауэграмм, эпиграмм и рентгенограмм вращения затрагивают лишь конечный шаг моделирования – переход от координат узлов обратной решетки, участвующих в формировании дифракционной картины, к координатам рефлексов на дифракционной картине (фотоплёнке).

На рисунке 1 приведено окно программы моделирования лауэграмм и эпиграмм от монокристалла любой сингонии (показана расчетная дифракционная картина от кубического кристалла LiF и для сравнения - экспериментальная лауэграмма кристалла LiF). В окне программы расположены блоки ввода исходных данных: параметров элементарной ячейки кристалла, закона погасания, диапазона длин волн рентгеновского излучения, ориентировки кристалла относительно первичного пучка, угла поворота относительно выбранного кристаллографического направления в кристалле. После ввода перечисленных параметров рассчитывается соответствующая дифракционная картина, которая служит исходным первичным материалом для самостоятельной работы.

Перед студентами ставится задача по определению ориентировки кристалла произвольной сингонии. Необходимо по полученным от преподавателя модельным лауэграммам (эпиграммам) построить стереографическую проекцию, с помощью которой дать заключение о типе сингонии, ориентировке кристалла и рассчитать углы поворота, необходимые для реализации требуемой ориентации кристаллографических осей кристалла относительно лабораторной системы (рентгеновской камеры).

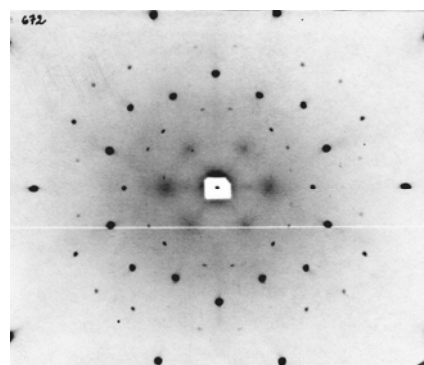
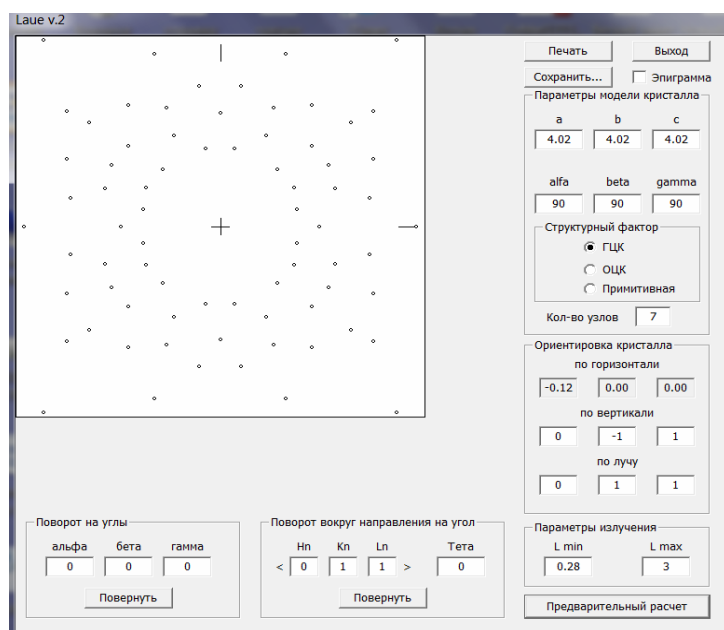


Рис. 1. Интерактивное окно программы моделирования лауэграмм и эпиграмм с расчетной лауэграммой кристалла LiF и экспериментальная лауэграмма кристалла LiF для тех же условий съёмки.

Далее значения углов вводятся в окно программы, которая практически мгновенно выдает соответствующую повороту дифракционную картину.

Дифракция на поликристаллах

Дифракция на поликристаллах лежит в основе качественного и количественного рентгеноструктурного фазового анализа. Основным элементом компьютерного моделирования рентгенограмм поликристаллов является программа по расчету межплоскостных расстояний с интерактивным окном для ввода параметров кристаллической решетки, координат атомов и длины волны рентгеновского излучения (рис.2). Рассчитанные по стандартным формулам значения углов дифракции задают положение дифракционных линий на модельной рентгенограмме. Предусмотрена возможность изменять профиль и ширину дифракционных линий, при этом интегральная интенсивность линий нормируется с учётом фактора повторяемости, структурного и углового факторов. Модельная дифрактограмма поликристалла служит исходным материалом для решения студентом основной задачи рентгеноструктурного анализа - определения кристаллической структуры исследуемого вещества.

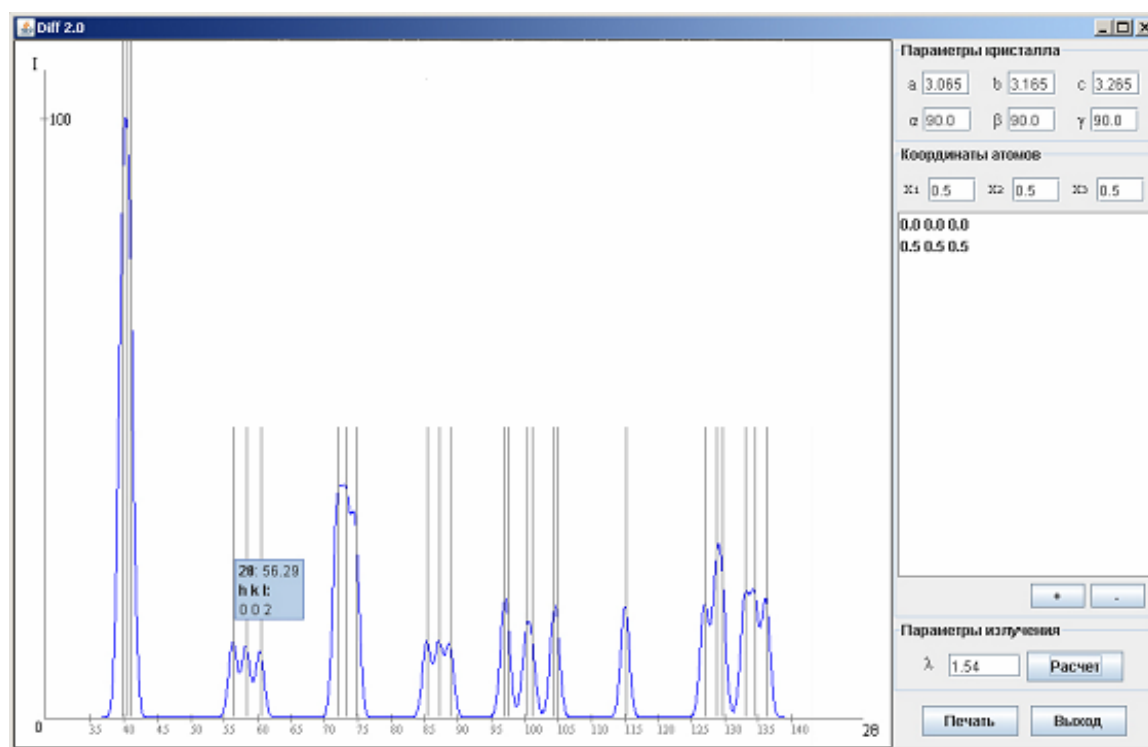


Рис. 2. Интерактивное окно программы моделирования дифрактограмм поликристаллов

Примером более сложной задачи может служить исследование трансформации рентгенограмм поликристаллов (рис.2) при фазовых превращениях дисторсионного типа, при которых искажается исходная решетка (например, кубическая решетка испытывает тетрагональные, орторомби-

ческие, ромбоэдрические, моноклинные или триклинные искажения). Данная работа предполагает два варианта выполнения:

1) по мультиплетному расщеплению дифракционных линий определить тип дисторсии решетки и рассчитать параметры решетки;

2) по предполагаемому искажению решетки - выбрать дифракционные линии, наиболее подходящие для определения типа дисторсии решетки, и проанализировать возможность разрешения отдельных линий в зависимости от ширины дифракционной линии и величины искажения.

Более подробно алгоритмы работы пакета программ приведены в нашей работе в [1].

Литература

1. Хунджуа А.Г., Бровкина Е.А., Мельников М.М. Компьютерное моделирование в курсе «Физика конденсированного состояния» // Физическое образование в вузах. 2012. т.18, №4. С.133-139.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕСТИРОВАНИЯ СТУДЕНТОВ 1-ГО КУРСА ПО МЕХАНИКЕ

Доцент *Иванов В.Ю.*, ст. преп. *Полякова И.Б.*

Уже несколько лет на физическом факультете МГУ проводятся компьютерные тестирования студентов всех курсов по изучаемым предметам. Компьютерное тестирование является хорошим инструментом проверки текущих знаний студентов, а следовательно, может служить одним из объективных критериев эффективности учебного процесса. На кафедре общей физики тестирование проводится по всем разделам курса общей физики. В настоящем докладе речь пойдет о компьютерном тестировании по механике. Год назад мы писали об этом [1]. Однако теперь структура теста немного изменилась и, прежде чем приводить полученные результаты и делать выводы, кратко напомним о чём идёт речь.

Механика – первый раздел физики, который изучают студенты на физическом факультете МГУ. Знания, полученные студентами в этом разделе, закладывают базу для изучения всех последующих разделов общей физики, поэтому особенно важно, чтобы студенты хорошо усвоили пройденный материал, научились работать с физическими моделями, освоили алгоритмы решения типовых задач. Именно на проверку умения решать классические задачи механики направлено данное тестирование. Тестирование проводится в два этапа.

Первый этап – промежуточное тестирование в середине семестра. К моменту проведения теста (середина октября) изучено примерно 50% объёма курса механики, причём пройденные темы практически повторяют школьный курс физики. Тест состоит из **восьми** задач (разделы теста указаны ниже на рисунке в тексте доклада). Тест содержит задачи среднего уровня сложности, типы которых и методы решения не сильно отличаются от школьных. На решение задач теста отводится 45 минут.

Второй этап – итоговое тестирование в конце семестра. Тест проводится в середине декабря накануне сессии. Во второй половине семестра студенты изучают разделы механики, которых нет в школьной программе. Итоговый тест включает в себя все разделы университетского курса механики. Он состоит из **одиннадцати** задач (разделы теста указаны ниже на рисунке в тексте доклада). Из теста по возможности исключены задачи школьного уровня сложности. На выполнение теста отводится 90 минут. Задачи в тестах сгруппированы по разделам и, помимо условия, содержат пять вариантов ответов, из которых один является правильным. Большинство задач требует решения на бумаге.

Ниже представлены результаты промежуточного (рисунок 1) и итогового (рисунок 2) тестирований за последние три года. Приводятся гistogramмы решаемости разделов теста в октябре и в декабре, а также графики распределения количества студентов по числу решенных задач. Видно, что год от года общая картина решаемости разделов повторяется, т.е. одни и те же разделы студенты усваивают хорошо, и одни и те же разделы они усваивают хуже. В промежуточном тесте лучше всего студенты решают задачи на кинематику и динамику материальной точки, а также задачи на законы сохранения импульса и механической энергии, т.е. задачи на те темы, которые они давно изучали в школе. Новая тема «неинерциальные системы отсчёта», которой нет в школе, традиционно вызывает у студентов трудности. В итоговом тесте год от года лидируют те же темы, за исключением кинематики, плюс динамика твёрдого тела и специальная теория относительности. Почему студенты стали хуже решать задачи по кинематике? Потому что изменился характер предлагаемых задач: вместо школьных задач о прямолинейном равноускоренном движении материальной точки и о движении тела, брошенного под углом к горизонту, появились задачи, связанные с вычислением нормального и тангенциального ускорений, радиуса кривизны траектории и т.д., алгоритмы решения которых студенты, видимо, не смогли усвоить хорошо.

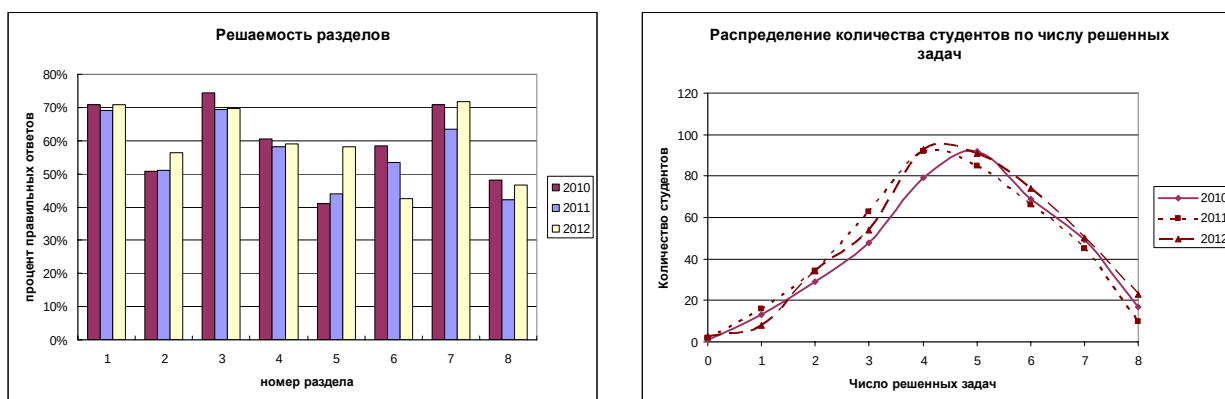


Рисунок 1. Результаты промежуточного теста за последние три года. (Разделы теста: 1 - кинематика материальной точки; 2 - кинематические связи; 3 - динамика материальной точки и простейших систем; 4 - динамика движения материальной точки по окружности; 5 - неинерциальные системы отсчёта; 6 - импульс, центр масс; 7 - работа и энергия; 8 - импульс, работа и энергия.)

Особенно интересны приводимые нами результаты в связи с тем, что в 2011 году была изменена программа обучения физике на физическом факультете МГУ. Вместо одного семинара по физике в неделю стало два семинара. Возросла нагрузка на преподавателей. Более активно вынуждены работать студенты. И обидно то, что как следует из наших данных, никакого существенного улучшения результатов тестов по сравнению с 2010 годом (когда был один семинар в неделю) не произошло! Наиболее наглядно это видно из сравнения графиков распределения количества студентов по числу решённых задач. Год от года картина повторяется. Среднее число решенных задач в расчёте на одного студента в промежуточном тесте примерно 5 (чуть меньше), а в итоговом – 6 (чуть больше). Довольно стабильный результат (см. таблицу ниже)

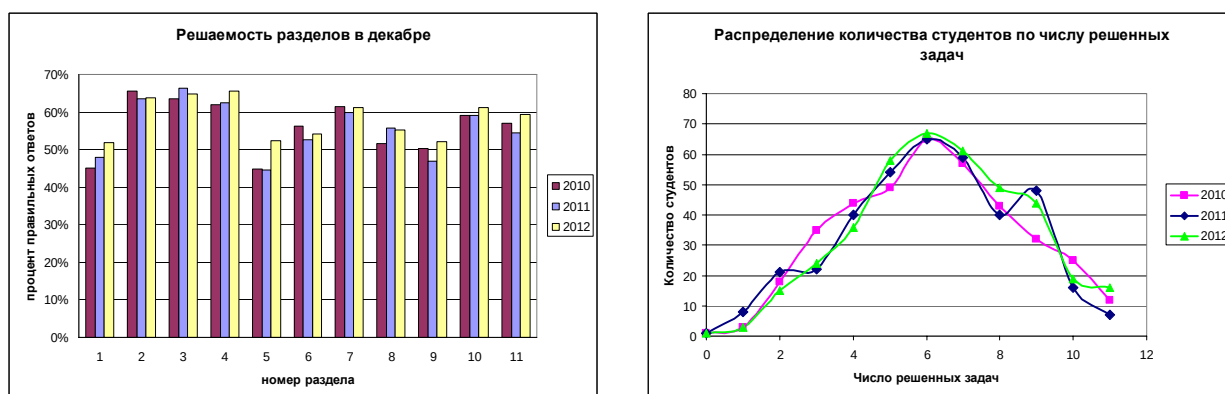


Рисунок 2. Результаты итогового теста за последние три года. (Разделы теста: 1 - кинематика; 2 - динамика; 3 - импульс; 4 - работа и энергия; 5 - неинерциальные системы отсчёта; 6 - кинематика твёрдого тела; 7 - динамика твёрдого тела; 8 - момент импульса; 9 - колебания; 10 - специальная теория относительности; 11 - волны.)

Видимо, чтобы усвоить новый материал студентам требуется время, и введение второго семинара в неделю не решило проблемы, тем более что наряду с увеличением числа семинаров в программу добавились и новые темы. Наверное всё же качество знаний студентов зависит не от количества семинаров в неделю, а, во-первых, от общего уровня образования, который неуклонно падает, во-вторых, от степени мотивации студентов на изучение физики, которая близка к нулю, ну и наконец, от способа подачи материала, который на кафедре общей физики вырабатывался годами.

Среднее число решённых задач в расчёте на одного студента:

	2010 год	2011 год	2012 год
Промежуточный тест	4,75	4,50	4,75
Итоговый тест	6,2	6,1	6,4

В заключение отметим, что компьютерное тестирование несомненно является перспективным механизмом проверки текущих знаний студентов и оценки эффективности учебного процесса. Его необходимо развивать и совершенствовать, как необходимо развивать и совершенствовать и сам учебный процесс.

Литература

1. Иванов В.Ю., Полякова И.Б. Результаты тестирования студентов первого курса по механике: сравнительный анализ. Сборник тезисов докладов научной конференции «Ломоносовские чтения», Москва, 16 - 25 апреля 2012 года, секция физики, с. 103-106.

ТЕСТ ПЕРЕД ЭКЗАМЕНОМ ПО ЭЛЕКТРИЧЕСТВУ И МАГНЕТИЗМУ КАК СПОСОБ ПРОВЕРКИ БАЗОВЫХ ЗНАНИЙ СТУДЕНТОВ

Ст. преп. Полякова И.Б., доцент Митин И.В., доцент Иванов В.Ю.

Тестирование как элемент учебного процесса широко используется на физическом факультете МГУ. Оно позволяет (при грамотно составленном тесте) быстро и объективно оценить степень подготовленности студентов по тому или иному предмету. Весьма актуальной является проблема объективной оценки знаний студентов на экзамене. Поскольку при традиционном проведении экзамена студент отвечает на вопросы доставшегося ему билета, этих ответов может оказаться недостаточно, чтобы оценить насколько хорошо студент усвоил материал всего курса, ведь в конкретном билете всего два вопроса, содержание которых может касаться лишь двух

узких аспектов сдаваемого предмета. Например, возьмём билет по курсу «Электричество и магнетизм»: **вопрос 1)** *Элементарный ток и его магнитный момент. Поле элементарного тока. Элементарный магнитный момент в магнитном поле. Понятие о магнитном диполь-дипольном взаимодействии.* **Вопрос 2)** *Контактные явления. Контактная разность потенциалов. Термоэлектричество. Термоэлектродвижущая сила. Термопара. Термобатарея. Эффект Пельтье. Эффект Томсона.* Видно, что для ответа на такой билет не требуется знания основных законов и формул изучаемого курса (как то: теорема Гаусса, теорема о циркуляции, закон Ома, уравнения Максвелла и т.д.). К тому же нет уверенности, что это не единственный выученный студентом билет, или, что ответ на вопросы билета не был списан. Конечно, это можно проверить, задавая дополнительные вопросы по сдаваемому курсу, но это уже зависит от преподавателя.

Для решения проблемы повышения объективности оценки знаний студентов на экзамене было предложено использовать краткий тест перед экзаменом, вопросы которого касаются базовых понятий и формул изучаемого курса. Полтора года назад мы писали о внедрении на кафедре общей физики теста перед экзаменом по молекулярной физике и термодинамике [1]. Кратко напомним, о чём идёт речь. Студенты, прежде чем получить экзаменационные билеты, должны в течение первых 15 минут экзамена письменно ответить на 10 вопросов теста по материалу сдаваемого курса. После сдачи заполненного листа с вопросами теста студент получает билет и готовится к ответам на его вопросы. Во время беседы со студентом преподаватель оценивает правильность ответов на вопросы теста. При этом он может задавать дополнительные вопросы. Таким образом, быстро оцениваются знания студента по всему курсу. Заметим, что тест не подменяет собой основной билет, а лишь делает более гибким процесс проверки знаний студентов. Окончательное решение об оценке за экзамен преподаватель принимает на основании ответа на основной билет, при этом листок с ответами на вопросы теста отражает реальные знания студента по базовому материалу курса.

Сегодня речь пойдёт о тесте перед экзаменом по электричеству и магнетизму. Раздел «Электричество и магнетизм» изучается студентами в третьем семестре (осенний семестр второго курса). Этот раздел логически продолжает знакомство студентов с общей физикой, после того как изучены разделы «Механика» и «Молекулярная физика и термодинамика», а также закладывает базу для изучения последующих разделов общей физики («Оптика», «Атомная физика»). Студенты знакомятся с новыми абстрактными моделями: точечный заряд, дипольный момент, магнитный момент, плоская электромагнитная волна. Студенты в этом семестре знакомятся с основными физическими законами электромагнетизма, продолжают изучение строения вещества (знакомятся со строением металлов, ди-

электриков, полупроводников, магнетиков), а также получают первые знания об особой форме существования материи – электромагнитном поле – и его взаимодействии с веществом.

Курс «Электричество и магнетизм» практически завершает формирование у студентов единой картины окружающего мира на уровне общей физики и создаёт базу, на основе которой строятся практически все последующие теоретические курсы физики. Поэтому важно, чтобы студенты хорошо усвоили материал данного раздела общей физики. Тесты перед экзаменом дают возможность оценить эти знания.

Как уже упоминалось, цель тестов – по возможности полно охватить весь курс электричества и магнетизма, чтобы можно было проверить базовые знания студентов. Авторы старались придерживаться следующей структуры теста:

- 1 вопрос – электростатическое поле;
- 2 вопрос – проводники в электростатическом поле;
- 3 вопрос – электростатическое поле в веществе, энергия поля;
- 4 вопрос – основные теоремы для векторов электростатического поля, граничные условия;
- 5 – 6 вопросы – конденсаторы, пондеромоторные силы;
- 7 вопрос – постоянный ток, магнитное поле в вакууме;
- 8 вопрос – основные теоремы для векторов магнитного поля, граничные условия;
- 9 вопрос – магнитное поле в веществе;
- 10 вопрос – колебательный контур, переменный ток.

Ниже приводится вариант теста перед экзаменом по курсу “Электричество и магнетизм”.

Тест перед экзаменом по электричеству и магнетизму

1. Зависимость напряженности электростатического поля равномерно заряженного шара от расстояния от центра шара (график):	
2. В центре равномерно заряженной проводящей сферы (радиус R , заряд Q) находится точечный электрический заряд q . Потенциал электростатического поля на расстоянии $r = R/2$ от центра сферы равен (формула):	
3. Граничное условие для нормальной составляющей вектора электрической индукции (формула):	
4. Аналог теоремы Гаусса для вектора поляризации в дифференциальной форме (формула):	
5. Плоский воздушный конденсатор (площадь каждой из пластин S , расстояние между ними d) зарядили от источника постоянного напряжения и отключили от источника,	

при этом заряд каждой из пластин равен q_0 . Пространство между пластинами конденсатора полностью заполнили твердой диэлектрической пластиной с проницаемостью ε . Как изменится сила, действующая на каждую из пластин конденсатора (формула):	
6. Плоский заряженный конденсатор наполовину заполнен диэлектриком с проницаемостью $\varepsilon = 2$ (см. рисунок). Нарисовать линии индукции электрического поля внутри конденсатора (с соблюдением пропорций):	
7. Работа сил Ампера при элементарном перемещении контура с током I во внешнем магнитном поле (формула):	
8. Теорема о циркуляции вектора намагниченности в дифференциальной форме (формула):	
9. Вдоль длинного однородного цилиндрического провода из парамагнетика ($\mu > 1$) радиуса R течет постоянный ток I (плотность тока $j = \text{const}$). Нарисовать зависимость величины индукции магнитного поля от расстояния от оси провода (график):	
10. Цепь состоит из параллельно соединённых конденсатора C и катушки индуктивности L . Импеданс цепи на частоте ω равен (формула):	

Приведённый вариант теста даёт представление о характере возможных дополнительных вопросов, которые основаны на материале экзаменационных билетов по курсу “Электричество и магнетизм”.

Литература

1. Полякова И.Б., Иванов В.Ю. Тест перед экзаменом по физике (молекулярная физика и термодинамика). Сборник тезисов докладов научной конференции «Ломоносовские чтения», Москва, МГУ, 14 - 23 ноября 2011 года, секция физики, с. 165-168.

АНАЛИЗ СТАТИСТИКИ ПОСЕЩЕНИЙ САЙТА "ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В ИНТЕРНЕТЕ"

Доцента *Кэбин Э.И.*

Сайт Ядерная физика в Интернете был создан в 2000 г. силами кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ при содействии и на технической базе НИИЯФ МГУ. Направленность сайта – образование в области физика ядра и частиц. В первую очередь его материалы предна-

значены для студентов физических факультетов классических университетов, изучающих эту науку в рамках общего курса физики.

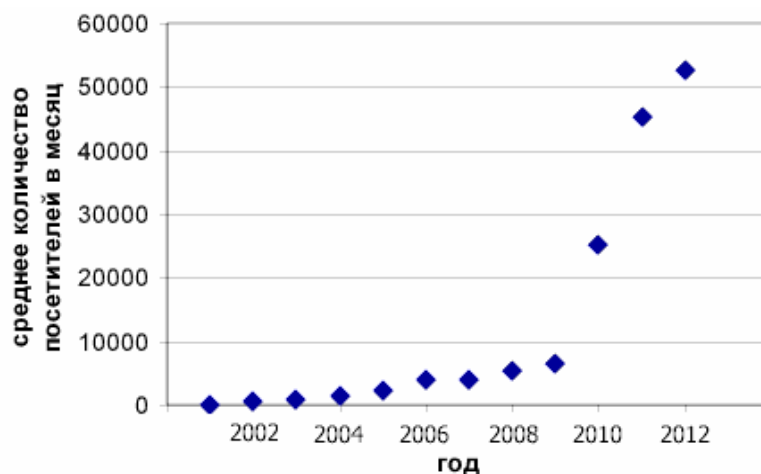


Рис. 1. Статистика посетителей по годам.

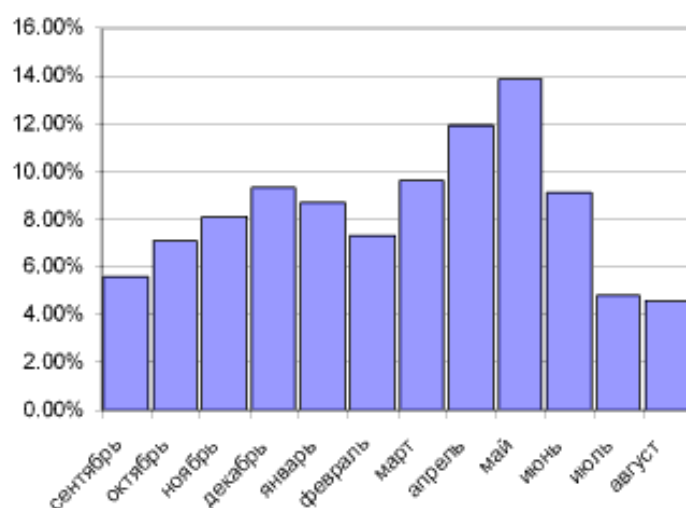


Рис. 2. Статистика посетителей по месяцам. Усредненные данные за 10 лет.

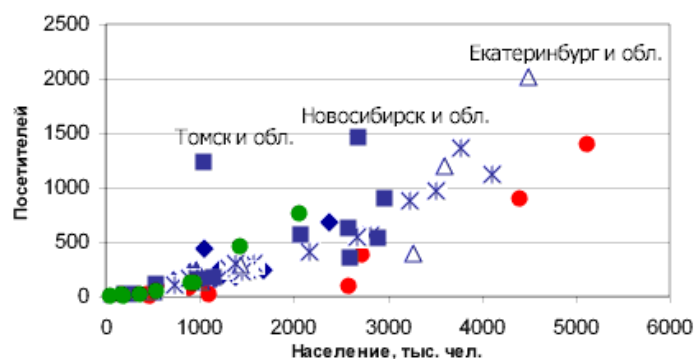


Рис. 3. Зависимость посетителей сайта в декабре 2012 г. от количества населения в различных регионах.

Статистика посещений отслеживается с ноября 2000 г. с помощью счетчиков mail.ru. До марта 2010 г. счетчики (~30 счетчиков) стояли только на головной странице сайта и на головных страницах отдельных его разделов. В марте 2010 г. счетчики были поставлены на большинство html страниц, что позволило лучше учесть посещаемость (см. рис. 1). Визиты на pdf и djvu файлы не фиксируются. В марте 2013 г. было зафиксировано свыше 5.5 млн. визитов. На рис. 2 показана статистика посещаемости сайта по месяцам. Максимумы в распределении соответствуют зимней и весенней сессиям.

Наибольшее количество посетителей сайта приходится на Москву и Московскую область, около 30% и на Санкт-Петербург и область – около 10% от всех посетителей по РФ. Это очевидно связано с высокой долей пользователей Интернета. По данным на осень 2012 г. доля пользователей Интернета по федеральным округам РФ не сильно отличается. На рис. 3 показана зависимость количества посетителей сайта от количества населения в различных регионах. Видны заметные отличия от общего линейного тренда в частности для Томска, Новосибирска и Екатеринбурга. Однако если использовать оценки пользователей интернета по городам, то наблюдается четкая линейная зависимость количества посетителей сайта от количества пользователей Интернета для этих городов, а так же для Москвы и Санкт-Петербурга.

Материалами сайта пользуются также посетители из других стран. В декабре 2012 г. были зафиксированы заходы из 90 стран. Наибольшее количество заходов на сайт из Украины, Беларуси и Казахстана (рис. 4). Для визитов из этих стран как и для России также характерно двугорбое распределение (рис. 2), что свидетельствует о том, что материалы сайта используются студентами в учебном процессе.



Рис. 4. Распределение количества посетителей по странам (средние значения за сентябрь-октябрь 2012 г).

Заметную долю в просмотрах сайта занимают материалы по общему курсу "Физика атомного ядра и частиц". Сюда включаются материалы лекций, разработки по семинарам, задачи и др. Доля таких просмотров колеблется от 20% до 35%. На рис 5 показана статистика просмотров по месяцам.

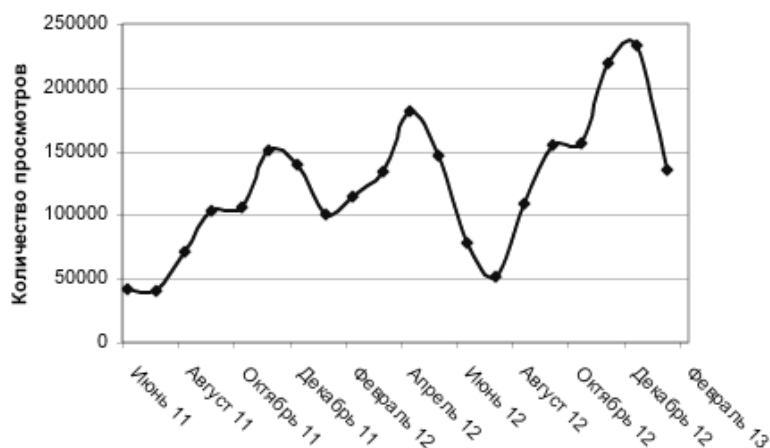


Рис. 5. Количество просмотров материалов курса "Физика атомного ядра и частиц" по месяцам.

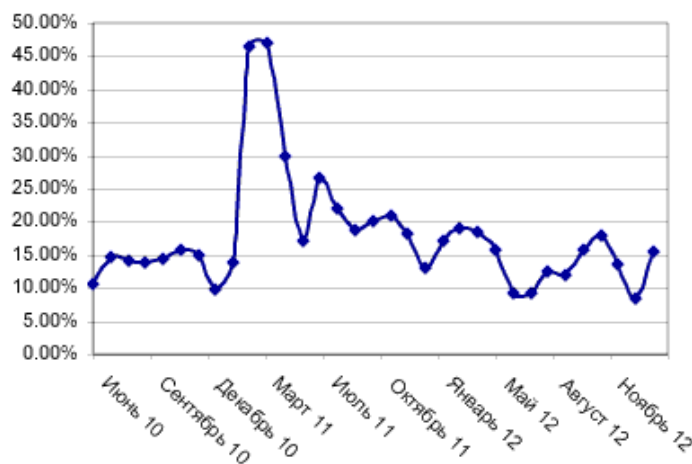


Рис. 6. Доля посещений разделов "Радиация" и "Радиационная экология"

На первых позициях в запросах на поисковых серверах, в результате которых посещались страницы сайта, слова радиация, радиоактивность и т.п. Посещаемость соответствующих разделов сайта ("Радиация", "Радиационная экология") в большой степени определяется заходами с поисковых серверов. Доля визитов на эти разделы около 15%. Однако, в связи с фукусимской аварией эта доля заметно выросла (рис. 6). Особенная активность отмечалась в дальневосточном регионе. В связи с этим на сайте было создан специальный раздел посвященный Фукусиме; в первые месяцы после аварии с ежедневным обновлением информации. В статистике визитов из зарубежья также ясно обозначился "фукусимский пик" (рис. 7).

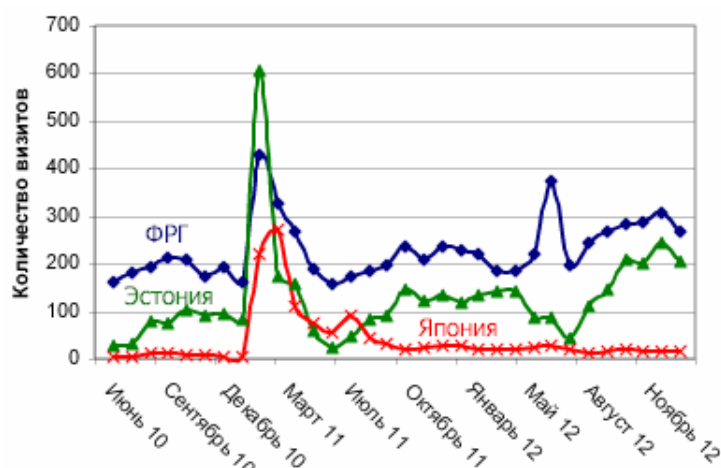


Рис. 7. Количество визитов в месяц из некоторых стран



Рис. 8. Распределение посетителей по возрасту.

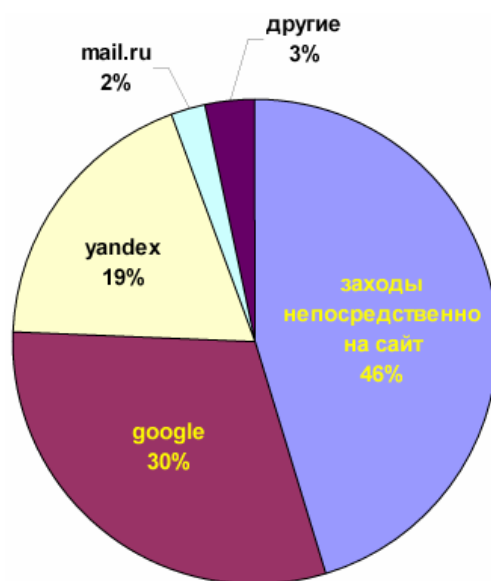


Рис. 9. Заходы с серверов (декабрь 2012 г).

Распределение по возрасту посетителей сайта "Ядерная физика в Интернете" заметно отличается от глобальной статистики посетителей (рис.8). Возраст около 60% посетителей сайта – 12-24 года, в то время как посетителей других сайтов в этой возрастной группе около 30%. В статистике посещений в возрастной группе >25 лет не обнаруживается характерных "экзаменационных" максимумов.

Постоянную аудиторию сайта можно оценить по заходам непосредственно на сайт (рис. 9). 86% заходов с серверов Google (около 90 серверов в разных доменах) приходится на Россию, Украину, Беларусь и Казахстан. Около 60% новых посетителей приходит на сайт с поисковиков Google и Яндекс, еще около 20% по ссылкам на других сайтах.

ПРАКТИКУМ ПО ЦИФРОВОЙ РАДИОЭЛЕКТРОНИКЕ – ОТ ОСНОВ К СОВРЕМЕННЫМ ТЕХНОЛОГИЯМ

Науч.сотр. Волков О.Ю., доцент Марченко В.Ф., вед.инженер Румянцев И.В.,
доцент Сухарева Н.А., профессор Сухоруков А.П.

Изложение основ современной цифровой радиоэлектроники до последнего времени было представлено только в серии практических заданий, выполняемых всеми студентами физического факультета МГУ в рамках цифрового раздела практикума по радиоэлектронике. Традиционно в цифровом разделе практикума изучались принципы построения устройств, конструируемых с использованием базовых микросхем. При постановке задач в 80-х годах прошлого века была выбрана ТТЛ серия микросхем к155 отечественного производства в корпусах формата DIP14. Данная серия практически не используется в настоящее время, хотя и обладает рядом преимуществ:

- крупные размеры корпуса,
- не боится статического электричества,
- выдерживает замыкания выходов между собой и на землю,
- выдерживает кратковременную переполюсовку питания,
- достаточно «медленная» (по современным меркам), что дает возможность измерить быстродействие стандартными лабораторными устройствами.

К сожалению, разработка и реализация сложных логических преобразователей на 155 серии весьма трудоемка, отнимает у студента много времени, а в итоге, выполнение работы у превращается «в борьбу с проводами», отвлекая его внимание от сути выполняемого упражнения. Перед нами стояла задача модернизации как самих задач практикума, так и

средств их выполнения студентом. Необходимо было ликвидировать технологический разрыв между современной электроникой и аппаратной базой, на которой происходит обучение.

Современные электронные схемы уже не проектируются на элементарной логике. За исключением очень простых конструкций, сейчас применяются или программируемые интегральные логические схемы (ПЛИС), или микропроцессоры. Поскольку изучение работы микропроцессоров намного ближе к курсам программирования, чем к радиоэлектронике и радиофизике, мы остановили свой выбор на ПЛИС, как на средстве решения радиофизических задач. Изучение всех особенностей ПЛИС, их программирования и использования в электронных приборах требует очень много часов и не входит в нашу задачу — обучить студента физическим принципам работы логических схем. Поэтому, для изучения мы выбрали простейшую ПЛИС XC9572XL, по следующим критериям:

- простота понимания внутреннего устройства микросхемы,
- возможность изучения работы асинхронных RS триггеров,
- ограниченность внутренних ресурсов.

Последний пункт требует пояснения. Поскольку микросхема программируется на специализированном языке, есть возможность проиллюстрировать последствия небрежного подхода к описанию электронной схемы как повышенный расход внутренних ресурсов ПЛИС. И наилучший способ для этого — формулировать такое задание, которое при правильном описании требует почти полного использования ресурсов кристалла, а при неправильном — просто «не вписывается» в доступное число ячеек.

Апробация использования ПЛИС на практических занятиях студентов проходила на базе макетной платы LDM-XC9572XL-VQ44 [1]. Внешний вид макетной платы, содержащий в ядре микросхему ПЛИС производства Xilinx [2], представлен на рис.1.

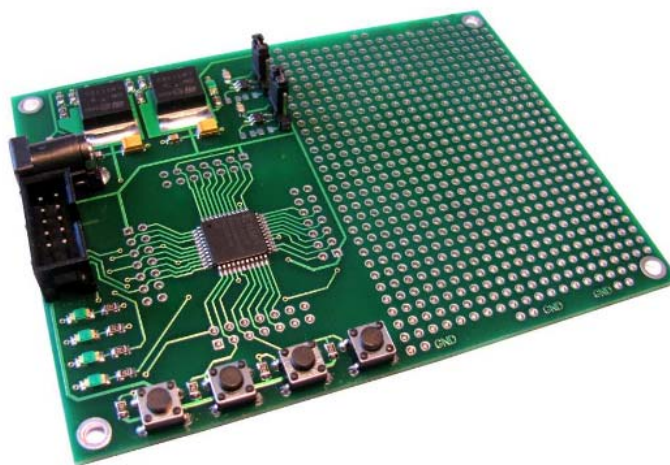


Рис. 1. Макетная плата с предустановленными кнопками «ввода» логических комбинаций и светодиодной индикацией формируемых логических состояний.

При компоновке упражнений в задачах учитывался многолетний опыт преподавания в практикуме [3] и скорость износа материальной базы. Но основным критерием была логика перехода студента от выполнения одного упражнения к следующему.

Первая задача «Логические элементы» является основой для понимания работы цифровой техники в целом и посвящена изучению свойств ТТЛ логики. Хотя сейчас, в основном, используется КМОП логика, мы посчитали целесообразным продолжать знакомить студента именно с ТТЛ логикой, как с основой всей цифровой техники. Кроме того, современные КМОП микросхемы требуют намного более аккуратного обращения, что весьма сложно требовать от студента, впервые сталкивающегося с ними. По набору упражнений задача в основном была сохранена, но дополнительно было введено изучение работы триггера Шмитта, так как этот элемент является преобразователем аналогового сигнала в цифровой и часто используется при обработке фронтов событий от аналоговых датчиков в физическом эксперименте.

Во вторую задачу вошли упражнения со схемами, имеющими в своем составе времязадающие RC-цепочки. Кроме того, вместо изучения Т-триггера с RC-цепочкой (который на практике никогда не применяется), было введено изучение схемы простейшего мультивибратора на двух элементах НЕ, часто встречающегося в несложной аппаратуре. Выполняя первые две задачи студент получает возможность полнее познакомиться с микросхемами, научиться определять маркировку, выводы, подавать питание на микросхему, что в будущем позволит студенту иметь навык самостоятельной сборки и отладки небольших схем перед окончательной сборкой цифровых устройств на печатных платах.

Третья задача включила в себя изучение простейших триггеров, но ее выполнение мы совместили с изучением ПЛИС и ее программированием через схемотехническое описание. Это весьма полезно для первого знакомства с программируемыми интегральными схемами, но в тоже время дает студенту базовые знания о возможности конструирования триггеров из элементарной логики.

Четвертая задача посвящена изучению логических схем и триггеров на ПЛИС, но с использованием языка программирования аппаратуры VHDL. Частично упражнения повторяют уже выполненные студентом ранее, что позволяет понять преимущество VHDL перед схемотехническим описанием.

Пятая задача включила в себя наиболее сложные упражнения, выполнение которых традиционно занимало много времени по причине «борьбы с проводами». Переход на использование ПЛИС позволил переработать упражнения так, чтобы они стали интереснее и насыщеннее. В

процессе выполнения пятой задачи студент изучает работу симулятора ISIM.

Задачи с третьей по пятую выполняются на макетной плате LDM-XC9572XL-VQ44. Часть заданий (синхронный и асинхронный RS-триггеры, ждущий мультивибратор) пересекаются для демонстрации различия физических реализаций однотипных устройств на микросхемах и ПЛИС. Например, ждущий мультивибратор с заданной длительностью импульса выполняется в двух аппаратных реализациях – на базе нескольких элементов 2И-НЕ с включением времязадающих цепочек и на базе ПЛИС с управлением длительностью импульса пересчётом заданного числа тактов встроенного генератора. Рекомендуемая монтажная схема, описание процесса на VHDL и синтезируемая структура представлены на серии рисунков 2:

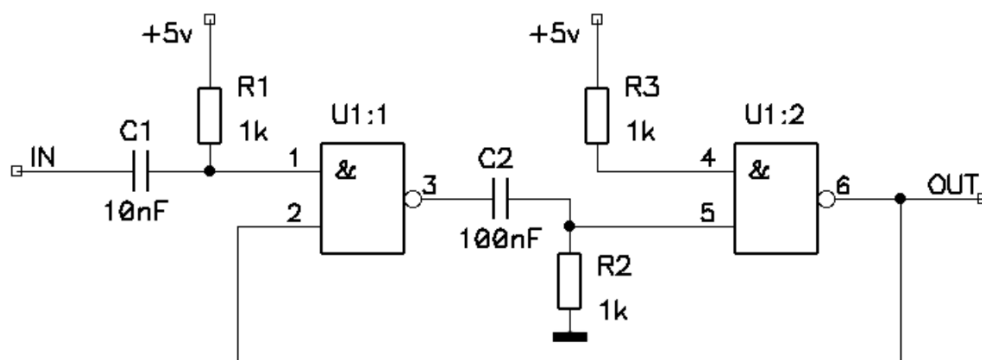


Рис.2_1 Ждущий мультивибратор на элементах 2И-НЕ.

Самое существенное изменение за счёт приобретённого аппаратного потенциала коснулось не практической, а теоретической компоненты задач практикума по радиоэлектронике. Оптимального баланса времени на самостоятельную подготовку к выполнению задачи, собственно лабораторную работу и обработку результатов эксперимента удалось достичь, используя возможности созданного силами авторов портала цифрового раздела практикума по радиоэлектронике на сервере <http://distant.phys.msu.ru/> [4]. Каждое занятие в практикума по радиоэлектронике начиналась для студента с допуска-теста, генерируемого из набора контрольных вопросов, позволяющих дать численный ответ и проверяемого автоматически. Начать работу в лаборатории можно было лишь после «преодоления» квалификационного минимума. Вся необходимая учебная литература, справочники, технические описания, методические рекомендации к выполнению задач сгруппированы на стартовой странице Web-портала, каждый студент на первом занятии практикума создаёт персональный аккаунт для доступа к сопровождающим материалам. Стартовый интерфейс портала представлен на рис.3.

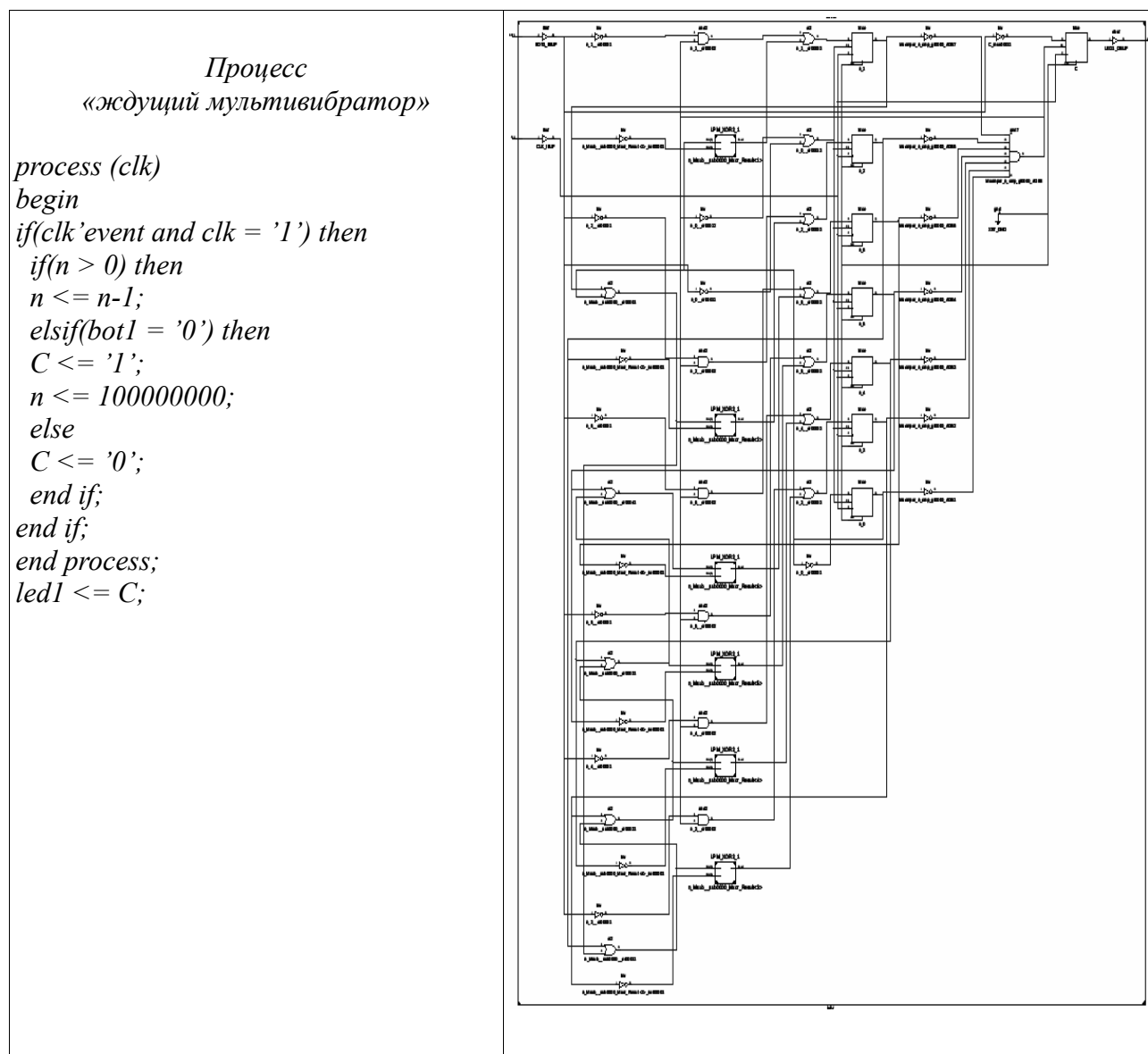


Рис.2_2 Уравнение процесса (слева) и синтезированная схема (справа).

Активная работа с ресурсами портала позволила в течение семестра ознакомить студентов с элементами булевой алгебры, техникой описания аппаратуры на языке VHDL, логикой записи уравнений преобразования цифровых сигналов и уравнений состояния цифровых устройств – т.е. рядом принципиальных понятий физики цифрового преобразования. Отчёт о выполнении задачи с детальным описанием результатов в виде таблиц истинности, логических уравнений, зарегистрированных характеристик загружается в персональную директорию студента и представляется преподавателю для проверки в виде файла заданного формата, что позволяет проверить выполнение задачи и выставить отметку в промежутке между занятиями. Это необходимо, так как условие выполнения предыдущей задачи является необходимым условием для допуска к следующей.

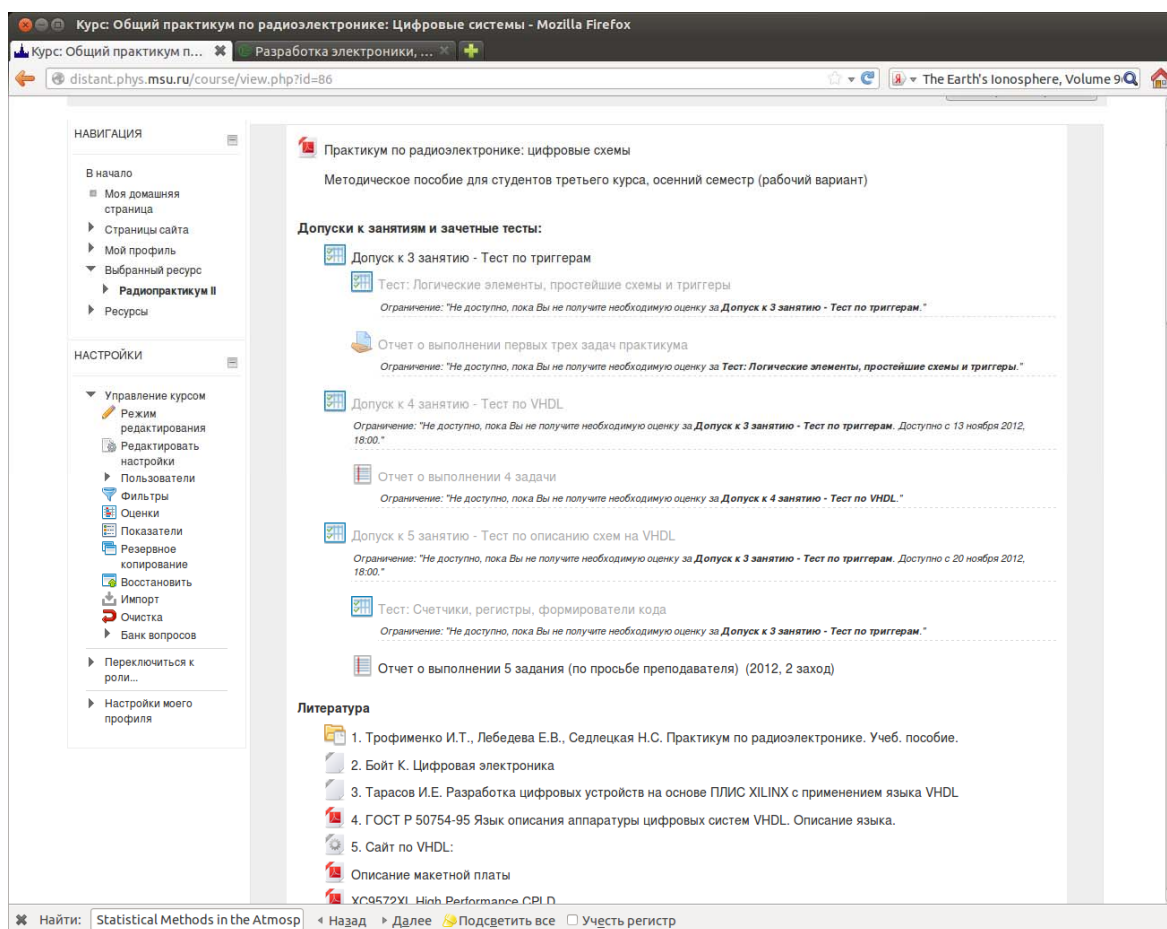


Рис.3 Основные рабочие элементы ресурса — тесты, методические описания, учебники и учебные пособия, вход в личный раздел студента.

Таким образом, практикум был приведен к современному состоянию электронной техники не в ущерб пониманию физических основ. Многие упражнения были модернизированы при сохранении базовой концепции практикума — изучение физических и логических ресурсов цифровой техники для получения навыков в автоматизации физического эксперимента. За осенний семестр 2012/2013 учебного года в модернизированной лаборатории практикума выполнили работы 58 студентов, ознакомились с возможностями новой аппаратной базы цифрового раздела практикума преподаватели всех кафедр отделения радиофизики и электроники, ведущих занятия со студентами в лабораториях практикума.

Литература

1. <http://www.ldm-systems.ru/doc/xilinx/DS-XC95XXX-VQ44-1.1.pdf>
2. <http://www.xilinx.com>
3. И.Т.Трофименко, Е.В.Лебедева, Н.С.Седлецкая. Практикум по радиоэлектронике. Учеб. пособие. — М. Изд-во МГУ, 1997.
4. <http://distant.phys.msu.ru/course/view.php?id=86>

Подсекция:
НАУКИ О ЗЕМЛЕ

Сопредседатели
профессор В.И. Трухин, профессор В.Е. Куницын,
профессор К.В. Показеев

ПЛАНЕТА ЗЕМЛЯ В СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ

Профессор *Трухин В.И.*

Ученые, изучающие внутреннее строение и физику Земли, понимают, что Земля – это частица Вселенной и мы живем во многих отношениях и во Вселенной, и в Солнечной системе, и в Галактике. Поэтому в данной статье будут рассмотрены элементы взаимодействия Земли и с Галактикой и с Солнечной системой.

Ученые изучили основные, фундаментальные взаимодействия: сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное. Исследования планет показали, условия, в которых находится вещество планет, мало отличаются от земных условий.

Также как в атоме ядра есть не что иное как связанные системы протонов и нейтронов, атомы – связанные ядра и электроны, макротела – совокупность атомов или молекул, Солнечная система – это связка планет и массивной звезды Солнца. Наличие связанных систем объектов говорит о том, что должно существовать нечто такое, что скрепляет системы в целое. Чтобы «разрушить» систему, частично или полностью, нужно затратить энергию. Взаимное влияние частей системы характеризуется энергией взаимодействия, или просто взаимодействием.

Любые взаимодействия каких угодно объектов могут быть сведены к ограниченному классу основных фундаментальных взаимодействий: гравитационному, электромагнитному, сильному и слабому.

Связанные системы объектов

Фундаментальные взаимодействия:

1. Гравитационные взаимодействия. (тяготение). Притяжение тел к Земле, существование солнечной системы, звездных систем (галактик) обусловлено действием сил тяготения или, иначе, гравитационным взаимодействием.

2. Электромагнитные взаимодействия. Ими обусловлены связи в атомах, молекулах и обычных макротелах.

3. Сильные (ядерные) взаимодействия. Наличие в ядрах одинаковых заряженных протонов и нейтральных частиц говорит о том, что должны существовать взаимодействия, которые гораздо интенсивнее электромагнитных, ибо иначе ядро не могло образоваться. Эти взаимодействия (их называют сильными) проявляются лишь в пределах ядра.

4. Слабые взаимодействия. Под влиянием «внутренних причин» нестабильные свободные частицы за те или иные характерные времена превращаются в другие частицы (распадаются). Существуют медленные распады с характерным временем, они происходят за счет так называемого слабого взаимодействия.

В последние годы обнаружены планеты, которые вращаются не вокруг Солнца, а вокруг других звезд. Такие планеты называются экзопланетами. Большинство экзопланет являются гигантскими шарами, подобными Юпитеру, с массой около 100 масс Земли. Самая тяжелая экзопланета в 11 раз массивнее Юпитера, а самая большая имеет диаметр в 1,3 раза больший, чем у Юпитера. Холодная экзопланета «суперземля» пока наименьшая из экзопланет. В апреле 2007 года была открыта самая похожая на Землю экзопланета. Среди уже обнаруженных вне Солнечной системы она вращается вокруг Красного карлика Глизе 581. Она в 1,5 раза больше Земли по размеру и в 5 раз больше по массе.

Литература

1. Викулин А.В. (2009). Физика Земли и геодинамика. Петропавловск-Камчатский, 464 стр.

ОТ «ДЕВЯТОГО ВАЛА» В ОТКРЫТОМ ОКЕАНЕ ДО ВОЛНЫ – УБИЙЦЫ В ШЕЛЬФОВОЙ ЗОНЕ

Гл. науч. сотр. *Шелковников Н.К.*

Впервые информация о загадочных аномально больших волнах в океане появилась несколько десятилетий назад. Считалось, что эти волны обладали огромной высотой, они внезапно появлялись неоткуда и также быстро исчезали в никуда. Встреча кораблей с ними зачастую приводила к гибели последних. Все это способствовало развитию мифического облика таких волн. Им было присвоено несколько названий, в том числе – «волны-убийцы» (ВУ). Это словосочетание в последние десятилетия стало своеобразным брендом, способствующим повышенному интересу к этому явлению как со стороны ученых, так и со стороны средств массовой информации. Однако со временем было показано, что ничего мифического в этих волнах нет. К тому же, вопреки расхожему мнению, что волны-убийцы это редкое природное явление, с помощью спутников было показано, что это не так. Более того, были обнаружены регионы мирового океана, где они появляются наиболее часто.

В последнее время делаются попытки теоретического и экспериментального объяснения этого явления. Существует несколько гипотез относительно физических механизмов формирования волн-убийц: фокусировка поверхностных волн, которая может возникнуть в поле горизонтально-неоднородных течений; нелинейное взаимодействие, дисперсионное сжатие, модуляционная неустойчивость.

На глубокой воде ($H \gg \lambda$, где H — глубина, а λ — длина волны) одной из возможных причин возникновения ВУ могут быть ветровые солитоны

огибающей. Была установлена применимость к теории волн на поверхности жидкости нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) в виде одного комплексного уравнения для амплитуды A :

$$i \left[A_t + \frac{\omega_0}{2k_0} A_x \right] - \frac{\omega_0}{8k_0^2} A_{xx} - \frac{1}{2} \omega_0 k_0^2 |A|^2 A = 0$$

где ω_0 и k_0 – постоянные начальные значения несущей частоты и несущего волнового числа, $A = a \exp(i\theta)$ – комплексная огибающая волны, a – амплитуда волны, θ – отклонение фазы волны от ее начального значения θ_0 . Из этого уравнения следует, что с точностью до главного порядка, огибающая волны распространяется с групповой скоростью несущей волны. Эволюция определяется балансом дисперсии и нелинейности. Для волн на глубокой воде оно впервые было получено Захаровым [1], а затем рядом других авторов. Решение НУШ для слабонелинейного цуга волн, описывающее установившееся распространение огибающей, имеет вид:

$$A = a_0 \operatorname{Sch} \left[\sqrt{2} a_0 k_0^2 \left(x - \frac{\omega_0}{2k_0} t \right) \right] \exp \left(-\frac{1}{2} i \omega_0 k_0^2 a_0^2 t \right),$$

где Sch – секанс гиперболический.

Это решение описывает уединенную волну (УВ), в виде локализованного пакета волн, распространяющегося с постоянной скоростью.

В работе Захарова и Шамина [2] изучается статистика возникновения волн-убийц на поверхности идеальной тяжелой жидкости на глубокой воде. Волны-убийцы возникают в процессе эволюции статистически однородных начальных условий с гауссовым распределением вероятности при вариации средних крутизн от малых ($\mu^2 = 1.54 \cdot 10^{-3}$) до умеренных ($\mu^2 = 3.08 \cdot 10^{-3}$). Согласно [2] в настоящее время уже несомненно, что волны-убийцы закономерно возникают в результате эволюции спектрально узких пакетов гравитационных волн. Можно сказать, что волны-убийцы есть нелинейная стадия модуляционной неустойчивости. Для подтверждения этого авторы численно решили уравнение Эйлера для случая глубокой идеальной жидкости со свободной поверхностью. При этом предполагалось, что течение было потенциальным, а жидкость – несжимаемой, так что потенциал ϕ удовлетворял уравнению Лапласа $\Delta \phi = 0$. Осуществлялось конформное отображение области, занятой жидкостью, на нижнюю полуплоскость, координаты на которой $w = u + iv$. Отображение задавалось функцией $z = z(w)$, $z = x + iy$.

В численных экспериментах начальные условия задавались как совокупность бегущих в одну сторону волн со средним значением волнового числа $k_0 = 25$. При этом предполагалось, что возмущение поверхности жидкости задается суммой гармоник со случайными фазами.

$$\eta_0(x) = \sum_{-(1/2)K_{max}}^{(1/2)K_{max}} \Phi(k - k_0) \cos(kx - \xi_k)$$

Где K_{max} – полное число спектральных мод, ξ_k – случайная величина, равномерно распределенная на интервале $-(1/2)K_{max} < K < (1/2)K_{max}$.

На рис.1а приведен образец начальной волны (с параметрами: средняя крутизна – $\mu^2 = 2,56 \cdot 10^{-3}$, дисперсия $D=4$), в ходе развития которой возникала волна-убийца (время $t = 67,2$, параметр $\nu = 2,13$, максимальная крутизна – 0,558). См рис. 1б.

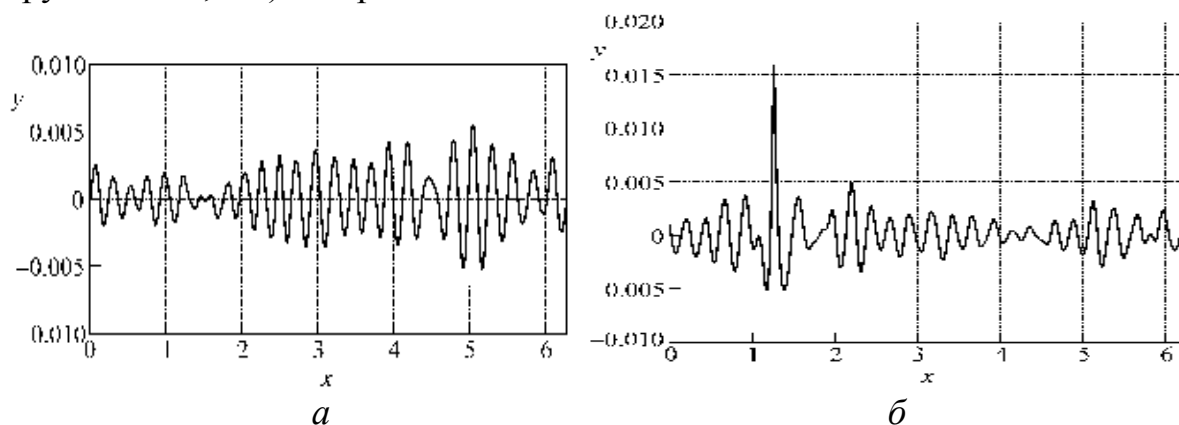


Рис. 1 Профиль начальной волны (а) и волны-убийцы (б).

Имеющиеся в литературе данные свидетельствуют, что наиболее часто волны-убийцы появлялись на внешней границе шельфа. Это можно объяснить тем фактом, что гидрофизические процессы над континентальным шельфом связаны с гидрометеорологической обстановкой в открытом океане, где развитие огромных волн обусловлено штормовыми ветрами, действующими, в основном, в одном и том же направлении, а так же отсутствием трения о дно и боковые границы океана. В этих условиях могут развиваться огромные цуги волн, среди которых может быть наиболее высокая волна, называемая девятым валом. По мере распространения этих волн в сторону уменьшающихся глубин, под действием влияния дна, они будут деформироваться: длина уменьшаться, высота увеличиваться, а передний фронт укучиваться, иногда преобразуясь в вертикальную стену. И эта волна-убийца более опасна для судов, чем девятый вал в открытом океане. Исследование ВУ в шельфовой зоне является важным не только с научной точки зрения, но и в практическом плане. В частности, необходим прогноз появления ВУ в области морских платформ для добычи нефти и газа.

Для объяснения возможного механизма формирования волн-убийц в условиях мелкого моря может быть использована солитонная теория Кортевега де Вриза (КдВ). Уравнение КдВ можно получить исходя из уравне-

ний длинных волн, распространяющихся по поверхности идеальной жидкости путем разложения их по двум малым параметрам: нелинейности $\alpha = \frac{h}{H}$ и дисперсии $\beta = \frac{H^2}{\lambda^2}$, где h – высота волны от невозмущенного уровня жидкости, λ – длина волны, H – глубина жидкости. В первом приближении уравнение КдВ имеет следующий вид: $\frac{\partial \eta}{\partial t} + c_0 \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{3}{2} \frac{c_0}{H} \eta \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{1}{6} c_0 H^2 \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} = 0$, где η – возмущение поверхности, $c_0 = \sqrt{gH}$ – Лагранжева скорость волн на воде.

Решение представляет собой уединенную волну, движущуюся в положительном направлении оси x с постоянной скоростью c . Это так называемое односолитонное решение КдВ:

$$u = h \operatorname{sech}^2 \left[\left(\frac{3h}{H^2} \right)^2 (x - ct) \right] \quad \text{где} \quad c = c_s \left(1 + \frac{h}{H} \right)^{(1/2)},$$

h – максимальная высота солитона.

Для описания ветрового солитона в вязкой жидкости (в лабораторных условиях) с помощью уравнения КдВ необходимо в последнее включить тангенциальное напряжение трения ветра а также – действующие в противоположном направлении трение о дно и стенки канала. В случае их компенсации друг другом, солитон будет сохранять свои форму и скорость движения.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. В настоящее время нет ясности о механизмах формирования ВУ. Поэтому для более полного представления о процессах развития волн-убийц в мелком море необходимо иметь данные о пространственно-временной изменчивости ветровых волн на огромных территориях морской поверхности. Это позволило бы проследить за процессом развития ВУ от их зарождения и до исчезновения, обусловленных разными причинами. В океанических условиях такие измерения очень затратны и связаны с большими трудностями, особенно в штормовых условиях, даже при дистанционных измерениях. В этом смысле могут быть полезны лабораторные эксперименты.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ. С целью выяснения возможных физических механизмов появления волны-убийцы над континентальном склоне при увеличении λ/H (мелкая вода) и для подтверждения солитонной версии формирования волны – убийцы нами были проведены эксперименты в кольцевом аэрогидроканале (внешний и внутренний диаметры КК составляли соответственно 202 и 165, высота – 40см [3]). В нашем случае увеличение λ/H происходило в основном за счет увеличения длины волны при постоянной глубине. Хотя незначительное уменьшение глубины жидкости имело место за счет появления одиночных волн в канале. Процесс образования солитонов проходил следующие

стадии [3]. После включения вентилятора образовывались цуги волн (рис. 2а), затем появлялись гравитационные волны, близкие к гармоническим, амплитуда и длина которых постепенно увеличивались. Возникали длинные волны ($\lambda > H$), которые выстраивались соразмерно их значениям h и λ , так что впереди были более длинные из них. Со временем они догоняли меньшие волны и проходили через них. В итоге, общее число длинных волн в канале уменьшалось. Далее, после того как дрейфовое течение достигало дна, формировались от 1 до 4 солитонов, в зависимости от условий на поверхности жидкости (наличие ПАВ или флотации), а также от глубины воды и скорости ветра. В результате попарного нелинейного взаимодействия двух последних уединенных волн в канале оставалось всего два солитона. В случае, когда впереди находился солитон с большей амплитудой, а за ним следовал меньший, то под действием ветра последний увеличивал свою скорость и высоту. Увеличение размеров приводило к экранированию первого импульса. В итоге второй солитон, с большей скоростью, постепенно догонял первый импульс, при этом их высоты выравнивались. Существенно то, что солитоны не сливались, а взаимодействовали на некотором расстоянии их центров друг от друга. Это расстояние в среднем составляло около 70 см. В результате такого «дальнего» взаимодействия солитоны отталкивались друг от друга, при этом первый уходил вперед, а второй — деформировался и отставал. Такой процесс сближения двух импульсов и их расхождения с последующим сближением, повторялся несколько раз, в зависимости от глубины и скорости ветра. Это происходило до тех пор, пока задний солитон, после очередного взаимодействия, отставал настолько, что оказывался впереди большего солитона, в этом случае последний проходил через меньший. В итоге, в канале оставалась одна уединенная волна (Рис. 2а), которая существовала до тех пор, пока был ветер. На рис.2а показано появление цуга волн на начальном этапе, после включения ветра (глубокая вода), а на рис.2б — ветровая уединенная волна. При внешнем подобии фрагментов цугов волн (Рис.1 и Рис.2) между ними есть большая разница, заключающаяся в том, что на Рис. 2а приведена экспериментальная волнограмма, полученная в кольцевом канале, при условии $\lambda/H < 1$ (глубокая вода). На рисунке 2б представлена запись ветровой уединенной волны.

При определенных значениях глубины жидкости в канале и скорости ветра может быть реализован процесс формирования бора, прообраза волны — убийцы (рис 3).

Под действием ветра профиль уединенной волны деформировался: подветренный склон несколько был укручен, а наветренный — растянут. Эта деформация тем сильнее, чем больше значение скорости ветра и меньше глубина жидкости. В этом случае профиль импульса был близок к

бору (Рис.3). При движении солитона в канале за ним всегда, в начальный момент, оставалась гладкая водная поверхность. Но под действием постоянно дующего ветра, в промежутках времени между последующими прохождениями солитона возникали короткие волны, которые исчезали на его подветренном склоне.

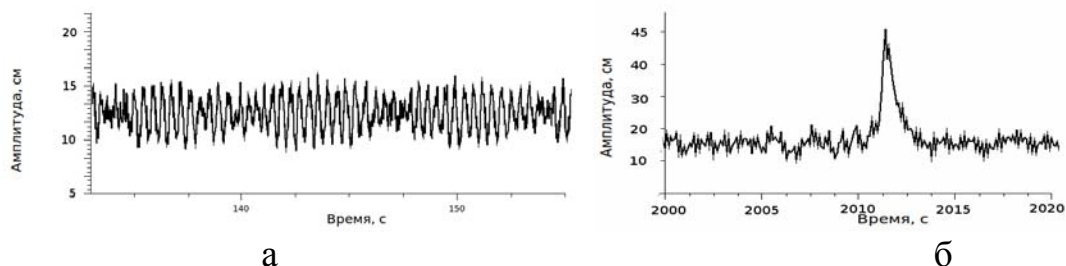


Рис. 2. а. Цуги волн в канале при глубокой воде, $\lambda = 5$ см. б. Ветровая уединенная волна на мелкой воде.

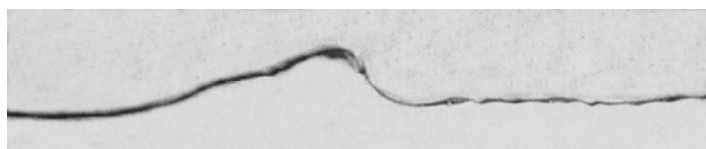


Рис. 3 Ветровой солитон с укрученным передним фронтом (бор).

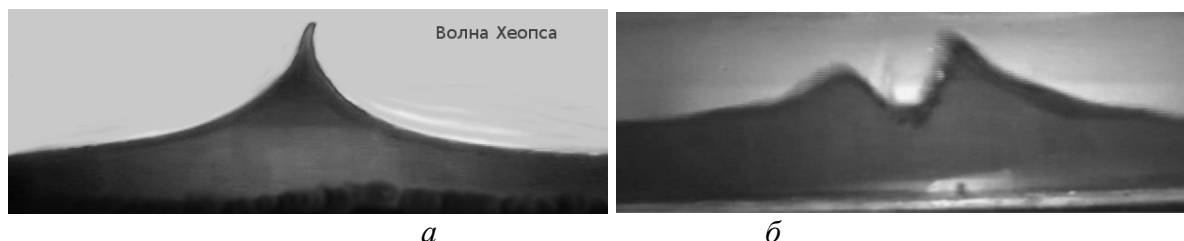


Рис. 4. а. Уединенная волна, возникшая после столкновения двух встречных солитонов (слева). б. Две уединенные волны большой крутизны, сформировавшиеся в процессе взаимодействия двух основных и двух побочных волн (прямолинейный канал).

После выключения ветра амплитуда солитона уменьшалась, через несколько минут он затухал.

Для исследования механизма лобового столкновения УВ, на некотором расстоянии от торцов прямолинейного канала (320x17x24 см) создавались два основных встречных импульса и два побочных — направленных в противоположные стороны. В результате взаимодействия только двух основных волн в канале возникала уединенная волна (Рис.4а), которая затем распадалась на два разнонаправленных импульса, тем самым демонстрируя частицеподобность УВ. Далее, в результате взаимодействия всех четырех волн, сначала возникали два очень укрученных импульса (Рис.4б). В океанских условиях подобная ситуация может быть при резком изменении направления действия ветра и столкновении разнонаправленных уединенных волн, что может привести к формированию

волн-убийц, обладающих укрупненной фронтальной частью (водяная стена) и иногда может представлять собой аномальную волну из двух волн (рис.4б).

Из выше изложенного можно сделать вывод о том, что волны – убийцы в шельфовой зоне представляют собой ветровые уединенные волны, захватывающие при своем движении всю толщу воды от поверхности до дна и обладающие укрупненным передним фронтом. Параметры таких волн могут быть оценены с помощью уравнения КДВ, при условии компенсации ветра влиянием трения о дно. При уменьшении ветра уединенные волны быстро затухают.

Литература

1. Захаров В.Е. Устойчивость периодических волн конечной амплитуды на поверхности глубокой жидкости. – ПМТФ, 1968, №2, с. 86-94.
2. Захаров В.Е. Шамин Р.В. Письма в ЖЭТФ. 2010г. Т.91, в.2, с. 68-71
3. Шелковников Н.К. Письма в ЖЭТФ. 2005г. Т.82, вып.10, с. 720-723

ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ ЯДЕРНО- И РАДИАЦИОННО-ОПАСНЫХ ОБЪЕКТОВ НА ПРИМЕРЕ ЭКСПЛУАТАЦИИ РОССИЙСКИХ АЭС

Ст. науч. сотр. *Гордиенко Т.В.*, вед. науч. сотр. *Гордиенко В.А.*,
нач. отд. ФГУП «НО РАО» *Старкова М.В.*,
гл. специалист ФГУП «РосРАО» *Рознова Н.С.*

В условиях глобального загрязнения внешней среды население постоянно подвергается действию различного рода антропогенных факторов химической, физической и биологической природы. Многие из них являются вредными для человека.

Исторически сложилось, что в общественном сознании сформировалось неадекватное восприятие техногенных рисков различной природы. В настоящее время существует устойчивый стереотип, согласно которому основными источниками поступления естественных радионуклидов (ЕРН) на поверхность Земли считаются урановые рудники и атомный энергетический комплекс с его ядерными реакторами. Тем не менее, более детальное знакомство с проблемой свидетельствует о том, что атомная энергетика в современном мире дает всего лишь не более 0,1% от всей дозы облучения людей на Земле. На порядок больше вклад в радиоактивное облучение приносят выбросы ТЭС, ТЭЦ и другие предприятия, работающие на органическом топливе – угле, сланце, нефти [1]. Опасность облучения обычно ассоциируется с потенциальной возможностью радиационных аварий. Однако из официальных источников известно, что за все время использова-

ния атомной энергетики в мире официально зафиксировано около 150 аварийных случаев выбросов радионуклидов в биосферу, из них – 11 значительных аварий, из которых только 4 напрямую связаны с работой АЭС: Чолк Ривер (Канада, 1952 г.), Тримайл Айленд (США, 1979 г.), Чернобыльская (Украина, 1986 г.), Фукусима (Япония, 2011 г.). При этом основная часть из них (кроме Фукусимской АЭС) была обусловлена не столько самой атомной энергетикой, сколько человеческим фактором, а на первых порах – не полным пониманием процессов, происходящих в ходе ядерных превращений.

Относительная надежность работы современных АЭС является одной из причин прогнозируемого роста суммарной мощности электроэнергии, получаемой на АЭС (рис.1, *правый*). Справедливости ради, следует отметить, что возможно, атомная энергия внедряется сейчас не потому, что она обеспечена топливом на столетия и тысячелетия, а скорее из-за экономии и сохранения на будущее нефти и газа, а также из-за возможности уменьшения экологической нагрузки на биосферу.

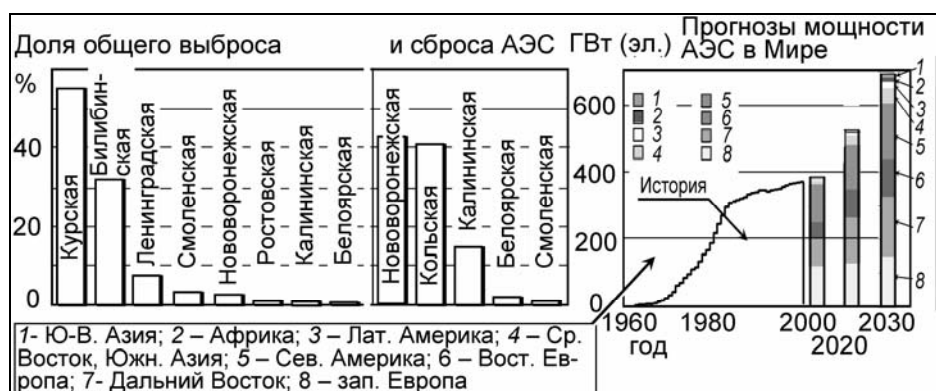


Рис. 1. Наиболее значимые АЭС по выбросам β -радионуклидов в атмосферу и сбросам радионуклидов в поверхностные водоемы на примере данных 2011 г. [2] и прогноз мощности АЭС в мире до 2030 г. по данным МАГАТЭ

Существует распространенное мнение, что стоимость электроэнергии АЭС значительно ниже стоимости энергии, вырабатываемой на угольных, а в перспективе – и газовых электростанциях. Но если подробно рассмотреть весь цикл атомной энергетики (от добычи сырья до утилизации РАО, включая расходы на строительство самой АЭС), то эксплуатация АЭС и обеспечение ее безопасной работы оказываются дороже, чем строительство и работа станции такой же мощности на традиционных источниках энергии (табл.1 на примере экономики США).

Среди основных проблем использования АЭС можно выделить следующие.

1. *Безопасность реакторов.* Ядерная технология сложна. По-видимому, неопределенности в отношении безопасности никогда не будут

полностью разрешены заранее. Большое их количество будет обнаружено только во время эксплуатации новых реакторов.

2. *Снижение эмиссии диоксида углерода.* Считается, что вытеснение тепловых электростанций атомными поможет решить проблему снижения выбросов диоксида углерода, одного из главных парниковых газов, способствующих потеплению климата на планете.

Однако, на самом деле, электростанции с комбинированным циклом на природном газе не только намного экономичнее, чем АЭС, но и при одних и тех же затратах достигается значительно большее снижение выбросов диоксида углерода, чем при использовании атомной энергии с учетом всего топливного цикла (потребление энергии при добыче и обогащении урана, изготовлении ядерного топлива и других затрат на «входе» и «выходе»).

Вместе с тем, отметим, что согласно многолетним наблюдениям [2], АЭС пока являются одними из самых «экологически чистых» объектов атомной отрасли, хотя и вносят в биосферу нехарактерные для нее радиоактивные изотопы (продукты деления урана, а также продукты коррозии и активации конструкционных материалов). При этом концентрации техногенных радионуклидов в атмосфере районов АЭС в России, как правило, в 10^5 - 10^9 раз ниже допустимых концентраций, регламентированных действующими нормами радиационной безопасности, и существенно ниже (в 10^3 - 10^5) раз естественного уровня радиоактивности. И хотя не все АЭС России работают одинаково (рис. 1), радиационный фон в районе расположения АЭС за время эксплуатации энергоблоков остается на уровне естественного, характерного для данного региона, т.е. сами атомные станции являются радиационно-чистым производством, не оказывающим вредного радиационного воздействия на население и окружающую среду [2, 3].

3. *Снятие с эксплуатации реакторов на АЭС.* К 2010 г. половина из работающих в мире АЭС имела возраст 25 лет и более. После этого предполагается процедура снятия с эксплуатации реакторов. По данным Всемирной ядерной ассоциации (WNA), более 130 промышленных ядерных установок уже выведены из эксплуатации, либо ожидают этой процедуры. И во всех случаях возникает проблема утилизации РАО, которые надо надежно изолировать и хранить длительный срок в специальных хранилищах. Эксперты считают, что эти расходы могут сравняться с расходами на строительство АЭС.

В России достаточно давно была разработана и осуществлялась федеральная целевая программа обращения с РАО и отработавшими ядерными материалами, согласно которой предусматривалась как частичная регенерация отработанного топлива с последующей отправкой на АЭС для повторного использования в качестве ядерного горючего, так и отправка РАО на радиохимические комбинаты со специальными подземными хранилищами [4]. С июля 2011 г. вступил в действие новый Федеральный за-

кон «Об обращении с радиоактивными отходами и о внесении изменений в отдельные законодательные акты Российской Федерации», который устанавливает правовые основы создания и функционирования единой государственной системы обращения с РАО, базирующейся на следующих фундаментальных принципах: 1) окончательная изоляция РАО является необходимым этапом использования (создания) любого ядерно- и радиационно-опасного материала, вещества, объекта, технологии – т.е. все РАО должны быть захоронены; 2) будущие поколения не должны быть обременены «отложенным решением» проблемы РАО; при наложении бремени на последующие поколения, им должны быть оставлены ресурсы, необходимые для покрытия этого бремени; 3) нынешнее поколение также не должно быть обременено проблемой РАО (что означает экономическую целесообразность деятельности, в результате которой возникают РАО, и разумную достаточность при обеспечении ядерной и радиационной безопасности при обращении с РАО). Мировое сообщество признает, что проблемы обращения с РАО являются международными, поэтому частичное финансирование работ по утилизации РАО, в частности реакторов списанных АПЛ, осуществляют Норвегия, США, Франция и Великобритания в рамках международной программы «Глобальное партнерство против распространения оружия и материалов массового уничтожения».

В США политика в области обращения с РАО была сформулирована еще в 1982 г., когда был принят Акт о политике в области обращения с РАО (*Nuclear Waste Policy Act*), предусматривающий геологическое захоронение высокоактивных РАО без переработки. Тем не менее, до сих пор атомная промышленность США не имеет возможности долговременного их захоронения. В настоящее время РАО в США хранятся на местах производства, что гораздо более опасно и накладно, чем перевозка и захоронение их в репозитории, и что уже привело к техногенной катастрофе в 2013 г. на одном из таких захоронений.

Табл.1. Стоимость электроэнергии от различных источников в США в 2000 г. (долл./кВт·ч).

Источник электроэнергии	Стоимость
АЭС	0,14–0,15
ТЭС (уголь)	0,07–0,09
ГЭС (большие)	0,04
ГЭС (малые)	0,10–0,12
ТЭС (газовые)	0,04–0,06
ТЭС (биомасса)	0,07–0,10
ТЭС (геотермальные)	0,04
ВЭС (ветроустановки)	0,06–0,10
ГТЭС (гелиоустановки)	0,10–0,20

4. *Опасность использования АЭС для распространения ядерного оружия.* Каждый реактор производит ежегодно плутоний в количестве, достаточном для создания нескольких атомных бомб. В отработавшем ядерном топливе (ОЯТ), которое регулярно выгружается из реакторов, содержится не только плутоний, но и целый набор опасных радиационных элементов. Поэтому МАГАТЭ старается держать под контролем весь цикл обращения с отработавшим ядерным топливом во всех странах, где работают АЭС.

5. *Химическое загрязнение внешней среды.* Радионуклиды и продукты их распада одновременно являются и химическими загрязнителями. В условиях постоянного повышения концентраций ХВ различной природы в атмосфере проживают десятки миллионов человек. Поэтому сегодня важнейшей задачей является исследование комбинированного действия широкого спектра радионуклидов с химическими загрязнителями среды, и поиск принципиально новых средств защиты от хронического облучения.

Необходимы радикальные меры по защите внешней среды и населения, которые должны носить комплексный характер.

Литература

1. Гордиенко В.А., С.Н. Брыкин, Р.Е. Кузин, И.С. Серебряков, М.В. Старкова, Т.Н. Таиров. Сравнительный анализ радиоактивного загрязнения, создаваемого АЭС и ТЭС, работающими на угле// Вестник Московского Университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2012. № 1 С.123-130.
2. Радиационная обстановка на территории России и сопредельных государств в 2000-2011 гг. Росгидромет ФГБУ «НПО «Тайфун». Ежегодники. – М.: Метеоагентство Росгидромета, 2001-2012.
3. Крышев И.И., Рязанцев Е.П. Экологическая безопасность ядерно-энергетического комплекса России. – М.: ИздАт, 2010. – 496 с.
4. Экология, охрана природы, экологическая безопасность. Учебное пособие/ Коллект. авторов под ред. профессора А.Т. Никитина.– М.: «Новь», 2000. С. 408-426.

ТЕПЛОВАЯ ИНЕРЦИЯ МАНТИИ ЗЕМЛИ В ОТСУТСТВИИ КОНВЕКТИВНОГО И РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА

Профессор Петрунин Г.И.

Одной из центральных проблем геотермии, связанной с изучением температурного режима Земли, является оценка вклада различных механизмов теплопереноса в эффективную теплопроводность глубин – вклада кондуктивной составляющей и тепловой инерции вещества мантии Земли на различных её горизонтах, в отсутствии конвективного и радиационного

теплопереноса. Эта оценка основана на предложенном нами методе прогнозирования кондуктивной теплопроводности вещества мантии с применением с применением особенностей механизма фононной теплопередачи в сложных многоатомных минеральных соединениях какими являются породообразующие минералы и горные породы и с использованием современных механических (сейсмических) моделей Земли. Как показали многочисленные экспериментальные исследования, проведенные в лаборатории геотермии кафедры физики Земли Физического факультета МГУ, в большинстве образцов силикатного вещества Земли, средняя длина свободного пробега фононов $\bar{e}$ достигает своего минимального значения, определяемого максимальной частотой дебаевского спектра ν_{max} , при температурах порядка 1000К, что соответствует глубине залегания границы Мохоровичича на континентах [1, 2, 3]. Такая ситуация объясняется большой «дефектностью» геологической среды, вернее – большой плотностью флуктуаций масс и упругих констант в кристаллическом пространстве многоатомного минерального вещества Земли, которые активно рассеивают фононные волновые пакеты. Тогда, используя известное дебаевское соотношение $a = (1/3)\bar{v}\bar{e}$, $\lambda = a c_p \rho$, где $\bar{v}$ – средняя скорость звука, ρ – плотность и c_p – удельная теплоёмкость вещества при постоянном давлении, нетрудно рассчитать поведение кондуктивных значений коэффициента температуропроводности a_{min} и теплопроводности λ_{min} на всей толще оболочки Земли.

В таблице 1 представлены результаты расчётов a_{min} и λ_{min} для некоторых горизонтов мантии при значении $c_p \approx 1460$ (дж/кгК), полученном экстраполяцией значений для различных минералов и горных пород со средним атомным весом 21, к термодинамическим условиям оболочки Земли [4].

В акустическом приближении расчетные формулы для l_{min} , a_{min} и λ_{min} имеют вид:

$$l_{min} = \bar{v} \cdot \tau_{min} = \left(\frac{4\pi\bar{M}}{3N\rho} \right)^{1/3} \quad (1)$$

$$a_{min} = \bar{v} \cdot l_{min} = \left(\frac{4\pi\bar{M}}{3N\rho} \right)^{1/3} \cdot \bar{v} \quad (2)$$

$$\lambda_{min} = a_{min} \cdot c_p \cdot \rho, \quad (3)$$

где $\lambda_{min} = 1/\nu_{max}$, – время жизни коротковолнового фонона, N – число Авогадро, а $\bar{M}$ – средний атомный вес вещества мантии, равный 21 с точностью $\pm 5\%$.

Таблица 1.

Параметры	Н(км)					
	100	200	500	1000	2000	2885
$\rho, 10^3 \text{ кг/м}^3$	3,37	3,36	3,84	4,60	5,10	5,60

	H(км)					
v_p , км/сек	8,08	7,98	9,65	11,46	12,82	13,72
v_s , км/сек	4,65	4,44	5,22	6,40	6,99	7,26
a_{min} , $10^{-7} \text{ м}^2/\text{сек}$	6,0	6,0	7,6	9,2	9,9	10,1
$\langle a \rangle$	8,0	8,0	10,2	12,3	13,2	14,0
λ_{min}	3,0	2,9	4,3	6,2	7,4	8,3
$\langle \lambda \rangle$	3,8	3,8	5,7	8,2	9,9	11,0
Δt , млн. лет		~70				~40

Данные по плотности и скорости поперечных v_p и продольных v_s волн, необходимые для расчёта средней скорости $\bar{v}$ по известному соотношению

$$\bar{v}^3 = 3v_p^3 v_s^3 / (v_s^3 + 2v_p^3), \quad (4)$$

взяты из современных сейсмических моделей Земли, которые для мантии слабо отличаются друг от друга и достоверность которых признана специалистами [5]. В скобках, $\langle \rangle$, приведены эффективные значения a_{min} и λ_{min} . Дело в том, что полученные из экспериментов a_{min} оказались несколько выше значений, рассчитанных согласно формулам (1, 2). Такую ситуацию можно объяснить тем, что кроме высокотемпературных фононов, которые определяются частотой ν_{max} , всегда существует какая-то часть длинноволновых, время жизни которых значительно больше, чем τ_{max} и они так же участвуют в процессе переноса тепла. Можно попытаться учесть распределение фононов по спектру, используя обычное усреднение и ввести эффективную среднюю частоту $\langle \varsigma \rangle$:

$$\langle \varsigma \rangle = \int_0^{\varsigma_{max}} \varsigma G(\varsigma) d\varsigma / \int_0^{\varsigma_{max}} G(\varsigma) d\varsigma = \frac{3}{4} \varsigma_{max}. \quad (5)$$

Если связать τ_{min} с этой оценкой, то значения a_{min} увеличиваются в 1,33 раза. Расчёт a_{min} с использованием (5) даёт хорошее совпадение с измеренными значениями для породообразующих минералов [2].

Полученные значения коэффициента температуропроводности, характеризующего диффузию внутренней энергии или энтальпии в теле, можно использовать для оценки тепловой инерции мантии на различных горизонтах. Действительно, размерное соотношение $a \approx l^2 / \Delta t$ ($\text{м}^2/\text{сек}$), с точностью до численного коэффициента характеризует так же и скорость распространения температурного фронта в среде, ибо Δt есть время прохождения температурным фронтом расстояния длиной l . Если выбирать в мантии слои толщиной $l=100\text{км}$, то задачу можно считать плоской, поскольку диаметр Земли, $\sim 12800\text{км}$, значительно больше толщины слоя. Тогда выражение для температуропроводности будет иметь вид:

$$a = \frac{l^2}{6\Delta t} \text{ и, следовательно, } \Delta t = \frac{l^2}{6a} \quad (6)$$

Оценка времени прохождения температурным фронтом расстояния $l=100\text{ км}$ по (6) для верхней мантии (глубина $200\div 300\text{ км}$) даёт $\Delta t \approx 70$ млн. лет и ≈ 40 млн. лет для границы 'ядро-мантия'. Это свидетельствует о значительной тепловой инерции вещества оболочки Земли, экранирующей возможные интенсивные потоки из ядра, особенно с момента начала кристаллизации внутреннего твёрдого ядра и способствующей возможному частичному подплавлению вещества мантии и образованию 'плюмов'. Об этом свидетельствует и малая толщина слоя пониженных скоростей, обнаруженных сейсмическими исследованиями вблизи границы ядра и интерпретируемого на основе больших градиентов температуры в этой зоне связанных тепловым потоком из ядра.

Полученные оценки a_{min} , λ_{min} и Δt можно использовать для получения других интересных выводов о температурном режиме недр, но тезисность изложения не позволяет сделать этого в представленном кратком сообщении.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №11-05-00837-а.

Литература

1. Петрунин Г.И., Попов В.Г. О фоновой теплопроводности и её поведении на границах раздела в верхней мантии. Изв. АН СССР, Физика Земли, 1983, №6, с.87-92.
2. Петрунин Г.И., Орлик Е.В. Кондуктивный теплоперенос в мантии Земли. //ДАН СССР, 1988, т.299, №2, с.336-341.
3. Петрунин Г.И., Попов В.Г. Особенности температурного поведения решёточной теплопроводности минерального вещества Земли. //Физика Земли, 1994, №7-8, с.35-41.
4. Петрунин Г.И. Связь теплоёмкости породообразующих минералов со средним атомным весом. //Вестник Московского Университета, сер. 3 Физика. Астрономия., 1981, т.22, №4, с.66-68.
5. Adam M.Dziewonski, Don L.Anderson. Preliminary reference Earth model. //Physics of the Earth and Planetary Interiors, 25, 1981, pp.297-356.

ИЗМЕНЕНИЯ В МАГНИТУДНО-ЧАСТОТНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПРИ ПРИБЛИЖЕНИИ К ГЛАВНОМУ СОБЫТИЮ

Доцент Люсина А.В.

Введение

В данной работе изучается изменение сейсмичности перед крупным землетрясением[1]. Существует ряд гипотез, согласно которым, крупному событию предшествует увеличение частоты возникновения небольших событий в окружающей области. В результате наступает период ускоренной сейсмичности по мере приближения главного толчка (m_{ai} -

shock) [1]. Такое явление называется «ускорение сейсмического сброса» (Accelerating Seismic Release (ASR)) [2]. Ускорение сейсмической кристаллической деформации приводит к появлению землетрясений средних магнитуд. Это, в свою очередь, является началом генерации мейншока. Такое явление рассматривается как критическое и описывается моделью «критической точки» [3]. Критическая точка (фазовый переход) – это точка, в которой кривая, описывающая состояние системы меняет направление и изгибается [2]. Концептуально это аналогично критической точки в жидкости или магните. Согласно данной модели, региональная система разломов постепенно объединяется под воздействием накопленных напряжений и небольших землетрясений [1]. «Ускорение сейсмического сброса» ведёт к повышению масштабов разрушения в земной коре. Критическая точка есть наибольшее землетрясение в системе. Это означает, что земная кора постоянно приближается и отходит от критического состояния, определяя сейсмический цикл [2]. Т.о., ускорение региональной сейсмичности для событий средних магнитуд (прешоков) означает наличие вариаций характеристик сейсмической деформации (сейсмического момента, напряжения Бенъоффа и т.д.). «Прешоки» представляют собой длинно-периодную последовательность событий средних магнитуд, происходящих на большой площади, и включают классические «форшоки». Размер области прешоков соответствует размеру приближающегося мейншока.

Поведение последовательности землетрясений в определённой области за определённый период времени описывается классическим эмпирическим законом повторяемости Гуттенберга-Рихтера [4]:

$$\log N(M) = a - bM,$$

где a b - параметры, имеющие физический смысл. a – активность региона, b – наклон графика повторяемости, примерно равный «1». Изменение значения параметра « b » свидетельствует об изменении состояния региона. Сейсмический процесс описывается степенным законом Гуттенберга-Рихтера, что характеризует распределение землетрясений за определённый временной период по магнитуде и частоте. При подготовке сильного землетрясения параметры « a » и « b » отклоняются от своего среднего значения. Обычно « a » стремится к увеличению, а « b » - к уменьшению. Это может рассматриваться как сигнал к тому, что начинается ускорение сейсмического сброса. Сейсмическая теория критической точки чувствительна к изменению значения « b » [2].

Метод.

На первом этапе исследования проводится оценка состояния сейсмичности региона перед главным событием. Согласно модели «ускорения сейсмического сброса», изменения в базовом магнитудно-частотном распределении свидетельствует об акселерации сброса сейсмической энер-

гии. По методу, предложенному в [1], каталог, отобранный для изучения, подразделяется ровно на две части по времени, и строятся зависимости логарифма числа землетрясений от магнитуды (Рис.1). При приближении главного события должна увеличиваться частота возникновения землетрясений средних магнитуд, т.е. во второй части последовательности. Для мелких событий изменения незначительны или отсутствуют совсем.

Следующим этапом исследования является сравнение двух частей последовательности событий с целью определения изменений в частоте возникновения средних магнитуд. Абсолютные магнитуды в данном случае не представляют интереса, поэтому вместо традиционного представления магнитудно-частотного распределения можно воспользоваться ранговой статистикой [1]. Смысл рангового анализа заключается в том, что все признаки последовательности нумеруются в порядке возрастания или убывания и исследуются относительные изменения этих признаков, а не их абсолютные величины [5]. Такой подход позволяет сделать последовательность менее чувствительной к случайным изменениям. По способу, предложенному в [1], магнитудно-частотное распределение строится не в традиционной форме, а с помощью ранговой техники. В отличие от закона повторяемости Гуттенберга-Рихтера ранговая статистика выделяет крупные события в «хвосте» распределения (рис 2). Фактически, данный метод есть простой поворот осей x и y в законе Гуттенберга-Рихтера. Самому большому событию в последовательности присваивается ранг 1, второму по величине – ранг 2 и т.д. Эффективность метода в данном случае заключается в том,

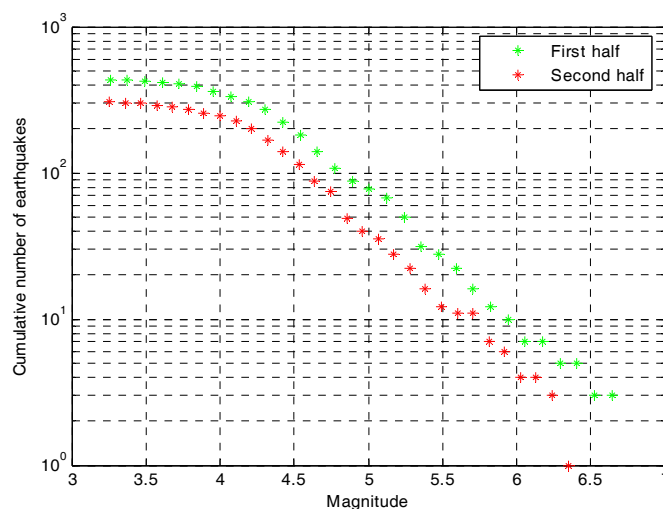


Рис.1. Магнитудно-частотное распределение

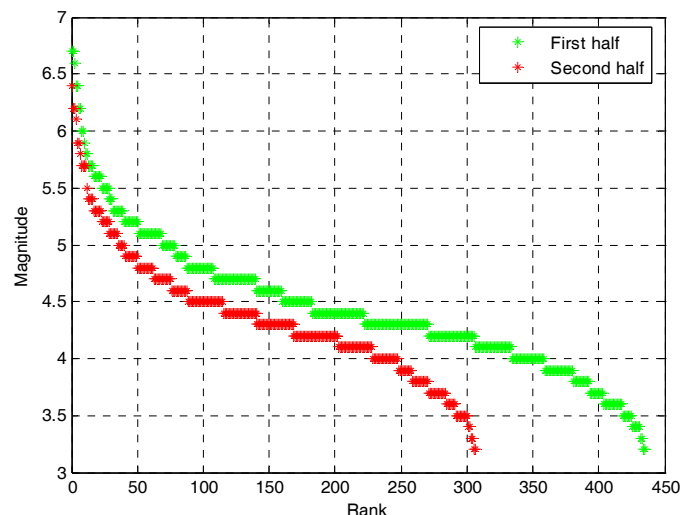


Рис.2. Зависимость магнитуды от ранга события

что он позволяет определить разницу в магнитудно-частотном распределении как функцию ранга события. Это позволяет в случае разных абсолютных магнитуд сравнивать магнитудно-частотные распределения. Для этого

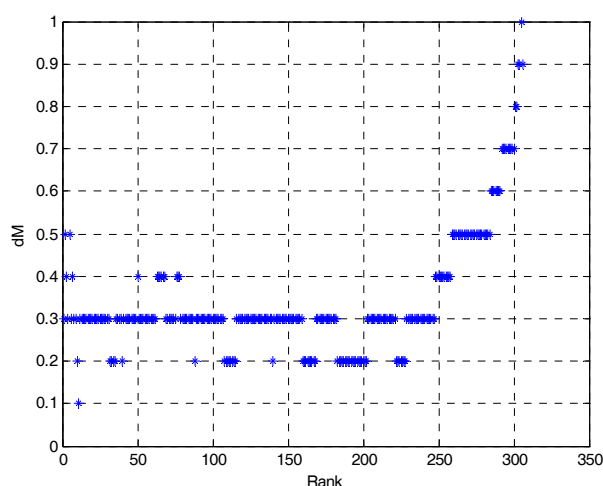


Рис.3. Зависимость разности магнитуд от ранга события

строится график зависимости разности магнитуд от ранга события (рис.3).

Результаты. Здесь приводятся результаты по землетрясению в Эль-Сальвадоре, 02.02.2001 с магнитудой, равной $M_{6.6}$ и глубиной – 10 км. Данное землетрясение – это сильное, мелкое межплитовое событие, произошедшее внутри коры напозающей карибской плиты в зоне субдукции.

На рис.3 видно, что в первой части графика не прослеживаются заметных изменений. Это говорит о том, что оба распределения имеют похожие магнитудно-частотные зависимости (т.е. одинаковые значения b в соотношении Гуттенберга-Рихтера). На больших рангах dM заметно увеличивается. Это можно интерпретировать, как увеличение количества событий с большими магнитудами во второй части последовательности, т.е. перед главным событием. Следовательно, это свидетельствует об ускорении сейсмического сброса на фоне приближающегося майншока.

Вывод.

С помощью метода рангового анализа можно исследовать магнитудно-частотные последовательности с целью выявления ускорения сейсмического сброса.

Список литературы.

1. Jaume S.C. Changes in earthquake size-frequency distribution underlying accelerating seismic moment/energy release. *GeoComplexity and the Physics of Earthquake*. Geophysical Monograph 120. 2000. p.199-210.
2. Arnaud Mignan. Retrospective on the Accelerating Seismic Release (ASR) hypothesis: Controversy and new horizons. *Tectonophysics* 505 (2011) 1–16.
3. C. Papazachos, B. Papazachos. Precursory accelerated Benioff strain in the Aegean area. *Annali di Geophisica*, vol.44, N2, April 2001.
4. <http://www.data.scec.org/Module>.
5. Triola M.F. *Elementary statistics*.-9thed.2003.838pp. p.670-679.

ДАННЫЕ СОВРЕМЕННОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ГЕОДЕЗИИ СВИДЕТЕЛЬСТВУЮТ О СЕВЕРНОМ ПОЛЯРНОМ ДРЕЙФЕ ЯДРА ЗЕМЛИ ОТНОСИТЕЛЬНО МАНТИИ

Вед. науч. сотр. ГАИШ МГУ *Баркин Ю.В.*

В последние 10 – 15 лет российскими и китайскими учеными приняты широкие исследования контрастных геодезических изменений поверхности Земли в северном и южном полушарии (Sun, Jin, Shen и др.). В работах китайских ученых были выполнены эмпирические исследования вековых вариаций объемов северного и южного полушарий, вековых изменений длин широтных кругов, как в южном, так и в северном полушариях [1, 2]. Совместно с проф. Ю.В. Баркиным ими были исследованы вековые изменения средних радиусов северного и южного полушарий на базе современных данных космической геодезии, широтные зависимости вековых изменений средних радиусов узких широтных поясов, их длин [3] – [5]. Для этих исследований был выполнен тщательный отбор станций наблюдения и проанализированы длительные ряды высокоточных измерений их радиусов в различных земных системах координат. Некоторые из этих результатов представлены в данной работе. Однако, никаких теоретических обоснований изучаемым геодезическим изменениям Земли китайские авторы фактически не смогли предложить. В работах проф. Ю. Баркина, начиная с 1995 -1996 г., развивалась геодинамика вынужденных колебаний ядра и мантии Земли под действием гравитационного притяжения внешних небесных тел [6]. Важнейшим результатом здесь явилось предсказание и обоснование существования векового тренда центра масс Земли относительно мантии [7], получившего четкие подтверждения в данных космической геодезии, и его механическому истолкованию как следствию векового близполярного северного дрейфа ядра Земли относительно мантии [8] – [10]. Последовательно изучались геодинамические, геофизические, геодезические следствия этих колебаний, их роль в климатических изменениях, в сейсмической и вулканической активности и во многих других природных процессах [6] – [10]. Данная работа посвящена дальнейшему изучению геодезических планетарных явлений, вызванных полярным дрейфом ядра.

В докладе обсуждаются геодезические следствия векового дрейфа ядра для планетарных изменений полушарий Земли. Выполненные совместные с китайскими учеными исследования планетарных геодезических явлений, которые описываются ниже по тексту, подтвердили их реальность, подтвердили существование векового дрейфа центра масс Земли и ее ядра, а также подтвердили правомочность и универсальность разрабатываемой геодинамической модели вынужденных колебаний оболочек Земли [3]. Современные данные наблюдений спутниковой системы DORIS

(в космической геодезии по данным наблюдений за последние примерно 20 лет) свидетельствуют в пользу существования векового полярного дрейфа центра масс Земли (к северу) со скоростью 5.2 мм/год [7] – [10]. Этот дрейф отражает дрейф ядра Земли (дрейф центра масс ядра относительно центра масс мантии) со скоростью 27.4 ± 0.8 мм/год [10] – [12].

Гравитационное влияние смещающегося ядра приводит к деформации всех слоев мантии и к определенным смещениям ее частиц (как на поверхности, так и внутри Земли). Решение задачи о деформации мантии Земли под действием гравитационного влияния смещающегося гравитирующего ядра было дано на основе геодинамической модели [6] в работах [13], [14]. Было показано, что при указанных деформациях средний радиус северного полушария увеличивается со скоростью 0.17 мм/год, а средний радиус южного полушария наоборот, уменьшается с такой же по величине скоростью - 0.17 мм/год [6],[15]. В результате тщательной обработки данных спутниковых и VLBI наблюдений на 845 станциях в недавних совместных работах [1], [2] были получены родственные значения для скоростей изменения средних радиусов северного и южного полушарий Земли 0.46 ± 0.01 мм/год и -0.19 ± 0.01 мм/год, соответственно.

Теоретическое значение наибольшей скорости удлинения широтных кругов имеет место в южном полушарии на широте 45 с.ш. и составляет (для принятого выше значения дрейфа центра масс Земли) 4.17 ± 0.12 мм/год, а в северном полушарии скорость укорачивания широтного круга (для параллели 45 N) составляет - 4.17 ± 0.12 мм/год [15].

По данным обработки GPS наблюдений еще в 2005 г. Ш. Джином были получены родственные значения указанных вековых скоростей 4.2 ± 0.5 мм/год и 10.0 ± 1.0 мм/год для соответствующих полушарий [5] (см. рис.2 из [5]). Таким образом, главные контрастные тенденции геодезических изменений северного и южного полушария Земли получают оригинальное объяснение. Выявленная из наблюдений асимметрия в изменениях фигуры Земли, по-видимому, связана с формированием рифтинговых зон и зон субдукции. А также их асимметричным расположением по отношению к северному и южному полушариям.

Также выполнены исследования зависимости среднего радиуса Земли от широты и зависимость средней скорости векового изменения длины широтного круга в зависимости от широты. Получило динамическое объяснение явление **смещения точек коры Земли к северу как геодинамическое следствие вынужденной деформации вязкоупругой мантии вследствие гравитационного воздействия дрейфующего к северу ядра Земли.**

Полученное в результате динамических исследований теоретическое значение средней скорости смещения частиц коры к северу практически совпадает с широко обсуждаемым эмпирическим эффектом смещения ко-

ры к северу со скоростью $u_{crust} = 0.88$ мм/год, полученным на основе спутниковых наблюдений [16].

Теоретические результаты и данные спутниковых наблюдений находятся в хорошем согласии. В докладе также обсуждаются ожидаемые родственные явления на Луне и Марсе и возможности их теоретического предсказания и обнаружения в результате высокоточных наблюдений в космических миссиях.

Разрабатываемая геодинамическая модель вынужденных относительных смещений ядра уже получила яркие приложения при изучении и решении таких сложных геофизических проблем как объяснение векового нарастания глобального уровня океана и его средних уровней в северном и южном полушарии [9], [18], при объяснении наблюдаемых не приливных вариаций силы тяжести на шести ведущих гравиметрических станций мира [8], а также широкого ряда других геофизических, геодинамических, геодезических явлений на Земле и других планетах и спутниках [19] – [21].

Литература

1. WenBin Shen; Rong Sun, Yuri V Barkin, Zi-Yu Shen (2013) Estimation of the asymmetric vertical variation of the southern and northern hemispheres of the Earth. Advances in Space Research. In press.
2. Barkin Yu., Shen WenBin, Jin Shuanggen (2013) Geodetic consequences of the northern drift of the Earth's core and their confirmations in the space geodesy data: the expected related phenomena on the Moon and Mars. Japan Geoscience Union Meeting (20-25 May 2012, Makuhari Messe, Chiba, Japan). Session P-PS03. Abstracts. http://www2.jpgu.org/meeting/2013/session/PDF/P-PS03/PPS03-10_e.pdf.
3. Barkin Yu.V., Jin Shuanggen (2006) Kinematics and dynamics of the Earth hemispheres. EGU General Assembly (Vienna, Austria, 2-7 April 2006). Geophysical Research Abstracts, Volume 8, abstract # EGU06-A-01680.
4. Barkin Yu.V., Jin Shuanggen (2007) On variations of the mean radius of the Northern and Southern Hemispheres of the Earth // EGU General Assembly (Vienna, Austria, 15-20 April 2007). Geoph. Res. Abstr. 2007. Vol. 9, abstract # EGU07-A-08183. 2p.
5. Баркин Ю.В., Джин Шуанген. (2007) [О вариациях среднего радиуса южного и северного полушария Земли](#) // Сагитовские чтения (5-6 февраля 2007, ГАИШ МГУ). 2007. http://lnfm1.sai.msu.ru/grav/russian/life/chteniya/sagi2007/SAGI-TOV_BARKIN_2007.pdf.
6. Баркин Ю.В. (2002) Объяснение эндогенной активности планет и спутников и ее цикличности // Известия секции наук о Земле Российской академии естественных наук. М., ВИНТИ. 2002. Вып. 9, С. 45-97.
7. Баркин Ю.В. (1995) О движении центра масс Земли, обусловленном глобальным изменением ее динамического строения и приливными деформациями // Вестник Моск. гос. ун-та. Сер. 3 Физика, астрономия. 1995. Т. 36. № 5, С. 99-101.
8. Баркин Ю.В. (2010) Дрейф центра масс Земли и вековые вариации силы тяжести // Геофизические исследования. Том. 11. Спецвыпуск. Р. 18-31.
9. Баркин Ю.В. (2010) Решение проблемы векового возрастания среднего уровня океана и вековых изменений средних уровней океана в северном и южном полушариях Земли. // Научная конференция "Ломоносовские чтения - 2010". Секция "Физика": Сборник тезисов докладов. Секция "Науки о Земле" М., Физ-фак МГУ. С. 175 – 181.

10. Баркин Ю.В. (2008) Вековой полярный дрейф ядра в современную эпоху: гео-динамические и геофизические следствия и подтверждения // Общие и региональные проблемы тектоники и геодинамики. Материалы XLI Тектонического совещания. Том 1. – М.: ГЕОС. С. 55-59.

11. Баркин Ю.В., Зотов Л.В., Любушин А.А. (2007) [Движение](#) геоцентра [Земли и его геодинамическое содержание](#) // Сагитовские чтения 2007 (31 января -1 февраля 2007) ГАИШ, МГУ, Москва. 2007. http://lnfm1.sai.msu.ru/grav/russian/life/chteniya/sagi2007/SAGITOV_BARKIN_2007.pdf.

12. Zotov L.V., Barkin Yu.V., Lubushin A.A. (2009) Geocenter motion and its geodynamical content // “Space Geodynamics and Modeling of the Global Geodynamic Processes”, Novosibirsk, Russian Federation, 22-26 September, 2008; Russian Academy of Sciences, Trofimuk Inst. Of Petrol. Geol. And Geophys., SB RAS. – Novosibirsk: Academic Publishing House “Geo”. 2009. P. 98-101.

13. Barkin Yu.V., Shatina A.V. (2005) Deformation of the Earth’s mantle due to core displacements // Astronomical and Astrophysical Transactions. V. 24. No. 3, June 2005. P. 195-213. doi: 10.1080/10556790500496339. <http://images.astronet.ru/pubd/2008/09/28/0001230856/195-213.pdf>.

14. Баркин Ю.В. (2007) Свободные трансляционные колебания системы “ядро-мантия” Земли и вариации природных процессов с часовыми периодами // Нелинейный мир, Издательство “Радиотехника”. 2007. N 1-2. С. 110-115. <http://elibrary.ru/item.asp?id=9545437>

15. Баркин Ю.В. (2011) Вековые вариации фигуры Земли в современную эпоху // Современное состояние наук о Земле. (Материалы международной конференции, посвященной памяти Виктора Ефимовича Хаина, г.Москва, 1-4 февраля 2011 г.) М.: Изд-во Геологический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова. (CD-ROM). 2011. С. 183-188. <http://khain2011.web.ru/khain-2011-theses.pdf>.

16. Wu X., X. Collilieux Z. Altamimi B. L. A. Vermeersen, R. S. Gross and I. Fukumori (2011), Accuracy of the International Terrestrial Reference Frame origin and Earth expansion, Geophys. Res. Lett., 38, L13304, doi:10.1029/2011GL047450. <http://science.compulenta.ru/565798/>

17. Barkin Yu.V. (2010) Secular redistributions of fluids on the Earth, Mars, Titan and others planets and satellites between opposite hemispheres in present epoch and their uniform mechanism // EPSC Abstracts. 2010.Vol. 5, EPSC2010-421. 3 p. <http://meetingorganizer.copernicus.org/EPSC2010/EPSC2010-421.pdf>.

18. Баркин Ю.В. (2011) Объяснение вековых изменений среднего глобального уровня океана и средних уровней океана в северном и южном полушариях Земли // Вестник МГУ. Серия 3: физ., астроном. 2011. N 4, P. 75-83.

19. Баркин Ю.В. (2011) Энергетика планетарных процессов Земли, других планет и спутников // Современное состояние наук о Земле. (Материалы международной конференции, посвященной памяти Виктора Ефимовича Хаина, г.Москва, 1-4 февраля 2011 г.) М.: Изд-во Геологический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова. (CD-ROM). 2011. С. 177-182. <http://khain2011.web.ru/khain-2011-theses.pdf>.

20. Barkin Yu.V. (2011) Unified and universal mechanism of active life of the Earth and others celestial bodies: to solution of the fundamental and modern problems of geosciences and planetology. Reports of “AstroKazan – 2011” International astronomical congress (August 22-30, Kazan, Russia). pp. 147-164.

21. Баркин Ю.В. (2011) Механизм активной жизни Земли и других небесных тел. Известия РАЕН (секция наук о земле), (20): 452–457.

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫСОКООРБИТАЛЬНЫХ РАДИОТОМОГРАФИЧЕСКИХ РЕКОНСТРУКЦИЙ ИОНОСФЕРЫ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УРОВНЯХ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Профессор *Куницын В.Е.*, доцент *Нестеров И.А.*,
аспирантка *Туманова Ю.С.*

Ионосфера является сложной квазислоистой средой, в которой наряду с большими вариациями электронной концентрации, существуют также локальные неоднородности разных масштабов. Изучение структуры ионосферы важно как для геофизики, так и для практических задач, связанных с работой систем навигации, локации и связи, поскольку неоднородности электронной концентрации оказывают на них существенное влияние. Довольно новые методы высокоорбитальной радиотомографии (ВОРТ) хорошо зарекомендовали себя для решения задачи восстановления электронной концентрации в ионосфере, с данными методами можно ознакомиться в работах [1-5]. Работоспособность методов подтверждается, в том числе, моделированием и сравнениями с данными ионозондов [5]. Сейчас практически по всему миру расположены станции-приемники радиосигналов GNSS (Global Navigational Satellite Systems) спутников. Однако приемники расположены неравномерно: в Северной Америке существует довольно плотная сеть станций, тогда как в России количество приемных станций весьма скудное и недостаточное для проведения детальных реконструкций и мониторинга ионосферы. В качестве входных данных задачи ВОРТ используются измерения фазы сигнала L1 и L2 при прохождении пути от спутника к станции. В системе GPS (Global Positioning System) используются частоты $f_1=1575,42$ МГц, $f_2=1227,6$ МГц, в системе ГЛОНАСС (Глобальная Навигационная Спутниковая Система) - $f_1=1600$ МГц, $f_2=1250$ МГц, соответственно. По измерениям фаз радиосигналов на частотах f_1 и f_2 можно вычислить полное электронное содержание TEC (Total Electron Content) вдоль траектории луча спутник-станция:

$$TEC = \int_1 N_e(\vec{r}) dl = \left(\frac{L_1}{f_1} - \frac{L_2}{f_2} \right) \frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} \frac{c}{K} + \text{const} \quad (1)$$

где $K = 40,308 \text{ м}^3/\text{с}^2$, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ - скорость света в вакууме, $N_e(\vec{r})$ – распределение электронной концентрации в ионосфере. Как видно из формулы (1), TEC можно получить только с точностью до неизвестной константы. Для решения ключевого вопроса начальной фазы в [1] был предложен фазоразностный подход, основанный на разности TEC по близким лучам. В настоящей работе представлены результаты ВОРТ реконструкций в регионе Северной Америки при различных уровнях геомагнитной активности. 23 - 26 апреля 2012 г. произошла геомагнитная буря вследствие серии выбросов корональной массы за несколько дней до этого. Кр-индекс в те-

чение данного периода достигал 6 единиц (максимальное значение - 9). 23 - 24 апреля полярные сияния наблюдались во многих штатах США, в том числе в Колорадо, расположенного от 37° с.ш. до 41° с.ш. Появление авроры на средних широтах является визуальным подтверждением высокой геомагнитной активности. В период 23 - 26 апреля 2012 г. была проведена ВОРТ реконструкция электронной концентрации в ионосфере в регионе Северной Америки в диапазоне $[-180^\circ \div -50^\circ]$ по долготе (шаг 1°) и $[0^\circ \div 90^\circ]$ по широте (шаг $0,7^\circ$) с шагом по времени 1 час и с шагом по высоте 62 км, 200 итераций. Также была проведена радиотомографическая реконструкция электронной концентрации с такими же параметрами в период 29 - 31 октября 2011 г., когда геомагнитный фон был спокойным, $K_p = 1 - 3$. Были исследованы структура и динамика ионосферы в период геомагнитной бури и в спокойный период и проведен анализ распределения ТЕС в зависимости от геомагнитной активности.

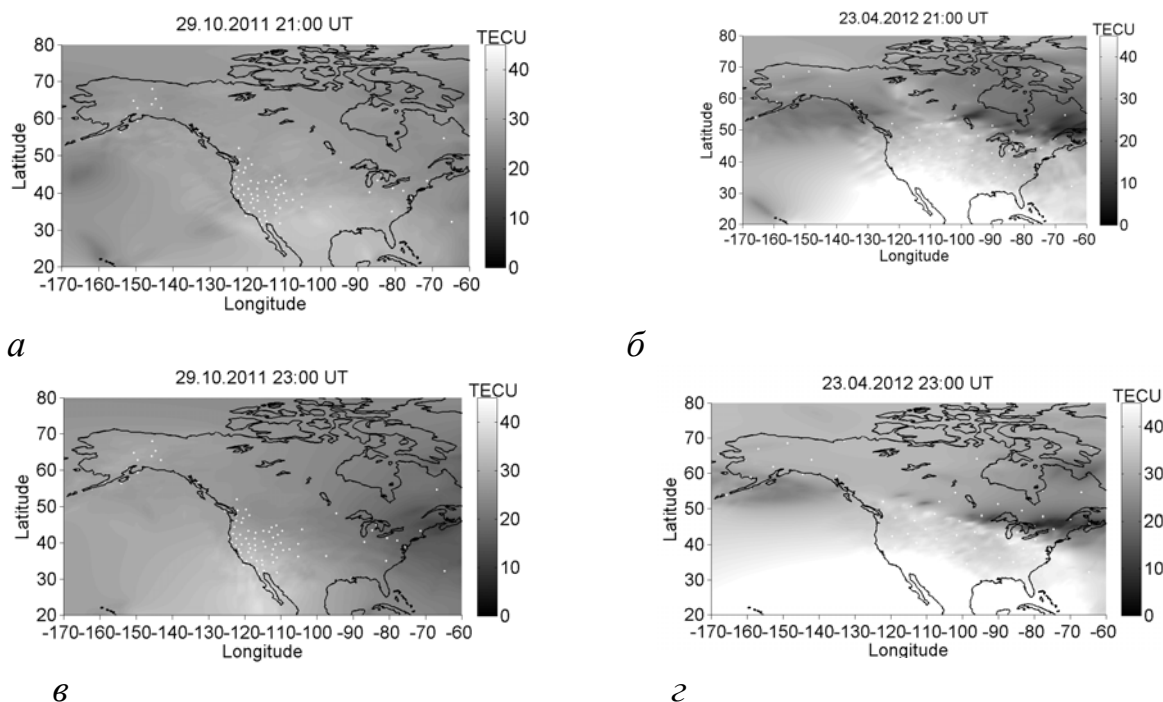


Рис. 1 ВОРТ реконструкция ТЕС в регионе Северной Америки 29 октября 2011 г. (а, в) и 23 апреля 2012 г. (б, г) в 21:00 UT и в 23:00 UT.

В спокойный период хорошо прослеживаются закономерные суточные вариации ТЕС, в период бури общий уровень ТЕС повышается и появляются неоднородности электронной концентрации. Например, 23 апреля, начиная с 15:00 UT ($K_p = 4-5$) общий уровень ТЕС повысился примерно на 5 TECU (Total Electron Content Unit, $1 \text{ TECU} = 10^{16} \text{ м}^{-2}$), а также началось постепенное увеличение ТЕС в области высоких широт. Так к 21:00 UT в области $65^\circ - 80^\circ$ с.ш. в период бури полная электронная концентрация увеличилась на 6-8 TECU (рис. 1а - 1б) по сравнению с невозмущен-

ным периодом. Следуя суточному ходу, 29 - 31 октября 2011 г. после 21:00 UT ТЕС начинает уменьшаться, однако 23 апреля ТЕС продолжал увеличиваться и к 23:00 UT разница со спокойным период в области высоких широт составляла 8 - 10 TECU (более 35%), в средних широтах более 10 TECU (рис. 1в - 1г). Достигнув максимума в период с 23:00 UT 23 апреля ($K_p = 5$) до 00:00 UT 24 апреля ($K_p = 6$), ТЕС начал заметно снижаться. С 16:00 UT до 23:00 UT 24 апреля в высоких широтах полная электронная концентрация, напротив, была ниже характерной, в среднем, на 5-6 TECU, тогда как в более низких широтах ТЕС оставался повышенным. 25 апреля также наблюдались повышенные значения ниже 50° с.ш., 26 апреля ТЕС постепенно снижался и после 07:00 UT вернулся на нормальный уровень, характерный для невозмущенных периодов, когда K_p -индекс составлял 1-2 единицы.

Из проведенного исследования можно сделать вывод, что по результатам радиотомографических реконструкций в спокойный период 29 - 31 октября 2011 г. четко прослеживаются суточные вариации ТЕС. В период геомагнитной бури 23 - 26 апреля 2012 г. на фоне суточных вариаций было выявлено повышение электронной концентрации в области высоких и средних широт, о чем также свидетельствуют полярные сияния, появившиеся на нехарактерных для них средних широтах. Таким образом, методы ВОРТ позволяют восстанавливать неоднородности распределения ионосферной плазмы и исследовать структуру и динамику ионосферы при различных геомагнитных условиях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 12-05-31231 и 13-05-01122).

Литература

1. Куницын В.Е., Андреева Е.С., Кожарин М.А., Нестеров И.А., Радиотомография ионосферы с применением высокоорбитальных навигационных систем // Вестник МГУ, сер. физ., №1, 2005. С. 74-84.
2. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С., Нестеров И.А. Спутниковое радиозондирование и радиотомография ионосферы // УФН. 2010, Т.180, №5, С. 548-553.
3. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С., Радиотомография ионосферы. Москва, Физматлит, 2007.
4. Nesterov I.A., V.E. Kunitsyn, A.M. GNSS radio tomography of the ionosphere: the problem with essentially incomplete data J. Adv. Space Res. 47(10), 1789 (2011)
5. Куницын В.Е., Нестеров И.А., Падохин А.М., Туманова Ю.С., Радиотомография ионосферы на базе навигационных систем GPS/ГЛОНАСС. Радиотехника и электроника, 56(11):1285–1297, 2011

ВАРИАЦИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАЙОНЕ КИСЛОВОДСКОЙ НАУЧНОЙ СТАНЦИИ, СВЯЗАННЫЕ С СЕЙСМИЧЕСКИМИ СОБЫТИЯМИ

Профессор Максимочкин В.И., вед. инженер Версан Т.А.

Использование вариаций геомагнитного поля в качестве предвестника землетрясений, возможно благодаря явлению пьезомагнитного эффекта, наблюдаемому в ферромагнетиках и, в том числе, в горных породах, в состав которых входят ферромагнитные минералы. Ранее нами [1-5], а также [6-8] было установлено, что при изменении напряженного состояния (σ) горной породы ее намагниченность изменяется. Изменения зависят от вида сжатия и направления намагниченности (I) относительно преимущественной оси сжатия, а также от вида ферромагнитных минералов, ответственных за намагниченность горной породы. Например, при параллельной ориентации остаточной намагниченности и оси сжатия намагниченность при росте давления уменьшается, при снятии напряжений – намагниченность частично восстанавливается. При перпендикулярной ориентации намагниченности и оси сжатия величина пьезомагнитного эффекта оказывается в несколько раз меньше, чем при параллельной ориентации I и σ , причем, здесь возможно как небольшой рост намагниченности, так и ее уменьшение с ростом сжатия.

Было также установлено [5], что перед разрушением породы скорость уменьшения остаточной намагниченности резко возрастает, причем эти изменения носят необратимый характер. Изменения остаточной намагниченности в случае одноосного сжатия оказывались в несколько раз выше, чем при квазивсестороннем сжатии.

Таким образом, экспериментальные факты свидетельствуют о том, что намагниченность пород при изменении их напряженного состояния, т.е. в период подготовки, во время и после землетрясения, может существенно изменяться, это в свою очередь должно отражаться на изменении аномального геомагнитного поля, источником которого является намагниченность пород земной коры.

С целью исследования связи сейсмических событий с вариациями геомагнитного поля (ГМП) нами в 2009, 2010 и 2012 годах в сейсмоактивном районе России на Высокогорной научной станции ИФА РАН (гора Шиджатмаз) в точке с координатами 43°44'28.2''С.Ш., 42°39'39.0''В.Д. проводилась запись величины ГМП с периодичностью 5с протонным магнитометром GSM-19 v7.0 фирмы GEM. Чувствительность магнитометра составляет 0.01 нТл, погрешность определения величины поля – 0.2 нТл.

В период наблюдения геомагнитного поля в 2009 году произошло 7 землетрясений с магнитудой $M \geq 5$, гипоцентры двух из них находились достаточно близко от магнитометра, на расстоянии 130 км и 425 км. В 2010 году в период записи величины ГМП таких землетрясений зарегистриро-

вано не было. В декабре 2012 года произошло два землетрясения, гипоцентры которых оказались достаточно близко от магнитометра: первое – 15 декабря 2012 года с магнитудой $M=5.2$ в 70 км от станции (координаты гипоцентра $44^{\circ}22'$ с.ш. $42^{\circ}22'$ в.д.); второе – 25 декабря 2012 года с магнитудой $M=5.3$ в 190 км от станции (координаты гипоцентра $42^{\circ}31'$ с.ш. $40^{\circ}59'$ в.д.) [10].

Анализ данных о величине геомагнитного поля, полученных за три года наблюдений, показывает, что в спокойные дни наблюдается характерная суточная вариация геомагнитного поля, заключающаяся в уменьшении величины поля в дневные часы, примерно, на 15 нТл - 30 нТл. В 2012 году такая характерная суточная вариация наблюдалась в течение почти 112 дней с 10 августа по 1 декабря (см. рис.1).

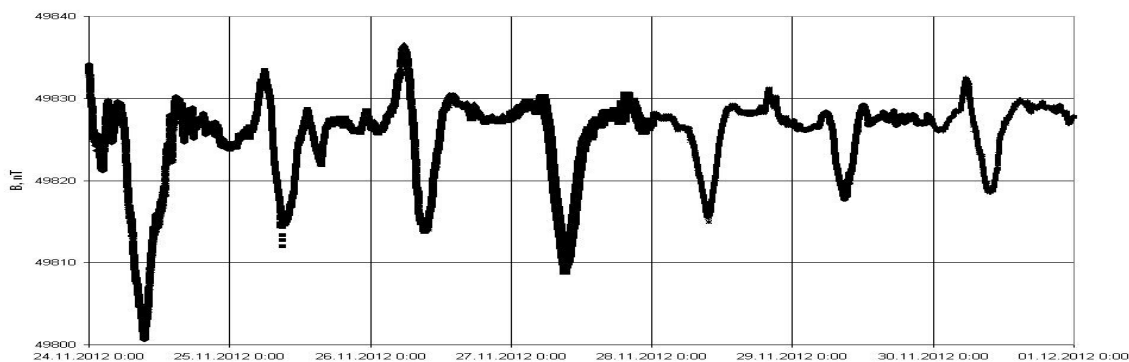


Рис.1. Суточные вариации геомагнитного поля в конце ноября 2012 года.

Было также установлено, что перед землетрясением характер суточной вариации геомагнитного поля изменяется. В 2009 году за 1-3 дня до землетрясения с магнитудой $M=6$, гипоцентр которого находился на расстоянии 130 км от точки наблюдения, наблюдался рост положительной составляющей суточной вариации относительно ночного уровня и уменьшение отрицательной составляющей [9].

Для сейсмических событий, произошедших в декабре 2012 года, были зарегистрированы более сильные изменения геомагнитного поля. Характер суточной вариации геомагнитного поля перед первым землетрясением, произошедшим 15 декабря, стал изменяться за 7-10 дней, становясь более хаотичным, потерялась связь с суточным ритмом (рис.2а).

После землетрясения характер изменения геомагнитного поля в точке наблюдения в течение двух суток (16 и 17 декабря) был похож на изменения величины ГМП для спокойных дней, далее с 18 по 24 декабря перед вторым землетрясением, которое произошло 25 декабря, также наблюдалось существенное отклонение изменения геомагнитного поля от суточной вариации. Через 8 дней после второго землетрясения характер суточных вариаций восстановился.

Такое сложное изменение геомагнитного поля при подготовке и во время землетрясения невозможно объяснить только пьезомагнитным эффектом, т.е. изменением намагниченности горных пород, обусловленным

перераспределением тектонических напряжений. Вероятно, на изменение геомагнитного поля в районе землетрясения большое влияние оказывает изменение токов в ионосфере, обусловленное изменением квазистатического электрического поля, причиной которого является пьезоэффект, т.е. перераспределение электрических потенциалов в горных породах из-за изменения их напряженно-деформационного состояния [11].

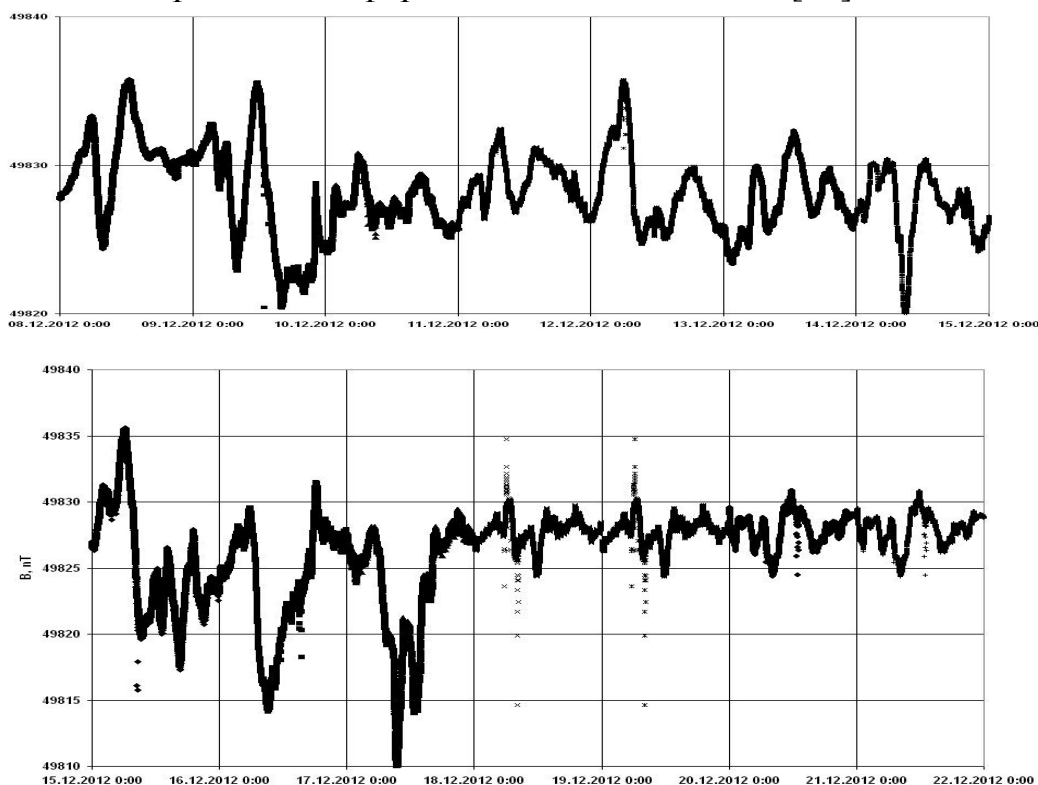


Рис.2. Вариации геомагнитного поля около сейсмического события 15.12.2012 года.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 12-05-10068-к.

Авторы выражают благодарность сотрудникам Института физики атмосферы РАН им. академика А.М.Обухова – начальнику Кисловодской высокогорной научной станции Арабову А.Я. и ведущему инженеру Скорнякову В.Ю. за помощь в проведении полевых работ по записи параметров геомагнитного поля в условиях высокогорья.

Литература

1. Валеев К.А., Максимочкин В.И. Магнитные свойства горных пород при давлении 1250 МПа и комнатной температуре. Изв. АН СССР. Физика Земли. 1984. N8. с.91-96.
2. Валеев К.А., Максимочкин В.И. Термостаточная и индуктивная намагниченность магнетита и горных пород при квазивсесторонних давлениях до 400 МПа. Изв. АН СССР. Физика Земли. 1988. N2. с.106-112.

3. Максимочкин В.И., Валеев К.А. Физические основы прогнозирования землетрясений. В кн. "Физические проблемы экологии. Вторая Всероссийская научная конференция 18-21 января 1999 г. Москва. с.85,86.
4. Максимочкин В.И., Трухин В.И., Гофман А.В., Шебунин Е.И. Изменение остаточной намагниченности подводных базальтов под действием тектонических напряжений. // Физические проблемы экологии (Экологическая физика): М.: МАКС Пресс, 2008. № 15. С.205-213.
5. Максимочкин В.И., Трухин В.И. Влияние механических напряжений на остаточную намагниченность океанских базальтов. Вестник Московского Университета Серия 3. Физика. Астрономия. 2009. №6, с.86-91.
6. Pozzi J.P. Effect of stress on magnetic properties of volcanic rocks. *Physics of the Earth and Planetary Int*, 14(1977), p.77-85.
7. Paul M. Davis Tectonomagnetism. *Reviews of Geophysics and space Physics*. 1983, Vol.21, No.3, p. 685-693.
8. Yozo Hamano Experiments on the Stress Sensitivity on Natural Remanent Magnetization. *J. Geomag. Geoelectr.*, 35, 155-172, 1983.
9. Максимочкин В.И., Версан Т.А. О связи вариаций геомагнитного поля с сейсмическими событиями. Физические проблемы экологии (экологическая физика), 2011. М.:Макс Пресс. с. 498-507.
10. www.ceme.gsras.ru/ccd.htm (Геофизическая служба РАН, каталог землетрясений).
11. Сорокин В.М., Чмырёв В.М. Электродинамическая модель ионосферных предвестников землетрясений и некоторых видов катастроф. Геомагнетизм и аэрономия, 2002, т.42, № 4, с.821-830.

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЙ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ГОРНЫХ ПОРОД И ВНЕЗЕМНОГО ВЕЩЕСТВА

Докторант Безаева Н.С., профессор Трухин В.И.,
науч. сотр. *Gattaccesa J.* (CEREGE CNRS/Aix-Marseille Université,
Франция; MIT, США),
профессор *Rochette P.* (CEREGE CNRS/Aix-Marseille Université, Франция),
науч. сотр. *Duprat J.* (CSNSM/Université Paris-Sud, Франция),
науч. сотр. *Rizza G.* (LSI, Ec. Polyt./CEA (DSM-DRECAM)/CNRS, Франция),
науч. сотр. *P. Vernazza* (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Франция)

До попадания на Землю большая часть внеземного вещества (метеориты, микрометеориты, образцы Лунного грунта...) подвергалась интенсивным процессам облучения в космическом пространстве на разных этапах эволюции. В нашей Солнечной Системе существует три основных источника облучений: потоки частиц солнечного ветра, высокоэнергетичные

космические галактические лучи (далее GCR от англ. “*Galactic Cosmic Rays*”), а также потоки частиц от солнечных вспышек (солнечные космические лучи, далее SEP от англ. “*Solar Energetic Particles*”). Потоки космического излучения состоят, в основном, из протонов (p) и ядер гелия (He) (с типичным распределением $He/p \sim 0.1$ для GCR и ~ 0.02 для SEP [1]). На сегодняшний день интенсивность потоков частиц в космическом пространстве составляет $\sim 100 p/cm^2 \cdot s$ ($E > 10$ МэВ) для SEP и $\sim 3 p/cm^2 \cdot s$ для GCR [2].

Процессы облучения могут оказывать существенное влияние на магнетизм внеземного вещества, тем самым усложняя интерпретацию палеомагнитного сигнала метеоритов и образцов Лунного грунта, а также понимание природы и особенностей планетарных магнитных аномалий. Несмотря на актуальность проблемы с точки зрения экологической геофизики, планетологии и метеоритики, лабораторные исследования влияния SEP и GCR¹ на магнетизм внеземного вещества, а также их природных и искусственных аналогов (земных горных пород, синтетических веществ) ранее не проводились.

Мы провели лабораторные эксперименты по облучению образцов горных пород и метеоритов, а также их синтетических аналогов протонами, ионами аргона (Ar^{2+}) и тяжелыми ионами (Pb) с целью исследовать потенциальное влияние SEP и GCR на магнитные свойства образцов, такие как остаточная намагниченность и «внутренние» магнитные свойства (магнитная восприимчивость, параметры петли гистерезиса, магнитная жесткость или остаточная коэрцитивная сила и др.). Были выбраны образцы с характерными для внеземного вещества ферромагнитными минералами: металлическое железо (Fe) и никелистое железо (Fe-Ni), магнетит (Fe_3O_4) и титаномagnetит, пирротин (FeS). В экспериментах по облучению протонами было использовано три разных флюенса в диапазоне от 10^{14} до $10^{16} p/cm^2$ и энергии 400 кэВ и 850 кэВ. В экспериментах по облучению тяжелыми ионами была использована энергия 1 ГэВ. В экспериментах по облучению ионами аргона флюенс и энергия составили $6.6 \cdot 10^{15} Ar^{2+}/cm^2$ и 400 кэВ, соответственно.

Эксперименты показали, что в результате облучения на некоторых образцах (например, образцы с зернами моноклинного пирротина, распределенными в немагнитной матрице из эпоксидной смолы), предварительно размагнитенных переменным полем (120 мТ), образуется новый вид намагниченности – остаточная намагниченность облучения (далее RIRM от англ. “*Radiation-Induced Remanent Magnetization*”). RIRM обнаружена экспериментально впервые (ранее автор работы [3] выдвинул гипотезу о возможности образования RIRM при облучении протонами, однако его эксперименты эту гипотезу не подтвердили). Другие образцы демонстрируют дальнейшее размагничивание. Эксперименты по облучению протонами и

¹ Влиянием солнечного ветра на магнетизм внеземного вещества можно пренебречь ввиду небольшой проникающей способности его частиц: вся соответствующая облученная часть внеземного вещества исчезает в результате процессов абляции и фрагментации метеороида в атмосфере Земли.

ионами свинца также привели к существенному изменению магнитной жесткости образцов (уменьшение B_{cr} до 93% для железосодержащих фаз и увеличение B_{cr} в случае некоторых образцов, содержащих магнетит). Облучение метеоритов класса HED (от англ. “Howardite–Eucrite–Diogenite”) ионами аргона привело к увеличению магнитной жесткости B_{cr} .

Результаты проведенных экспериментов демонстрируют следующее:

Космические облучения (SEP и GCR) могут существенно изменять магнитные свойства внеземного вещества. В зависимости от конкретной доминирующей магнитной минералогии, этот эффект может проявляться в намагничивании или размагничивании вещества, а также изменении его магнитной жесткости (увеличение в случае образцов, содержащих магнетит или уменьшение - в случае железосодержащих фаз). Для формирования окончательных выводов в планетологии (таких, например, как выводы о природе Лунного магнетизма) необходимы дополнительные эксперименты, а также численное моделирование с целью исследования физического механизма образования RIRM.

Литература

1. Капитонов И.М. (2002), Введение в физику ядра и частиц, М.: Едиториал УРСС, 379 стр.
2. Heiken G., Vaniman D., French B.M. (1991), Lunar sourcebook A User's Guide to the Moon, Cambridge: Cambridge University Press, 1 edition, 736 pp.
3. Rowe M.W. (1978), Attempted proton-irradiation induced magnetization, *Geochem. J.*, **12**, 195- 197.

САМОПОДДЕРЖАНИЕ И УСИЛЕНИЕ ВИХРЕЙ

Ст. науч. сотр. Юсупалиев У., вед. науч. сотр. ВМК МГУ Савенкова Н.П.,
ст. науч. сотр. Шутеев С.А., аспирант ВМК МГУ Складчиков С.А., физик
Юсупалиев П.У., ст. науч. сотр. Еленский В.Г.

Анализ исследований вихрей различной природы (атмосферных циклонов и торнадо [1-4], тороидальных вихрей (ТВ) в воздухе и воде [5-7], плазменных ТВ в воздухе [8,9]) показывает общность установления в них радиального распределения вращательной скорости $V_\varphi(r)$, состоящего из центрального твердотельного ядра вращения и вязкого внешнего слоя. Устойчивость такого распределения, а значит, и устойчивость вихрей, можно объяснить наличием в них источников энергии (различной природы) и процессами, происходящими внутри вихрей и обуславливающими преобразование энергии этих источников в энергию вращательного движения вихрей. Так, основными источниками энергии тропических циклонов (ТЦ), ТВ в воздухе и плазменного ТВ в воздухе являются скрытая теплота испарения воды и тепловая энергия вязкого внешнего слоя. В плазменном

ТВ, кроме того, дополнительным источником тепловой энергии служит процесс рекомбинации ионов и электронов, а также химические реакции между атомами и молекулами.

В настоящее время механизмы преобразования тепловой энергии вышеперечисленных источников в энергию вращательного движения вихрей практически не изучены. Такой механизм впервые был предложен авторами работы [10], где рассмотрена его математическая модель в линейном приближении и получены некоторые аналитические оценки КПД преобразования тепловой энергии во вращательную. В нашей работе мы исследуем некоторые закономерности указанного механизма преобразования с помощью численного моделирования.

Для понимания сути механизма самоподдержания и усиления вихрей рассмотрим силы, действующие внутри указанных вихрей. Согласно [1,2,8], внутри них действуют центробежная сила, сила Кориолиса, сила плавучести и сила вязкости. С помощью этих сил происходит преобразование тепловой энергии в энергию вращательного движения вихрей ΔE_{ROT} . Если $\Delta E_{ROT} \leq \Delta E_{\Sigma}$ (где ΔE_{Σ} – энергия, теряемая вихрем), то вихрь самоподдерживает свое вихревое движение. А в случае $\Delta E_{ROT} > \Delta E_{\Sigma}$ у вихря усиливается вихревое движение. Процесс преобразования тепловой энергии в вихрях схематически показан на рис.1, где рассматривается однородный вдоль оси Oz полярной системы координат закрученный поток с распределением $V_{\phi}(r)$. Тепло выделяется в тонкой кольцевой области вихря с толщиной Δr . Увеличение вращательной скорости V_{ϕ} вихря происходит следующим образом.

При выделении тепловой энергии в вихрях повышается температура газа $+\Delta T$, что приводит к уменьшению его плотности $-\Delta \rho = -(\rho - \rho_r)$ (где ρ и ρ_r – плотность газа вне и в кольцевой области). В результате чего возникает сила плавучести ($-\mathbf{F}_b$), направленная к оси вращения и под действием которой легкий газ за время Δt приобретает скорость V_r , направленную к центру вихря. Во вращающейся системе отсчета на движущийся к оси вращения легкий газ действует сила Кориолиса ($\mathbf{F}_{cor}$), направленная по касательной в сторону вращения. Под действием этой силы за время Δt у движущегося к центру газа увеличивается скорость вращательного движения на величину $+\Delta V_{\phi}$.

Математическая модель для этого механизма представляет собой систему уравнений, состоящей из уравнения непрерывности, уравнения движения, уравнения теплопроводности с источником тепловой энергии и уравнения состояния идеального газа, записанных во вращающейся системе координат:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0,$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{V})}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \rho \mathbf{V} = -\nabla P + \mu \Delta(\rho \mathbf{V}) - \frac{V^2 \rho}{r} \theta \mathbf{e}_r - 2\rho[\boldsymbol{\Omega} \mathbf{V}],$$

$$\frac{\partial(\rho \theta)}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \rho \theta = \chi \Delta(\rho \theta) + \rho f(r),$$

$$P = \frac{\rho}{M} RT, \quad \mathbf{V} = \begin{bmatrix} V_\varphi \\ V_r \end{bmatrix},$$

где V_r и V_φ – компоненты гидродинамической скорости газа по координатам r и φ ; P , M , μ и χ – давление, молярная масса, динамическая вязкость и коэффициент теплопроводности газа соответственно, R – универсальная газовая постоянная, $\mathbf{e}_r$ – единичный вектор. В этой модели тепловыделение в вихре учитывается введением функции $\theta = t \cdot f(r)$, а уравнение теплопроводности записано относительно безразмерной температуры θ . Третий и четвертый члены в правой части уравнения движения описывают силу плавучести и силу Кориолиса соответственно. В данной задаче считается, что $\mu = \text{const}$ и $\chi = \text{const}$.

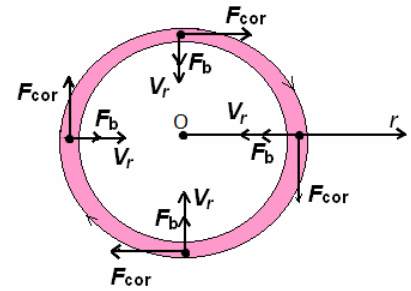


Рис.1. Схематическое объяснение механизма увеличения вращательной скорости жидкости при выделении тепловой энергии в кольцевой области вихря. Жидкость вращается по часовой стрелке относительно оси, проходящей перпендикулярно к рисунку через точку O.

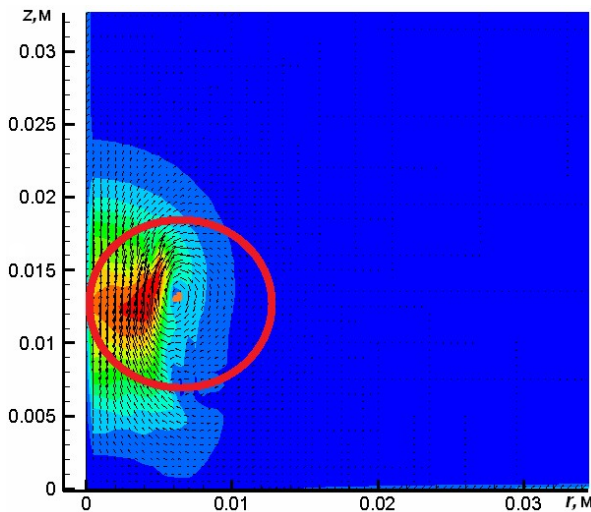


Рис.2. Поле скоростей тороидального вихря в воздухе при атмосферном давлении для момента времени $t = 0,1$ с в системе координат генератора вихря. Это поле используется в качестве начальных условий для данной задачи. Приведены геометрические характеристики кольцевой области относительно центра ядра тора – оси вращения. Толщина кольцевой области составляла 1 мм

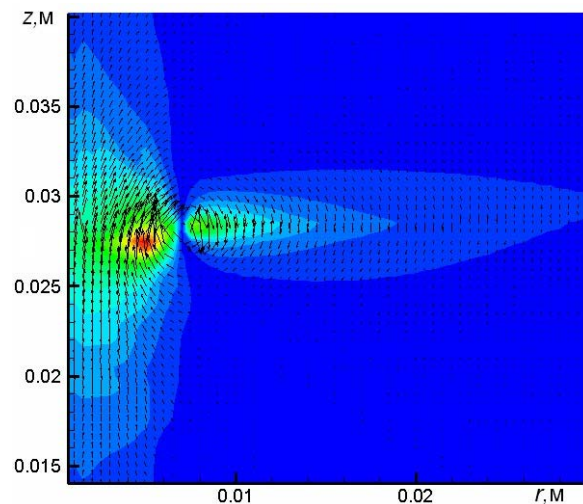


Рис.3. Поле скоростей газа в ядре тороидального вихря в момент времени $t=0,05$ с при температуре нагрева кольцевой области вихря на $\Delta T=100$ К

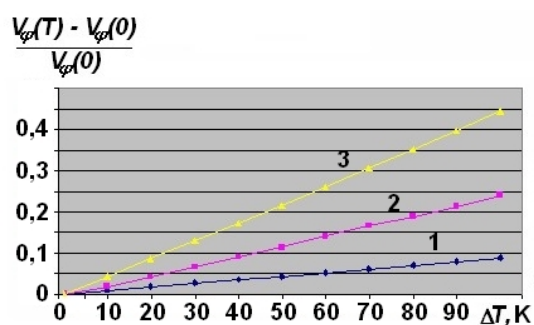


Рис.4. Зависимости относительного приращения вращательной скорости V_ϕ в фиксированной точке от температуры нагрева ΔT при длительности нагрева газа в кольцевой области ядра тороидального вихря $t=0,05$ с (кривая 1), $t=0,1$ с (кривая 2) и $t=0,15$ с (кривая 3).

газа в ядре ТВ (рис.3). Результатом такого изменения является увеличение вращательной скорости газа V_ϕ в вихре, что и показано на рис. 4. Чем выше температура газа при тепловыделении и больше его длительность, тем больше увеличивается скорость вращения ТВ. Другими словами, КПД преобразования тепловой энергии во вращательную энергию увеличивается с увеличением ΔT и времени нагрева.

Список литературы

1. Интенсивные конвективные вихри. Мир. М., 1985.
2. Хаин А.П., Сутырин Г.Г. Тропические циклоны и их взаимодействие с океаном. Гидрометеиздат. Л., 1983.
3. Chang C.C., Wei Ding-wen, Ho Fu-hua. // Sci. Sinica. 1975. Vol.18. P. 381.
4. Анисимова Е.П., Матхеев С.С., Милехин Л.И. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1995. **36**. № 5. С. 57.
5. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. Наука. М., 1973.
6. Sullivan J.P., Windall S.E., Ezekiel S. // AIAA J. 1973. Vol. 11. P. 1384.
7. Ахметов Д.Г. Вихревые кольца. Гео. Новосибирск, 2007.
8. Юсупалиев У. // Физика плазмы. 2005. **31**. № 6. С. 543.
9. Юсупалиев У., Шутеев С.А. // Краткие сообщения по физике. 2010. № 8. С.3.
10. Юсупалиев У., Маслов А.К., Шутеев С.А. // Прикладная физика. 2000. № 1. С. 5.
11. Юсупалиев У., Савенкова Н.П., Троцкий Ю.В. и др. // Краткие сообщения по физике. 2011. № 9. С. 46.

Начальными условиями данной задачи были выбраны результаты, полученные в нашей работе [11]. В момент времени, когда был сформирован ТВ задавалась температура T в кольцевой области ТВ (рис.2). Задача решалась разностным методом при помощи схемы Мак-Кормака второго порядка точности по пространству и времени для угловой скорости вращения $\Omega=31$ с⁻¹ твердотельного ядра вращения.

Результаты численного моделирования показали, что при нагревании кольцевой области вихря происходит изменение поля скоростей

Подсекция:

**ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА
И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ**

Сопредседатели
профессор Н.Н. Сысоев, профессор А.В. Уварова,
профессор В.М. Шибков

ОБРАЗОВАНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН ОТ ПЛАЗМЕННЫХ АКТУАТОРОВ

Профессор *Знаменская И.А.*, доцент *Мурсенкова И.В.*,
профессор *Сысоев Н.Н.*

При инициировании импульсных разрядов длительностью до нескольких микросекунд с большой крутизной нарастания импульса напряжения ($\sim 10^{12}$ В/с) возникают газодинамические возмущения типа слабых ударных волн, вызванные быстрым введением энергии в объем [1-3]. Как правило, такие разряды реализуются при высоких значениях напряженности электрического поля, и вкладываемая в газ энергия идет на ионизацию, диссоциацию, возбуждение внутренних степеней свободы молекул и атомов газа, а также на излучение и нагрев [4, 5]. Механизм так называемого «быстрого» нагрева, т.е. перехода электрической энергии разряда в тепловую энергию в течение времени до 1 мкс, связан со сложной кинетикой неравновесного возбужденного газа, и до настоящего времени остается открытым [5, 6]. Параметры газодинамических возмущений, вызванные быстрым введением энергии в ограниченную область пространства, определяются интенсивностью и пространственно-временным распределением энерговложения. Исследование этих возмущений необходимо для определения воздействия разряда на поток в целом, и является актуальной задачей плазменной аэродинамики наряду с исследованием теплового воздействия разрядов на газодинамические течения и ионного ветра [4, 5].

Канализованная структура развития в виде диффузных струй характерна и для объемных разрядов повышенного давления наносекундной длительности [7], и для поверхностных разрядов, используемых в качестве плазменных актуаторов (барьерный, скользящий) [1-4]. Геометрия энерговложения в слой газа вблизи поверхности при этом близка к двумерной. Образовавшиеся вблизи поверхности от отдельных разрядных каналов полуцилиндрические ударные волны в течение 1-5 мкс интерферируют с образованием квазиплоского фронта огибающей ударной волны, движущегося в воздухе со скоростью 350-800 м/с [1, 2, 6].

Целью данной работы было сравнение динамики газодинамических возмущений от поверхностных разрядов различного типа в воздухе и других газах.

Скорость движения сформировавшегося фронта ударной волны определяется, в первую очередь, скоростью звука, которая зависит от компонентного состава среды и ее термодинамического состояния. Так, в гелии и лазерной смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:8$ установившаяся скорость фронта ударной волны 1250 и 850 м/с (числа Маха 1.25 и 1.4) соответственно. Для разрядов в воздухе эта скорость составляет 330-550 м/с, и зависит как от давления,

так и типа разряда и характеристик разрядного импульса [1, 2, 6] (см. Рис. 1). На начальной стадии движения (до 2 мкс после разряда) скорость ударных волн существенно выше [1, 6]. Ударные волны, образовавшиеся после скользящего разряда, имеют большие скорости и интенсивности ($M=1.2-1.4$) [1, 6], чем слабые ударные волны, возникающие при развитии диэлектрического барьерного разряда ($M \leq 1.1$) [2, 3]. Структура фронта огибающей ударной волны, являющейся результатом интерференции полуцилиндрических ударных волн для этих двух типов разряда, практически одинакова. В случае диэлектрических барьерных разрядов разной геометрии в атмосферном воздухе газодинамические возмущения хорошо визуализируются теневыми методами, и близки по параметрам.

Интенсивность образующихся газодинамических возмущений зависит от величины прикладываемого напряжения [1, 2, 3], крутизны фронта импульса напряжения [2], длительности импульса напряжения [2], а также полного энерговклада в газ [1, 2]. Доля энергии, мгновенно трансформирующаяся в тепловую энергию, влияет на процесс формирования и интенсивность образующихся возмущений, как показывают экспериментальные исследования [1, 6] и численное моделирование [1, 5]. Путем решения обратной задачи были определены значения этой энергии. Динамика цилиндрических ударных волн, образующихся при пробое воздушного промежутка атмосферного давления барьерным разрядом [8], близка к динамике ударных волн от поверхностных разрядов.

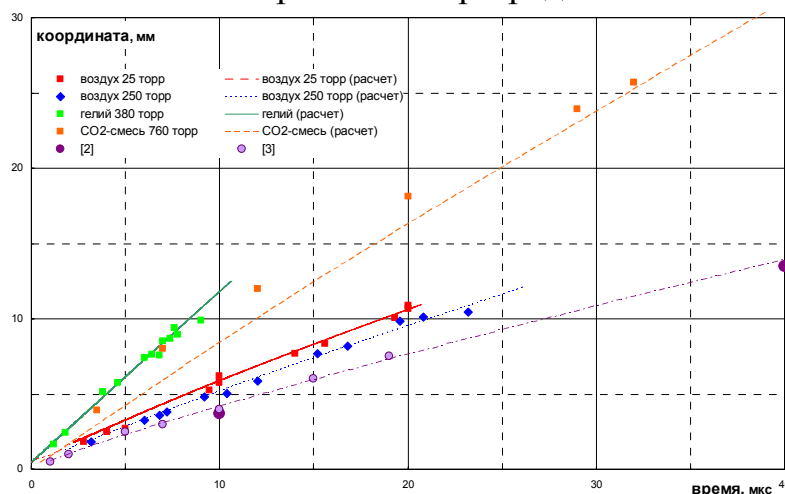


Рис. 1. Зависимость положения фронта огибающей ударной волны от времени для поверхностных разрядов.

Исследованный процесс локализованного импульсного энерговклада имеет физическую аналогию с процессом взрыва (“плазменный взрыв”): в результате возникает затухающая ударная взрывная волна, контактная поверхность, ограничивающая зону неравновесных процессов, зона разрежения, локализованная на месте энерговыведения. Динамика среды достаточно адекватно описывается гидродинамическими уравнениями с энерго-

подводом, в предельном случае точечной и цилиндрической конфигурации разряда [9], – аналитическое описание на основе задачи Седова о сильном взрыве.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 11-08-00297.

Литература

1. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В., Сысоев Н.Н. // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 5. С. 10.
2. N. Benard, N. Zouzou, A. Claverie, J. Sotton, and E. Moreau // J. Appl. Phys. 2012. 111. P. 033303.
3. K. Takashima (Udagawa), Y. Zuzeek, W.R. Lempert, and I.V. Adamovich // Plasma Sources Science and Technology. 2011. 20. P. 055009.
4. E. Moreau, R. Sosa and G. Artana // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. 41. P.115204.
5. T. Unfer and J.P. Boeuf // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. 42. P. 19417.
6. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 17. С. 35.
7. Тарасенко В.Ф., Тельминов А.Е., Бураченко А.Г. // ПЖТФ. 2011. Т. 37. В. 6. С. 49.
8. D.A. Xu, D.A. Lacoste, D.L. Rusterholtz, P.-Q. Elias, G.D. Stancu et al. // Applied Physics Letters. 2011. V. 99. P. 121502.
9. K.V. Khodataev // Proc. of Workshop on Weakly Ionized Gases. USAF Academy. 1997. V. 1. P. L-1.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТЕПЛА В ЖИДКОСТИ ВБЛИЗИ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Ст. науч. сотр. Винниченко Н.А., профессор Уваров А.В.,
ассистент Плаксына Ю.Ю.

В стандартных гидродинамических задачах переноса тепла, как правило, предполагается, что влиянием сил поверхностного натяжения и реологии поверхности жидкости можно пренебречь, если линейные размеры системы достаточно велики в том смысле, что капиллярные эффекты малы. Только в задачах микро- и нанофлюидики, а также при отсутствии силы тяжести, в условиях микрогравитации, эти явления выходят на первый план. В то же время, в случае, когда зона энерговыведения расположена на самой поверхности или вблизи нее, влияние термогравитационного механизма конвективной неустойчивости оказывается ограниченным, а соответствующие числа Рэлея – небольшими. Такие задачи играют важную роль в молекулярной физике, геофизике и инженерных приложениях. Раз-

работанный на кафедре молекулярной физики метод фиксации поля температур вблизи поверхности с помощью совместного использования термографии и теневого фонового метода позволяет подробно исследовать эти задачи и продемонстрировать, что реология поверхности существенно влияет на энергообмен.

Рассмотрены две задачи энергосыделения в приповерхностном слое жидкости, которые, с одной стороны, имеют важное практическое значение, а с другой – могут быть реализованы экспериментально и промоделированы. В первом случае рассматривается нагрев тонкого приповерхностного слоя, когда все тепло выделяется вблизи границы. Такая задача возникает при поглощении ИК-излучения и при поверхностной конденсации. Кроме того, такая же ситуация возникает при испарении воды при температуре ниже 4°C , когда возникает устойчивая стратификация. В работе экспериментально реализуется ИК-нагрев. Во второй постановке задачи нагревается металлическая проволока, натянутая горизонтально внутри поверхностного слоя, на очень малой глубине (от 0 до нескольких миллиметров). В обоих случаях температурное поле под поверхностью жидкости измеряется с помощью инфракрасного тепловизора (температура поверхности) и теневого фонового метода [1] (распределение температуры в вертикальной плоскости, осредненное по третьей координате). Фон, напечатанный на листе бумаги, состоял из хаотично расположенных квадратных пятен со стороной, соответствующей 2-3 пикселям на полученных снимках. Цифровая обработка фотографий велась многопроходным кросс-корреляционным методом, близким к предложенному в работе [2]. Нагрев жидкости приводит к движению среды по двум механизмам: термогравитационному и термокапиллярному, связанному с зависимостью коэффициента поверхностного натяжения от температуры (конвекция Марангони). В зависимости от условий эксперимента и свойств жидкости соотношение между двумя типами конвекции может быть разным, и приповерхностный слой может представлять собой совокупность мелких вихревых ячеек конвекции Марангони (этиловый спирт) или неподвижную эластичную пленку (вода при комнатной температуре) [3]. Нагрев излучением сверху способствует устойчивой стратификации жидкости. Термогравитационная конвекция в этом случае не развивается. Однако неравномерный нагрев поверхности и неустойчивость вызывает появление вихрей конвекции Марангони. Это хорошо видно на тепловизоре – возникают быстро перемещающиеся тепловые пятна. Жидкость в верхнем слое толщиной 1-2 мм хорошо перемешивается, и температура внутри этого слоя после завершения формирования вихрей слабо зависит от глубины.

Сравнение вертикальных профилей температуры, полученных теневым фоновым методом, с аналитическим решением уравнения теплопроводности, построенным с учетом наличия слоя с постоянной температурой,

показано на Рис. 1. Теоретические и экспериментальные кривые практически совпадают, что говорит о высокой точности и достаточном пространственном разрешении теневого фонового метода. В случае открытого аквариума испарение приводит к усилению конвекции Марангони и увеличению толщины перемешанного слоя.

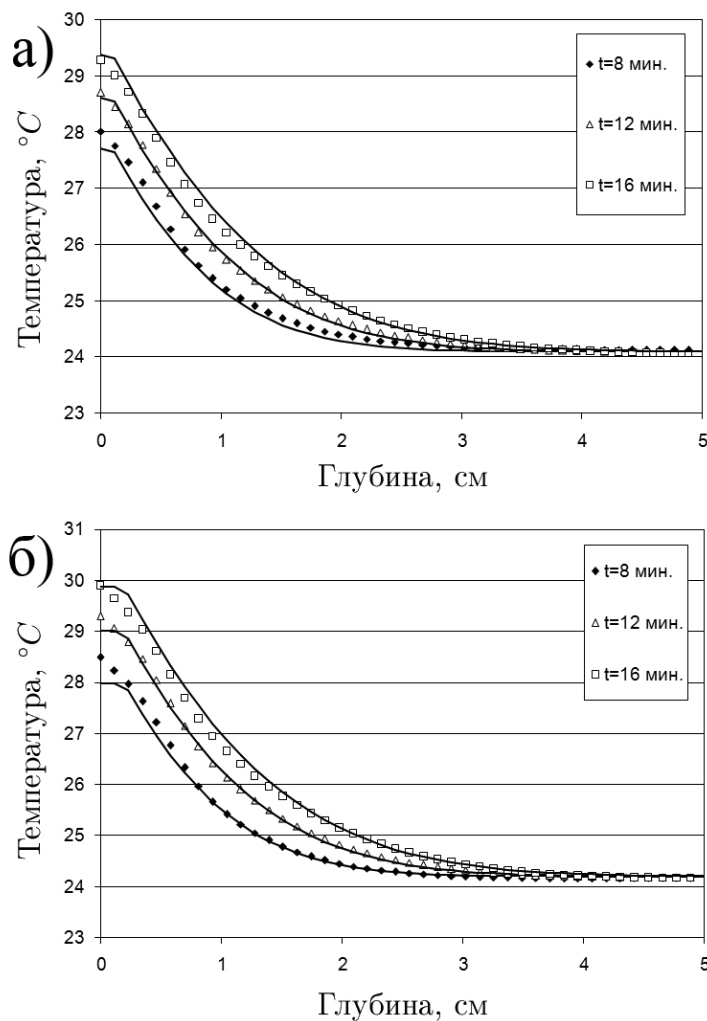


Рис. 1. Вертикальные профили температуры воды в эксперименте с нагревом излучением сверху. Точками показаны экспериментальные результаты, сплошными линиями — аналитическое решение в разные моменты времени после включения ламп. а) аквариум с крышкой, б) открытый аквариум

При нагреве жидкости проволокой, расположенной в приповерхностном слое, удастся получить квазидвумерную гидродинамическую задачу и провести численное моделирование. В зависимости от структуры течения тепло может передаваться вдоль поверхности жидкости либо только за счет теплопроводности, либо также за счет конвекции. Медленная передача тепла только за счет теплопроводности реализуется в воде, в которой поверхность неподвижна. Напротив, в спирте тепло переносится за счет конвективного потока, скорость которого составляет несколько мм/с. Прямое сравнение полей температуры, полученных теньвым фоновым методом в разные моменты времени после включения нагрева, и результатов численного моделирования позволяет оценить коэффициент поверхност-

ной вязкости, входящий в граничное условие для скорости на границе раздела сред. Показано, что в спирте он очень мал, а в воде, находящейся в режиме неподвижной пленки, составляет не менее 10^{-4} кг/с. Таким образом, поведение приповерхностного слоя в спирте соответствует граничному условию, приравнивающему вертикальный градиент скорости напряжению, связанному с поверхностным натяжением, а в воде — граничному условию прилипания. Отметим, что развитие исследований поля температур в жидкости с нагревом горизонтальной проволокой в различных режимах позволит ответить на вопрос о величине коэффициента поверхностной вязкости и предельных напряжениях, после достижения которых пленка рвется и начинается конвекция Марангони.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 12-08-01077-а) и с использованием приборов, полученных по Программе развития МГУ им. М.В. Ломоносова.

Литература

1. G.E.A. Meier. Computerized background-oriented schlieren // Exp. Fluids, 2002, v.33, №1, pp.181-187.
2. F. Scarano, M.L. Riethmuller. Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset // Exp. Fluids, 1999, v.26, №6, pp.513-523.
3. Yu.Yu. Plaksina, A.V. Uvarov, N.A. Vinnichenko, V.B. Lapshin. Experimental investigation of near-surface small-scale structures at water-air interface: Background Oriented Schlieren and thermal imaging of water surface // Russ. J. Earth Sci., 2012, v.12, №4, ES4002.

КОЛЕБАТЕЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ С ПОРШНЕМ

Преподаватель Сургутского гос. ун-та ХМАО-Югры *Семенов О. Ю.*

Представлены результаты экспериментального исследования распространения фронта газозоудшного пламени в плоской камере сгорания с поршнем. Обнаружены колебания фронта пламени и поршня в камере сгорания. Получены зависимости координаты фронта пламени и поршня в камере сгорания от времени. Показано, что колебания поршня и фронта пламени происходят со сдвигом фазы, изменяющимся по времени.

Ключевые слова: камера сгорания, плоский канал, микроканал, фронт пламени, поршень, скорость, колебания, сдвиг фаз колебаний.

Исследование гидродинамики пламени в узком канале с поршнем представляет интерес в связи с разработкой микродвигателей внутреннего сгорания. В настоящее время сведения о закономерностях распространения фронта пламени в микроканале с поршнем в научной литературе отсутствуют.

В случае, когда расстояние между стенками канала по порядку величины равно михельсоновской ширине зоны прогрева, а между стенками канала и поверхностью поршня имеется зазор – следует ожидать гидродинамических эффектов, связанных с релаксационными колебаниями типа акустических колебаний в резонаторе Гельмгольца.

Целью исследования является определение условий появления релаксационных колебаний фронта пламени и поршня, а также получение амплитудно-частотных характеристик релаксационных колебаний.

Схема установки показана на рис. 1. Камера сгорания представляла собой плоский прямоугольный канал. Размеры камеры сгорания: длина $4 \cdot 10^{-1}$ м, ширина $3,1 \cdot 10^{-2}$ м, высота $3,2 \cdot 10^{-3}$ м. В камере устанавливали плоский поршень в форме прямоугольника, размеры которого равнялись $3 \cdot 10^{-2} \times 3 \cdot 10^{-2}$ м. Поршень имел два квадратных выреза со стороной квадрата, равной $1 \cdot 10^{-2}$ м.

Между поршнем и стенками канала оставался зазор размером $5 \cdot 10^{-4}$ м. Поршень в камере сгорания устанавливали на различных расстояниях от точки зажигания.

В качестве горючей газовой смеси использовали смесь пропана с воздухом. Концентрацию пропана изменяли от 3 % до 8 %. Визуализацию распространения фронта пламени осуществляли цифровой видеокамерой. Скорость съемки составляла 25, 30 и 60 кадров в секунду.

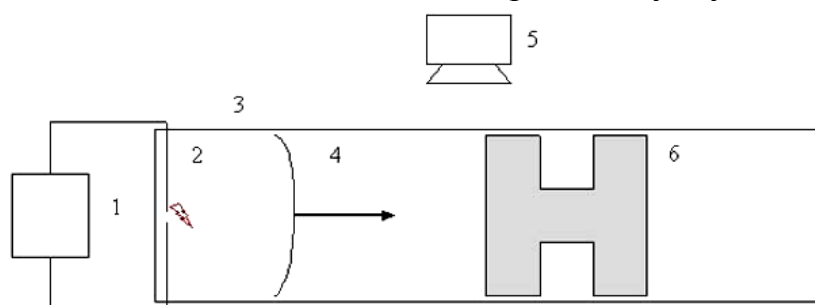


Рис. 1 Схема экспериментальной установки:

1 – искровой разрядник; 2 – искровые электроды; 3 – камера сгорания;
4 – фронт пламени; 5 – цифровая видеокамера (вид сбоку); 6 – поршень.

Проводили опыты при различных начальных объемах камеры сгорания. Было обнаружено, что при увеличении начального объема камеры сгорания до критической величины возникали одновременные колебания скорости распространения фронта пламени и поршня.

На рис. 2 показаны кадры из видеофильма, иллюстрирующие колебания поршня в различные моменты времени. Из фотографий видно, что монотонная неустойчивость фронта пламени сопровождается его неустойчивостью к мелкомасштабным возмущениям. Происхождение последних очевидно обусловлено влиянием двух факторов: колебаниями столба газа в канале и вихревым движением газа во фронте пламени. Это наглядно иллюстрируется кадрами видеофильма, соответствующим времени $t=1,8 \cdot 10^{-1}$ с (Рис. 2г). Видно, что фронт пламени, наклоненный под большим углом относительно вектора скорости ведущей точки, сворачивается при вихревом течении газа в винтовую поверхность.

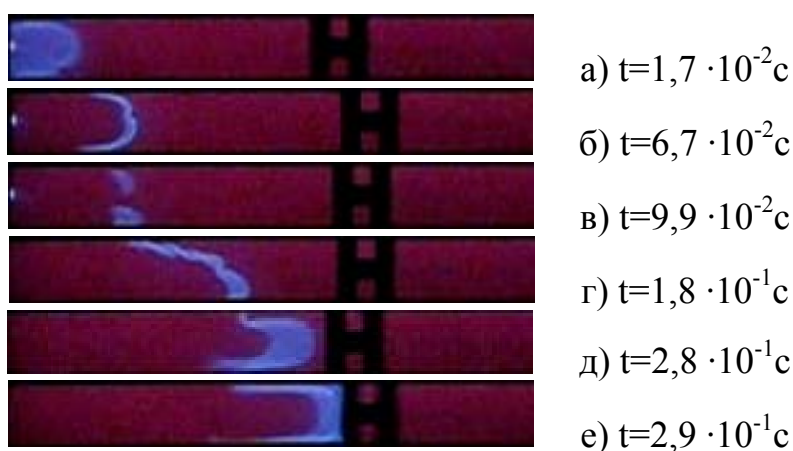


Рис. 2 Фрагменты видеофильма. Поршень совершает колебательные движения.

Съемка 60 к/с. Смесь пропан/воздух 5,5 %

Расстояние от точки зажигания до поршня в – $16,5 \cdot 10^{-2}$ м.

Вследствие инерционного движения газа, приводящего к понижению давления в камере сгорания, поршень останавливается, а затем начинает движение навстречу фронту пламени. Это хорошо проиллюстрировано кадром, соответствующим моменту времени $t=9,9 \cdot 10^{-2}$ с (Рис. 2в).

С точки зрения технических приложений это явление представляет интерес для создания новых конструкций пламегасителей и гасителей колебаний импульсных и периодических течений.

Обнаружено явление встречного движения поршня и фронта пламени. Оно может быть вызвано инерционным движением газа, подобным акустическим инерционным колебаниям газа в резонаторе Гельмгольца. Об этом свидетельствует частота наблюдаемых колебаний, равная $10 \div 15$ Гц. Другим фактом, подтверждающим это предположение, является то, что в каналах с большой площадью поперечного сечения одновременные колебания фронта пламени и поршня не происходят.

Дальнейшим направлением исследований гидродинамики пламени при взаимодействии с поршнем является определение влияния массы

поршня, присоединенной массы газа, и нахождение критериев, описывающих условия возникновения колебаний и устойчивости горения.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ С ВЫСОКОСКОРОСТНЫМИ ВОЗДУШНО-УГЛЕВОДОРОДНЫМИ ПОТОКАМИ

Аспирант *Бауров А.Ю.*, аспирант *Копыл П.В.*,
мл.науч.сотр. *Сурконт О.С.*, профессор *Шибков В.М.*,
доцент *Шибкова Л.В.*

Целью работы является изучение возможности применения для инициирования воспламенения высокоскоростных воздушно-углеводородных потоков газоразрядной плазмы. В качестве генератора плазмы применялся поперечный поверхностный электродный разряд, создаваемый в застойной зоне аэродинамического канала. Экспериментальная установка включает в себя вакуумную камеру, ресивер высокого давления воздуха, ресивер высокого давления пропана, систему для смешения пропана с воздухом, систему для создания сверхзвукового потока, аэродинамические каналы, два высоковольтных источника питания, систему синхронизации и диагностическую аппаратуру. Основой экспериментальной установки является откачиваемая цилиндрическая барокамера с внутренним диаметром 105 см и длиной 300 см. Вакуумная система позволяет проводить исследования в широком диапазоне давлений $p = 1.0-760$ Тор. Сверхзвуковой пропан-воздушный поток с числом Маха $M = 2$ создается в прямоугольном аэродинамическом канале при заполнении барокамеры воздухом через сопло Лавалья. В широкой стенке аэродинамического канала монтируется диэлектрическая вставка. В экспериментах использовались две вставки. Первая образовывала прямоугольную каверну 70 мм длиной, 18 мм шириной и регулируемой глубиной $h = 0-20$ мм. Вторая – 50 мм длиной, 23 мм шириной и регулируемой глубиной $h = 0-20$ мм. Поверхностный импульсный разряд в сверхзвуковом потоке формировался на диэлектрической плоской пластине, помещенной на дно каверны аэродинамического канала. Использовались два источника питания. Выходное напряжение первого источника $U = 5-30$ кВ, длительность импульса $\tau = 5-1000$ мкс, разрядный ток $i = 1-20$ А. Выходное напряжение второго источника $U = 2.5-5.5$ кВ, длительность импульса могла изменяться от 0.1 до 2.0 с, разрядный ток $i = 1-30$ А. Параметры первого источника позволяли создавать электродный поверхностный разряд в двух режимах: в режиме одиночного импульса с длительностью до 1 мс при максимальной импульсной

мощности $W \leq 1$ МВт и в импульсно-периодическом режиме при длительности импульсов $\tau = 10$ -300 мкс, частоте повторения импульсов $f = 10$ -100 Гц, средней подводимой мощности $W_{\text{ср}} \leq 1$ кВт. Параметры второго источника позволяли создавать электродный поверхностный разряд постоянного тока в сверхзвуковом потоке при максимальной подводимой мощности 10 кВт. Воспламенение исследовалось в условиях

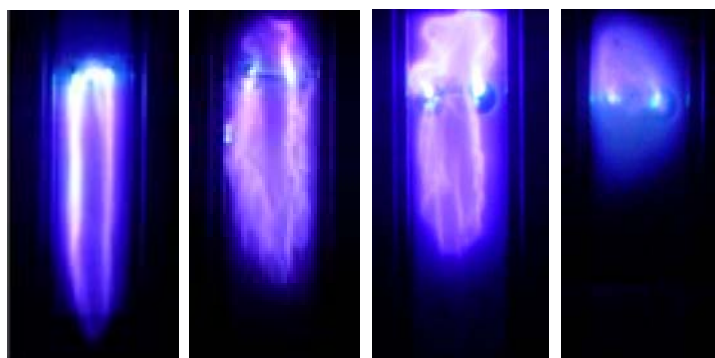


Рис. 1. Поверхностный импульсно-периодический поперечный разряд в сверхзвуковом потоке воздуха ($M=2$) в аэродинамическом канале прямоугольного сечения 10×18 мм² при $p = 150$ Тор, $i = 8$ А. Направление сверхзвукового потока сверху вниз. Глубина застойной зоны h равна соответственно слева направо 0; 2; 3 и 5 мм.

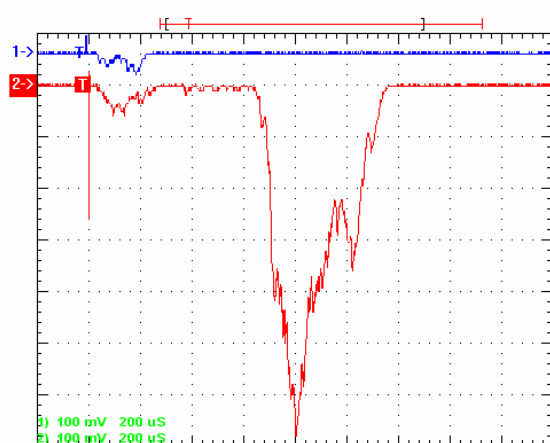


Рис. 2. Временной ход свечения СН*. 1 – разряд в сверхзвуковом потоке воздуха, 2 – разряд в сверхзвуковом пропан-воздушном потоке. $M=2$, $p = 150$ Тор, $\tau = 200$ мкс, $i = 16$ А.

высокоскоростного пропан-воздушного потока с числом Маха $M = 2$. Секундный массовый расход воздуха dm_1/dt изменялся от 25 до 100 г/с, а секундный массовый расход пропана dm_2/dt – от 1 до 7 г/с, при этом эквивалентное отношение для пропана менялось от 0.3 до 2.

Из рис. 1 видно, что без застойной зоны поперечный поверхностный разряд представляет собой две гладкие вытянутые вдоль потока плазменные струи. При создании разряда в каверне его структура начинает резко меняться и отличается от структуры поверхностного разряда без каверны. Наблюдается турбулизация потока, возникают обратные отрывные течения. При глубине застойной зоны $h = 3$ мм разряд распространяется в двух направлениях как вверх, так и вниз по потоку. Формируется вихреобразное движение около задней (в направлении вверх по потоку) стенки застойной зоны. При использовании застойной зоны глубиной $h = 5$ мм разряд существует только около задней стенки каверны и не выносится

вниз по потоку. Эти обстоятельства являются важными с точки зрения использования каверны как резервуара активных частиц, способствующих быстрому воспламенению и стабильному горению сверхзвукового потока горючей смеси.

Вначале было проведено исследование возможности использования поперечного поверхностного разряда для воспламенения пропан-воздушной смеси в аэродинамическом канале без застойной зоны. На рис. 2 показан временной ход излучения полосы СН* (переход $A \rightarrow X$, полоса $(0;0)$, длина волны канта $\lambda = 431.5$ нм). Сечение, из которого регистрировалось излучение, расположено на расстоянии $x = 30$ см вниз от электродов по потоку вдоль аэродинамического канала. При создании разряда в сверхзвуковом воздушном потоке (1) никакого свечения из этой области аэродинамического канала не наблюдается. Слабое свечение в течение первых двухсот микросекунд связано с паразитным, рассеянным прозрачными диэлектрическими стенками канала, излучением плазмы газового разряда. При воспламенении пропан-воздушной смеси (2) через время $t \approx 600$ мкс после окончания разрядного

тока из области аэродинамического канала, расположенной вниз по потоку на расстоянии $x = 30$ см от электродов, регистрируется интенсивное излучение полосы СН. При длительности поджигающего импульса $\tau = 200$ мкс время, в течение которого из фиксированной области пространства наблюдается сигнал свечения пламени, равно 450 мкс (см. рис. 2). Использование застойной зоны приводит к стабилизации горения сверхзвуковой пропан-воздушной смеси. Например, застойная зона глубиной $h = 2$ мм при $\tau = 200$ мкс приводит к резкому возрастанию времени горения до 1000 мкс.

Каверна позволила нам использовать для создания поперечного разряда в сверхзвуковом потоке источник постоянного тока с выходным напряжением $U = 2.5-4.5$ кВ. С помощью такого источника невозможно создать разряд в свободном потоке или поперечный разряд в канале без застойной зоны, так как напряжение источника не достаточно для поддер-

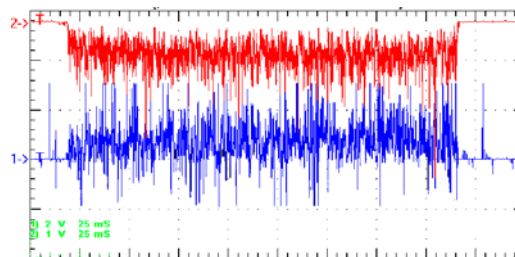


Рис. 3. Временной ход зондового тока (1) и излучения СН* (2) при горении сверхзвукового пропан-воздушного потока в условиях поперечного разряда в застойной зоне $h = 6$ мм, $p = 150$ Тор, $M = 2$, $\tau = 200$ мс, $i = 30$ А.



Рис. 4. Горение пропан-спирт-воздушного потока. $M \leq 1$, $p = 1$ атм, $\tau = 1$ с, $t_{\text{эксп}} = 20$ мс.

жания свободного разряда в сверхзвуковом потоке. Однако такой источник позволяет поддерживать поверхностный разряд в камере в течение $t = 1-2$ с. Слаботочный источник высоковольтных импульсов, генерирующий импульсное длительное время 10-20 мкс с частотой повторения импульсов 50 Гц использовался для инициации пробоя разрядного промежутка. При малых разрядных токах разряд нестабильный и воспламенение сверхзвукового пропан-воздушного потока происходит нерегулярно только в короткие промежутки времени длительностью $t = 100-500$ мкс. С увеличением разрядного тока интенсивность излучения СН* и сигнал от двойного зонда, расположенного на выходе ($x = 20$ см) аэродинамического канала, резко возрастают, что подтверждает воспламенение и горение сверхзвукового пропан-воздушного потока (см. рис. 3). Полученные результаты показывают возможность использования камеры для стабилизации пламени при горении сверхзвукового пропан-воздушного потока.

Экспериментально получено также, что при использовании камеры глубиной $h = 17$ мм и длиной $L = 70$ мм с ростом разрядного тока время задержки воспламенения уменьшается, при этом стационарный режим горения устанавливается быстрее. Так при малых разрядных токах ($i < 10$ А), то есть для малых значений вкладываемой в разряд электрической мощности ($W < 2$ кВт) горение начинается только к концу импульса длительностью 750 мс, тогда как при больших разрядных токах ($i \approx 30$ А, $W \approx 6$ кВт) стационарный режим горения устанавливается через 150-200 мс.

В первых экспериментах по использованию низкотемпературной плазмы для стабилизации внутреннего горения высокоскоростного пропан-воздушного потока при атмосферном давлении окружающего воздуха использовался короткий аэродинамический канал, который применялся нами при изучении стабилизации горения при низких $p < 100$ Тор давлениях воздуха. Продольный размер камеры сгорания в этом случае меньше 10 см. На рис. 4 представлена интегральная фотография плазменно-стимулированного горения в короткой камере сгорания. При этом топливо не успевает полностью сгореть внутри короткого канала. Об этом также свидетельствуют показания датчика пропана. В условиях этого эксперимента полнота сгорания меньше 50 %.

Для того чтобы повысить эффективность горения, необходимо было увеличить время нахождения топлива внутри камеры сгорания, т.е. либо уменьшить скорость потока, что для нас неприемлемо, либо увеличить ее продольные размеры. Был разработан и изготовлен новый аэродинамический канал с переменным сечением, причем отношение выходного сечения к входному $S_2/S_1 = 12$. Продольная длина канала 50 см. Общий вид канала представлен на фотографии (рис. 5). Канал оснащен системой создания высокоскоростного воздушного потока, системой синхронизации и управления экспериментом, системой инъекции пропана

и жидкого углеводородного топлива, системой воспламенения и поддержания горения, блоками питания, тензовесами, датчиками давления,

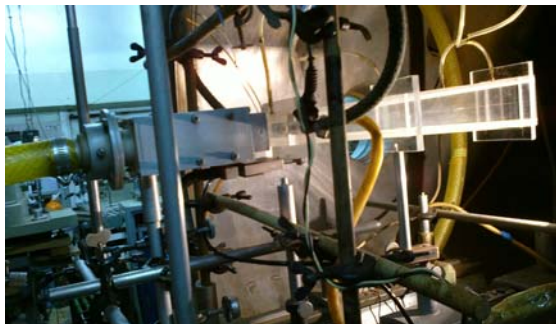


Рис. 5. Общий вид аэродинамического канала.

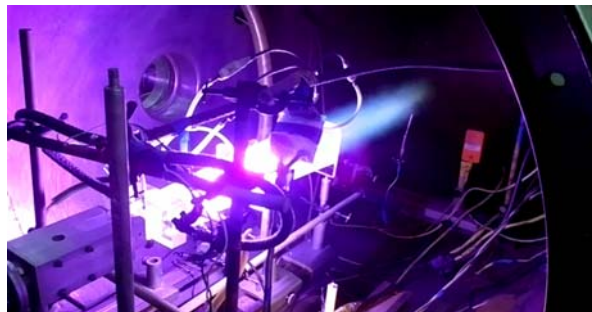


Рис. 6. Стабилизация плазменно-стимулированное горение внутри аэродинамического канала.

термопарами, двойным электрическим зондом, цифровой высокоскоростной видеокамерой, цифровым фотоаппаратом, теневой установкой, двухпроводной микроволновой диагностической линией, датчиком пропана, цифровыми осциллографами и компьютерами. В данном канале получена стабилизация горения пропан-воздушного потока. На рис. 6 представлен фрагмент горения воздушно-углеводородного потока при атмосферном давлении, при этом полнота сгорания топлива достигает 95 %.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-01091-а).

ПОЛНОТА СГОРАНИЯ В УСЛОВИЯХ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПРОПАН-ВОЗДУШНЫХ ПОТОКОВ

Аспирант *А.Ю.Бауров*, аспирант *Копыл П.В.*, мл.науч.сотр. *Сурконт О.С.*, профессор *Шибков В.М.*, доцент *Шибкова Л.В.*

В работе реализована стабилизация горения на пластине, обтекаемой свободным высокоскоростным пропан-воздушным потоком, при создании на ее внешней поверхности низкотемпературной газоразрядной плазмы. Для измерения продольного (вдоль потока) распределения температуры газа регистрировался спектр излучения пламени на различных расстояниях от кончиков электродов. Спектр фиксировался с помощью цифрового двухканального спектрографа AvaSpec-2048-2-DT. Температура газа T_g определялась из сравнения экспериментально измеренных и синтезированных молекулярных полос (0;0) и (1;1) циана с длинами волн кантов $\lambda = 388.3$ нм и $\lambda = 387.1$ нм. При моделировании спектра распределение по

вращательным и колебательным уровням предполагалось больцмановским. Использовались разработанные нами программы для расчета спектров и отдельно для расчета факторов Хенля-Лондона. Расчеты производились в среде Matlab по программе, позволяющей накладывать заранее заданное уширение на вращательные переходы, полученного при расчете молекулярного спектра. На рис. 1 представлены экспериментально полученные спектры излучения пламени при горении пропан-воздушного потока. Видно, что в области разряда вблизи электродов спектр состоит только из полос CN, тогда как на больших расстояниях ($z = 15-25$ см) от разрядной области спектр излучения пламени содержит в основном полосы радикала CH. Получено, что в области существования разряда $z = 0-10$ см от кончиков электродов температура газа изменяется от 2500 до 2000 К, тогда как вне разряда на расстоянии $z = 15$ см температура пламени равна приблизительно 1800 К, постепенно уменьшаясь вниз по потоку.

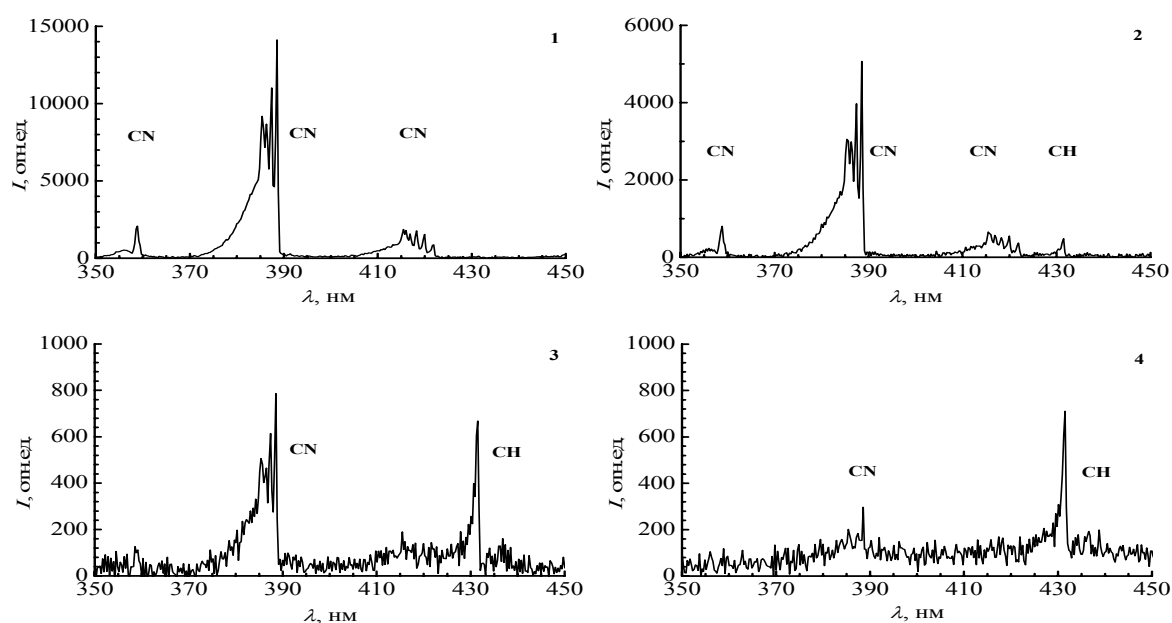


Рис. 1. Спектр пламени при горении пропан-воздушного потока на различных расстояниях от кончиков электродов z , см: 1 – 6; 2 – 8; 3 – 15; 4 – 25.

В эксперименте инъекция пропана производилась в течение 1 с в высокоскоростной поток воздуха (длительность потока 2 с) с временной задержкой 0.5 с относительно старта воздушного потока. В течение времени инъекции пропана на внешней поверхности пластины создавался разряд. Система спектральных измерений позволяла регистрировать с экспозицией 20 мс сорок спектров за одну секунду. На рис. 2 представлен временной ход температуры пламени, измеренный на расстоянии $z = 12$ см. Видно, что средняя за время горения пропана температура пламени поряд-

ка 1850 К, причем спустя 200 мс после воспламенения осуществляется стабилизация плазменно-стимулированного горения.

Экспериментально реализована стабилизация внешнего (на поверхности пластины) горения дозвукового спирт-пропан-воздушного потока. Определение степени ионизации газа при горении воздушно-углеводородных потоков проводилось методом измерения поглощения зондирующего маломощного (100 мВт) микроволнового излучения. Для этого применялась двухпроводная линия. В качестве источника микроволнового излучения был выбран СВЧ-генератор, работающий на длине волны 8 мм. Вначале использовалась двухпроводная линия, изготовленная из молибденовых проволочек толщиной 0.3 мм, расстояние между которыми было 4 мм. Такая конструкция позволяет локализовать в малой области зондирующее излучение и избежать его рефракции на высокоскоростном потоке пламени, что невозможно предотвратить в стандартных методах подвода диагностического микроволнового излучения. Двухпроводная линия располагалась перпендикулярно потоку на расстоянии 15 см от кончиков электродов. Это предотвращало замыкание разряда на двухпроводную линию. Было получено, что концентрация электронов при создании разряда в воздушном потоке без инъекции пропана и спирта не превышала 10^9 см^{-3} . Первые же пуски с инъекцией газообразного или жидкого углеводорода привели к тому, что проволочки, находящиеся в зоне пламени, расплавились в течение 200-300 мс после начала горения. Этот факт был зафиксирован с помощью высокоскоростной видеокамеры. После этого была проведена модификация двухпроводной линии. Проволочки были заменены на пластины толщиной 1 мм и шириной 3 мм. Такая конструкция выдерживала тепловые нагрузки без расплавления в течение двух секунд. Концентрация электронов, измерялась на расстоянии 15 см от электродов вниз по потоку с помощью модифицированной двухпроводной линии по поглощению зондирующего маломощного микроволнового излучения. Показано, что концентрация электронов при создании разряда в воздушном потоке без инъекции углеводородов не превышает величины 10^9 см^{-3} . При горении спирта концентрация электронов в области пламени достигает величины $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а при горении пропана равна $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

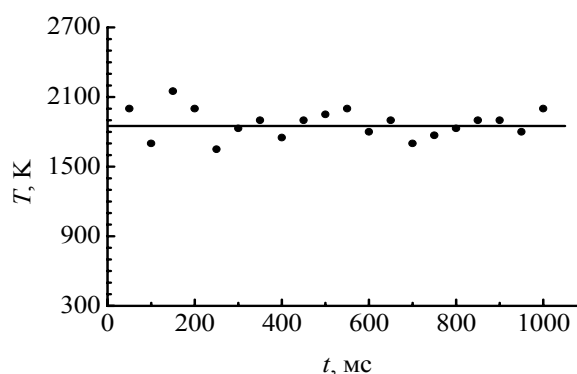


Рис. 2. Температура пламени при горении высокоскоростного пропан-воздушного потока на расстоянии $z = 12$ см от кончиков электродов.

Температура пламени при горении углеводородного топлива измерялась также с помощью накаливаемого зонда. Расчет для плотности тока насыщения j_0 на двойной накаливаемый зонд проводился по формуле:

$$j_0 = AT^2 \exp\{-F/kT\},$$

где $A = A_0(1 - \bar{r})$, $A_0 = 4\pi e k^2 m_e / h = 120.4 \text{ А/см}^2\text{К}^2$, F – работа выхода электрона, в расчете принималось, что усредненный по энергиям коэффициент отражения электронов от поверхности эмиттера $\bar{r} = 0.3 - 0.7$.

На рис. 3 представлена рассчитанная калибровочная зависимость тока насыщения на двойной вольфрамовый накаливаемый зонд от температуры. В эксперименте двойной зонд помещался на выходе из канала, в котором осуществлялось воспламенение и стабилизация горения высокоскоростного пропан-воздушного потока. Параметры двойного зонда: материал – вольфрамовая проволока диаметром 1 мм и длиной 2 см; расстояние между зондами – 2 мм; напряжение между зондами – 15 В. После воспламенения пропан-воздушного потока двойной зонд начинает нагреваться, что хорошо видно на рис. 4, где представлен временной ход тока насыщения на двойной зонд, помещенный в область горения высокоскоростного пропан-воздушного потока. Вначале, пока зонд не нагрет и термоэлектронный ток с его поверхности равен нулю, регистрируемый ток определяется концентрацией заряженных частиц в потоке пламени. По мере нагревания зонда горячим потоком ток термоэлектронной эмиссии растет и спустя время приблизительно 1 с после начала горения он выходит на установившееся значение, то есть температура зонда к этому времени принимает стационарное значение. Предполагая, что в установившемся режиме температура зонда будет равна температуре потока, и, используя график зависимости тока насыщения на двойной зонд от температуры (см. рис. 3), была определена температура пламени на выходе из канала. В эксперименте ток термоэлектронной эмиссии за вычетом тока проводимости ионизованного газа (пламени) достигает 40 мкА. Этому соответствует температура пламени на выходе из канала $T = 1800 - 1850 \text{ К}$, что хорошо соответствует температуре пламени, измеренной спектральным методом (см. рис. 2).

Для измерения полноты сгорания углеводородного топлива использовались несколько методик. Во-первых, в эксперименте измерялась температура пламени в условиях высокоскоростного горения. Зная секундные массовые расходы воздуха и пропана можно определить, сколько углеводородного топлива должно сгореть, чтобы нагреть струю пламени до измеренной температуры. Во-вторых, измерялась температура газа в закрытой камере сразу же после пуска. Зная массу воздуха в камере можно определить, какое количество теплоты должно выделиться, чтобы нагреть всю газообразную среду до измеренной температуры, и, соответственно,

сколько топлива должно при этом сгореть. В-третьих, проводилось измерение давления в закрытой камере в процессе пуска воздуха без разряда, с разрядом без горения и в результате горения углеводородного топлива. Отсюда также можно определить долю сгоревшего пропана. В-четвертых, проводилась регистрация концентрации паров воды в камере после сгорания пропана. Зная количество пропана, вводимого в поток, можно рассчитать концентрацию паров воды, которая должна образоваться при полном сгорании пропана.

Сравнивая эту величину с измеренной концентрацией паров воды, образовавшейся в эксперименте, можно рассчитать полноту сгорания про-

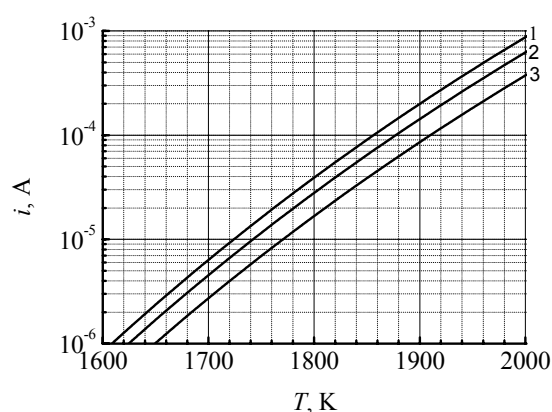


Рис. 3. Зависимость тока насыщения на двойной вольфрамовый накаливаемый зонд от температуры при $\bar{r}$: 1 – 0.3; 2 – 0.5; 3 – 0.7.

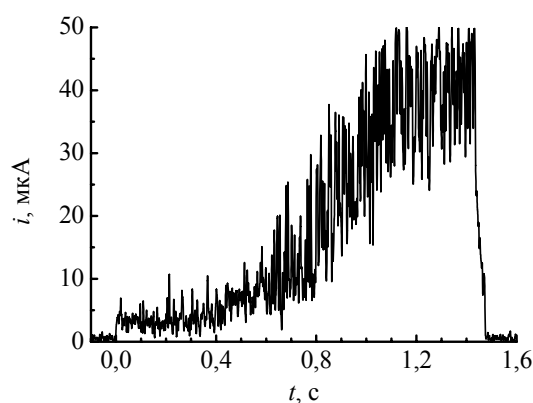


Рис. 4. Временной ход тока насыщения на двойной зонд, помещенный в область горения высокоскоростного пропан-воздушного потока.

пана. Так, например, при скорости потока 450 м/с при полном сгорании пропана должно было образоваться 14.2 г воды, а экспериментально измеренное по изменению абсолютной влажности в камере количество образовавшейся воды получилось 13.8 г. Этому соответствует полнота сгорания 97 %. Полнота сгорания определялась также с помощью датчика пропана, расположенного внутри закрыто камеры. Полученные всеми рассмотренными выше методами результаты подтверждают, что в условиях низкотемпературной газоразрядной плазмы в дозвуковом потоке происходит полное сгорание углеводородного топлива, а в сверхзвуковых потоках полнота сгорания достигает 95 %. Полученные результаты подтверждают эффективность использования низкотемпературной плазмы для увеличения эффективности горения высокоскоростных воздушно-углеводородных потоков.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-01091-а).

СОДЕРЖАНИЕ

Подсекция «Оптика и лазерная физика»

НЕСТАЦИОНАРНОЕ КОГЕРЕНТНОЕ АНТИСТОКСОВО РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ГАЗАХ И СТАТИСТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА ГАЗООБРАЗНОЙ СРЕДЫ Никитин С.Ю.	5
ФРАКТАЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ В АНАЛИЗЕ ЯВЛЕНИЙ ДИФРАКЦИИ И ИНТЕРФЕРЕНЦИИ Короленко П.В., Рыжикова Ю.В.	13
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИФРАКЦИИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ В ГЕОМЕТРИИ ЛАУЭ Свяховский С.Е., Майдыковский А.И.	16
ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛОСКОГО ОНДУЛЯТОРА С УЧЕТОМ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЕГО ОСИ Михайлин В.В., Жуковский К.В., Кудюкова А.И.	18
УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА СУБРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ С ПРОСТРАНСТВЕННО- НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМОЙ Иванов К.А., Шуляпов С.А., Урюпина Д.С., Ларькин А.С., Савельев-Трофимов А.Б., Брантов А.В. (ФИАН), Быченков В.Ю. (ФИАН), Русаков А.В. (ИЯИ РАН), Лапик А.М. (ИЯИ АН), Недорезов В.Г. (ИЯИ)	28
ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ МЕТОДОМ СПОНТАННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА Амитонова Л.В., Федотов И.В., Федотов А.Б., Желтиков А.М.	30
СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $\text{SrF}_2 - \text{EuF}_2$ Каримов Д.Н. (ИК РАН), Колобанов В.Н., профессор Михайлин В.В., Цышнатий О.В. (НИИЯФ МГУ)	34

Подсекция «Радиофизика, физическая электроника и акустика»

ВЕРТИКАЛЬНО РАСПРЕДЕЛЕННЫЕ ПРОТЯЖЕННЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ПРИЁМНЫЕ СИСТЕМЫ ПРИ НАЛИЧИИ ПОДВОДНЫХ ТЕЧЕНИЙ Гордиенко В.А., Некрасов В.Н. (ВНИИФТРИ), Краснописцев Н.В. (ВНИИФТРИ)	39
ФОРМИРОВАНИЕ МНОГОЛУЧЕВОЙ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ В ЦИФРОВЫХ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ФАР Лу Гомин, Захаров П.Н., Королев А.Ф., Сухоруков А.П.	42
РАДИАЛЬНАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В ИНДУКТИВНОМ ВЧ РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ Кралькина Е.А., Неклюдова П.А., Павлов В.Б.	45
ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА РАМЗАУЭРА НА ЧАСТОТУ УПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ В ПЛАЗМЕ ИНДУКТИВНОГО РАЗРЯДА В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ Кралькина Е.А., Неклюдова П.А., Павлов В.Б.	48

НЕЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ Арсеньян Т.И., Бабанина М.И., Сухарева Н.А., Сухоруков А.П.	51
ЯВЛЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ АМПЛИТУДОЙ ОТ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР С ПОТЕРЯМИ Козарь А.В., Трофимов А.В.	55
БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ИНВАРИАНТЫ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО Z-ПИНЧА Юсупалиев У.	58
Подсекция «Физика конденсированного состояния и физика полупроводников»	
КВАНТОВЫЕ ОСНОВНЫЕ СОСТОЯНИЯ МАТЕРИИ: СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И МАГНЕТИЗМ – ЕДИНСТВО И БОРЬБА ПРОТИВОПОЛОЖНОСТЕЙ Васильев А.Н.	83
ФЛЕКСОМАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ Пятаков А.П.	91
ИЗМЕНЕНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА В СИСТЕМЕ Pd-In-Ru ПОСЛЕ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО ГИДРИРОВАНИЯ Авдюхина В.М., Акимова О.В., Левин И.С., Ревкевич Г.П.	102
ПРОЦЕСС $\alpha \rightarrow \beta$ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ФОЛЬГЕ СПЛАВА Pd-6вес.%In-0,5вес.%Ru-H Акимова О.В., Авдюхина В.М., Левин И.С., Ревкевич Г.П.	105
ДВУХЩЕЛЕВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ДОПИРОВАННЫХ РТУТНЫХ КУПРАТОВ Кульбачинский С.В., Пономарев Я.Г., Фишер Л.М. (ФГУП ВЭИ).....	108
Подсекция «Биохимическая и медицинская физика»	
БИОЛОГИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФОТОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ Белоусов А.В., Близнюк У.А., Борщegovская П.Ю.	113
ПСИХОФИЗИОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ВОСПРИЯТИЯ СЛУХОВЫМИ НЕЙРОНАМИ МУЗЫКИ И РЕЧИ Гордиенко В.А., Гордиенко Т.В., Исaiчев С.А., Амосов М.В.	116
НАНОЧАСТИЦЫ МАГНЕТИТА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ И ЛАЗЕРНОЙ РЕГЕНЕРАЦИИ ХРЯЩЕВЫХ ТКАНЕЙ Соболь Э.Н., Баум О.И., Омельченко А.И., Сошникова Ю.М., Ватрина А.С.	120
ПРИМЕНЕНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОМПОНЕНТОВ КРОВИ Черкасова О.П. (ИЛФ СО РАН), Смирнова И.Н. (ИПЛИТ РАН), Назаров М.М. (ИПЛИТ РАН), Шкуринов А.П.	123
ИТЕРАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В ЗАДАЧАХ ИССЛЕДОВАНИЯ ИНТРООКУЛЯРНЫХ ЛИНЗ Панкратова Ю.В., Кознова М.В., Ларичев А.В.	125

ИК-ФУРЬЕ И ИМПУЛЬСНАЯ ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИИ КОМПЛЕКСОВ БЕЛКА И МОДЕЛЬНЫХ СИСТЕМ С КРАУН-ЭФИРОМ Бородин А.В., Брандт Н.Н., Чикишев А.Ю., Карговский А.В., Луо К. (Китай), Манькова А.А., Сакодынская И.К., Шкуринов А.П., Ванг К.Дж. (Китай), Жао И. (Китай), Жанг К.Ч. (США)	128
ДИАГНОСТИКА СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ Ширшин Е.А., Жданова Н.Г., Тихонова Т.Н., Фадеев В.В.	130
Подсекция «Теоретическая и математическая физика»	
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ СОГЛАСОВАННОЕ ТРЕХПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ Николаев П.Н.	135
ТЕОРИЯ ЛАНДАУ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В СИСТЕМАХ СО СТРУКТУРНЫМ БЕСПОРЯДКОМ Кучанов С.И.	137
ДЕКОГЕРЕНЦИЯ ЭЛЕКТРОНА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С КВАНТОВЫМИ ФЛУКТУАЦИЯМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ Казаков К.А., Никитин В.В.	141
О СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОМ ГРАВИТАЦИОННОМ КОЛЛАПСЕ ПЫЛИ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ Парфенов К.В., Трончук А.М.	144
АНАЛИТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ИССЛЕДОВАНИЮ АСИММЕТРИИ ДЕНЬ-НОЧЬ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО Алешин С.С., Лобанов А.Е., Харланов О.Г.	146
ВЛИЯНИЕ ВОЛНЫ КИРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ НА СВЕРХПРОВОДЯЩУЮ ФАЗУ В ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ ГРОССА-НЕВЁ Хунджуа Т.Г., Жуковский В.Ч., Клименко К.Г.	149
ОДНОПЕТЛЕВЫЕ РАСХОДИМОСТИ ДЛЯ ПОЛЯ СО СПИНОМ 3 В ПРОСТРАНСТВЕ ДЕ-СИТТЕРА В НЕМИНИМАЛЬНОЙ КАЛИБРОВКЕ Попова Е.П., Степаньянц К.В.	152
О ПРОХОЖДЕНИИ ФРОНТА ЧЕРЕЗ ТОЧКИ ЗАМЕДЛЕНИЯ В ЗАДАЧАХ РЕАКЦИЯ-ДИФфуЗИЯ Быков А.А., Нефедов Н.Н., Шарло А.С.	154
МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОСФЕРНЫХ КИНЕТИЧЕСКИХ ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ С «ШИРОМ» МАГНИТНОГО ПОЛЯ Малова Х.В. (НИИЯФ МГУ), Попов В.Ю., Зеленый Л.М. (ИКИ РАН), Мингалев О.В. (ПГИ КНЦ), Мингалев И.В. (ПГИ КНЦ), Артемьев А.В. (ИКИ РАН)	156
ОБРАТНЫЕ ВОЛНЫ И РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛНОВОДОВ С АНИЗОТРОПНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ Делицын А.Л.	159

СВИДЕТЕЛЬСТВУЕТ ЛИ ПОВЫШЕНИЕ ИРРЕГУЛЯРНОСТИ СОЛНЕЧНЫХ ИНДЕКСОВ О НАСТУПАЮЩЕМ СНИЖЕНИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ? Шаповал А.Б. (ИТПЗ РАН), Шнирман М.Г. (ИТПЗ РАН), Courtillot V. (Франция), Le Mouél J.-L. (Франция)	160
---	-----

Подсекция «Методика преподавания»

ВОЗМОЖНО ЛИ ВОЗРОЖДЕНИЕ КАЧЕСТВЕННОЙ ФИЗИКИ: КВАНТОВАНИЕ АТОМА ВОДОРОДА И КВАНТОВАНИЕ ЯДЕР НА КЛАССИЧЕСКИХ ПРИНЦИПАХ? Щека Ю.В. (ИСАА МГУ)	165
РАЗВИТИЕ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ СПОСОБНОСТЕЙ ШКОЛЬНИКОВ ПРИ ИЗУЧЕНИИ ТЕОРЕМЫ О РАВНОМЕРНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ ПО СТЕПЕНЯМ СВОБОДЫ Рыжиков С.Б.	168
КОМПЬЮТЕРНАЯ ВЕРСИЯ ЗАДАЧ СПЕЦПРАКТИКУМА КАФЕДРЫ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА (РЕНТГЕНОГРАФИЯ) Хунджуа А.Г., Бровкина Е.А., Мельников М.М.	169
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕСТИРОВАНИЯ СТУДЕНТОВ 1-ГО КУРСА ПО МЕХАНИКЕ Иванов В.Ю., Полякова И.Б.	172
ТЕСТ ПЕРЕД ЭКЗАМЕНОМ ПО ЭЛЕКТРИЧЕСТВУ И МАГНЕТИЗМУ КАК СПОСОБ ПРОВЕРКИ БАЗОВЫХ ЗНАНИЙ СТУДЕНТОВ Полякова И.Б., Митин И.В., Иванов В.Ю.	175
АНАЛИЗ СТАТИСТИКИ ПОСЕЩЕНИЙ САЙТА "ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В ИНТЕРНЕТЕ" Кэбин Э.И.	178
ПРАКТИКУМ ПО ЦИФРОВОЙ РАДИОЭЛЕКТРОНИКЕ – ОТ ОСНОВ К СОВРЕМЕННЫМ ТЕХНОЛОГИЯМ Волков О.Ю., Марченко В.Ф., Румянцев И.В., Сухарева Н.А., Сухоруков А.П.	183

Подсекция « Науки о Земле»

ПЛАНЕТА ЗЕМЛЯ В СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ Трухин В.И.	191
ОТ «ДЕВЯТОГО ВАЛА» В ОТКРЫТОМ ОКЕАНЕ ДО ВОЛНЫ – УБИЙЦЫ В ШЕЛЬ- ФОВОЙ ЗОНЕ Шелковников Н.К.	192
ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ ЯДЕРНО- И РАДИАЦИОННО-ОПАСНЫХ ОБЪ- ЕКТОВ НА ПРИМЕРЕ ЭКСПЛУАТАЦИИ РОССИЙСКИХ АЭС Гордиенко Т.В., Гордиенко В.А., Старкова М.В. (НО РАО), Рознова Н.С. (РосРАО)	198

ТЕПЛОВАЯ ИНЕРЦИЯ МАНТИИ ЗЕМЛИ В ОТСУТСТВИИ КОНВЕКТИВНОГО И РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА Петрунин Г.И.	202
ИЗМЕНЕНИЯ В МАГНИТУДНО-ЧАСТОТНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПРИ ПРИБЛИЖЕНИИ К ГЛАВНОМУ СОБЫТИЮ Люси́на А.В.	205
ДАННЫЕ СОВРЕМЕННОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ГЕОДЕЗИИ СВИДЕТЕЛЬСТВУЮТ О СЕВЕРНОМ ПОЛЯРНОМ ДРЕЙФЕ ЯДРА ЗЕМЛИ ОТНОСИТЕЛЬНО МАНТИИ Баркин Ю.В. (ГАИШ МГУ).....	209
РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫСОКООРБИТАЛЬНЫХ РАДИОТОМОГРАФИЧЕСКИХ РЕКОНСТРУКЦИЙ ИОНОСФЕРЫ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УРОВНЯХ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ Куницын В.Е., Нестеров И.А., Туманова Ю.С.	213
ВАРИАЦИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАЙОНЕ КИСЛОВОДСКОЙ НАУЧНОЙ СТАНЦИИ, СВЯЗАННЫЕ С СЕЙСМИЧЕСКИМИ СОБЫТИЯМИ Максимочкин В.И., Версан Т.А.	216
ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЙ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ГОРНЫХ ПОРОД И ВНЕЗЕМНОГО ВЕЩЕСТВА Безаева Н.С., Трухин В.И., Gattaccesa J. (США), Rochette P. (Франция), Duprat J. (Франция), Rizza G. (Франция), P. Vernazza (Франция)	219
САМОПОДДЕРЖАНИЕ И УСИЛЕНИЕ ВИХРЕЙ Юсупалиев У., Савенкова Н.П (ВМК)., Шутеев С.А., Складчиков С.А. (ВМК), Юсупалиев П.У., Еленский В.Г.	221
Подсекция «Газодинамика, термодинамика и ударные волны»	
ОБРАЗОВАНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН ОТ ПЛАЗМЕННЫХ АКТУАТОРОВ Знаменская И.А., Мурсенкова И.В., Сысоев Н.Н.	227
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТЕПЛА В ЖИДКОСТИ ВБЛИЗИ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ Винниченко Н.А., Уваров А.В., Плаксина Ю.Ю.	229
КОЛЕБАТЕЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ С ПОРШНЕМ Семенов О.Ю. (Сургутский ГУ).	232
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ С ВЫСОКОСКОРОСТНЫМИ ВОЗДУШНО-УГЛЕВОДОРОДНЫМИ ПОТОКАМИ Бауров А.Ю., Копыл П.В., Сурконт О.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В.	235
ПОЛНОТА СГОРАНИЯ В УСЛОВИЯХ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПРОПАН-ВОЗДУШНЫХ ПОТОКОВ А.Ю.Бауров, Копыл П.В., Сурконт О.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В.	239