

**ДЕМОНСТРАЦИОННЫЕ ОПЫТЫ
С ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЁТКОЙ****Ю.В. Полуштайцев¹⁾, Н.С. Степанов²⁾**¹⁾*Институт металлоорганической химии РАН*²⁾*Нижегородский госуниверситет*

Фазированные антенные решётки (ФАР) широко применяются в современной антенной технике, в частности, в радиолокации. Они привлекательны тем, что позволяют сканировать диаграмму направленности излучения антенны по азимуту без механических перемещений (в т.ч. поворотов) антенны или её частей путём введения управляемого сдвига фаз $\Delta\varphi(t)$ между соседними элементами решётки. Это обстоятельство крайне важно в больших по размерам локаторах дальнего обнаружения (особенно на радиоволнах метрового диапазона), а также в компактных бортовых РЛС летательных аппаратов. Стоит отметить, что разработанная ещё в 70-е годы прошлого века ФАР отечественного истребителя-перехватчика МИГ-31 вплоть до последних лет остаётся лучшей в мировой технике.

В курсах общей физики, начиная с хорошо известного учебника Г.С. Горелика «Колебания и волны», подробно обсуждается методика расчёта диаграммы направленности многоэлементных антенн. Однако ни лабораторных работ, ни лекционных демонстраций на эту тему до настоящего времени в литературе не описано.

Возможности современных языков визуального программирования позволяют моделировать различные физические процессы и представлять результаты в графическом виде на экране монитора или проектора. При этом изменять параметры моделируемой системы можно в реальном масштабе времени. Для этого, например, в пакете LabView (National Instruments) предусмотрены виртуальные органы управления и индикации, располагаемые на отображаемой приборной панели, которые имитируют работу элементов реальных устройств. В такой программной среде может быть смоделирован процесс распространения излучения коллективных фазированных источников (в произвольной комбинации), расположенных на заданном расстоянии друг от друга.

В настоящем докладе описываются демонстрационные опыты, позволяющие на аудиторном экране показывать, как поворачивается «лепесток» диаграммы направленности излучения антенны в зависимости от величины $\Delta\varphi$. На рисунке приведены образцы этих диаграмм для конкретных значений $\Delta\varphi$ при общем числе элементов $N = 6$ и расстояниях между элементами $d = 0,5\lambda$. Во время лекции можно активировать режим автоматического сканирования в заданном секторе. Разность фаз между соседними элементами антенны $\Delta\varphi(t)$ будет циклически меняться во времени в задаваемых пределах. Также можно задать условия гашения обратного луча для общего числа элементов антенны $N = 12$ (два ряда по шесть элементов) при расстоянии между решётками $h = 0,25\lambda$ и разности фаз $\Delta\psi = \pi/2$. Кроме того, про-

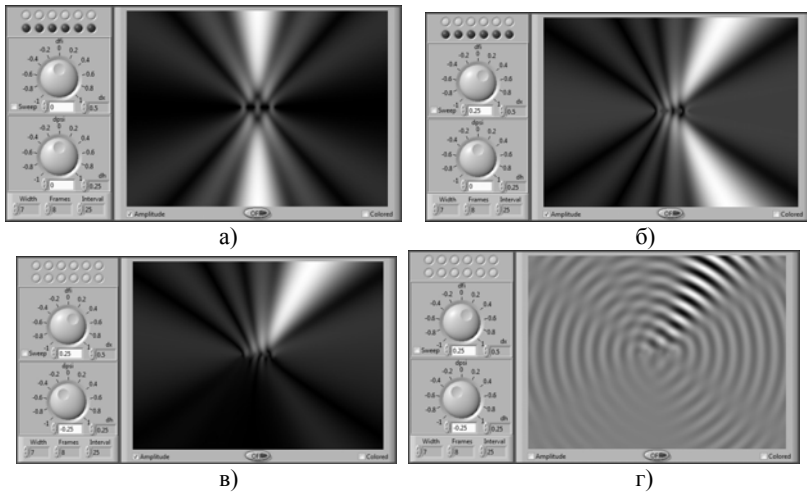


Рис. Распределение излучения многоэлементной антенны: а) $N = 6$, $\Delta\varphi = 0$; б) $N = 6$, $\Delta\varphi = \pi/2$; в) и г) $N = 12$, $\Delta\varphi = \pi/2$.

граммными средствами реализована возможность показывать в динамике и волновое распределение распространяющегося излучения.

ДЕМОНСТРАЦИЯ ФОРМИРОВАНИЯ И УПРАВЛЕНИЯ ДИАГРАММОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ СЛОЖНЫХ АНТЕНН

П.В. Казарин¹⁾, С.Н. Менсов^{1, 2)}, Ю.В. Полустайцев²⁾, Н.С. Степанов¹⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт металлоорганической химии РАН

Вопросы формирования диаграммы направленности многоэлементными антеннами вышли далеко за рамки только научных исследований. В современных коммуникационных устройствах, системах локации радио и акустического диапазона и даже в технике приёма и передачи телевизионных сигналов антенные решётки находят всё более широкое применение. Поэтому этот раздел волновой физики в настоящее время должен входить в программу не только вузовских курсов – выпускнику средней образовательной школы также необходимо иметь адекватное представление о принципах и особенностях работы этих устройств.

Известно, что в многоэлементных антеннах интерференционные эффекты позволяют формировать узкие диаграммы направленности. Этот эффект традиционно демонстрируется посредством поверхностных волн в волновых ваннах, муаровым способом и пр. Однако по причине использования синфазно колеблющихся источников такие демонстрации не позволяют наблюдать ещё одну важную особенность

многоэлементных антенн – формирование асимметричной диаграммы направленности и сканирование излучением (или его приёмом) антенны за счёт задания несинфазности колебаний вибраторов.

Представляются определённые сложности при реализации, как механических устройств, так и муаровых структур, в которых обеспечивалась бы необходимая разность фаз между колебаниями отдельных вибраторов. Кроме того, контраст интерференционной картины, показывающей направление максимальной интенсивности излучения в таких системах, чрезвычайно слаб. В них также сложно показать и динамику излучения многоэлементных структур – муаровые структуры образуют статические изображения, а для поверхностных волн скорость распространения значительна. Поэтому компьютерная демонстрация здесь наиболее наглядно может показать динамику волновых процессов при формировании диаграммы направленности системы элементарных вибраторов.

Предлагаемая демонстрация позволяет моделировать процессы:

- формирования асимметричной диаграммы направленности при изменении фазировки между колебаниями в вибраторах;
- управления диаграммой направленности по угловому излучению (узкая и малолучевая диаграмма) за счёт изменения фазировки колебаний в вибраторах и управления сканированием излучения;

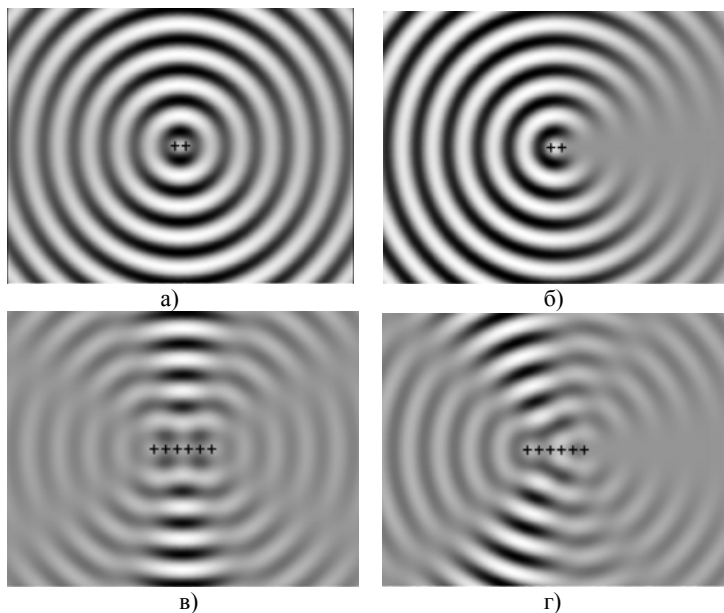


Рис. «Замороженное» волновое распределение излучения антенны из N вибраторов при заданной разности фаз $\Delta\varphi$ и расстоянии $d = 3\lambda/8$ между соседними вибраторами: а) $N = 2$, $\Delta\varphi = 0$; б) $N = 2$, $\Delta\varphi = \pi/4$; в) $N = 6$, $\Delta\varphi = 0$; г) $N = 6$, $\Delta\varphi = \pi/4$.

– формирования однонаправленной диаграммы направленности системой излучателей, состоящей из двух решёток вибраторов, и управления сканированием излучения такой системой.

С этой целью была написана компьютерная программа (на языке программирования высокого уровня в пакете Borland Builder C++), моделирующая работу антенны, состоящей из двух линеек по шесть фазированных излучающих элементов. Созданный программный продукт позволяет наглядно рассматривать в динамике процессы распространения волн любого из 12 источников (отдельно и коллективно), наблюдать получающееся интерференционное распределение с возможностью задания расстояния между источниками колебаний и разности фаз. В качестве примера на рисунке приведены характерные «мгновенные снимки», отображаемые на дисплее монитора.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (12-03-01092-а, 12-03-31770-мол_а).

ВЛИЯНИЕ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ НА ПРОЦЕСС БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОЙ КОНДЕНСАЦИИ В АТОМНЫХ СИСТЕМАХ

С.В. Тарасов¹⁾, В.В. Кочаровский¹⁾, В.В. Кочаровский^{1,2)}

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Texas A&M University, College Station, USA

В статистической физике и термодинамике различных систем распространено мнение, что влияние их поверхностных свойств (таких, как граничные условия) исчезает при переходе к термодинамическому пределу, то есть пределу больших равновесных систем [1]. Однако для фазовых переходов второго рода данный тезис корректен только в области параметров, удаленной от точки перехода. В самом же критическом регионе – области вокруг критической точки, где флуктуации параметра порядка сравнимы с его ожидаемым значением, – влияние граничных условий остается определяющим даже в термодинамическом пределе.

Проиллюстрируем это утверждение, рассмотрев две кубические ловушки одинакового объема V и температуры T , удерживающие равновесный идеальный газ из N бозе-частиц массы m_a и отличающиеся наложенными граничными условиями: периодическими или нулевыми. Энергетические уровни ε_k ловушек, отсчитанные от низшего состояния (т.е. $\varepsilon_0=0$), записываются в виде:

$$\varepsilon_k/T = \alpha \lambda_k, \text{ где } \alpha = \hbar^2 \pi^2 / 2m_a V^{2/3} T, \quad (1)$$

$$\lambda^{(p)} = 4(q_1^2 + q_2^2 + q_3^2), \quad q_i = 0, -1, 1 \dots, \text{ для периодических г.у.,} \quad (2)$$

$$\lambda^{(z)} = q_1^2 + q_2^2 + q_3^2 - 3, \quad q_i = 1, 2, 3 \dots, \text{ для нулевых г.у.,} \quad (3)$$

Корректное описание атомной системы достигается лишь в рамках канонического ансамбля [2], явно фиксирующего полное (а не ожидаемое) число частиц в ловушке N , и дается с использованием механизма «обрезающей связи» [3], позво-

ляющего вычислить распределение числа частиц n вне конденсата (рис. 1), а также статистическую сумму $Z^{(N)}$, определяющую термодинамические свойства системы:

$$\rho_n = \rho_n^{(\infty)} \theta(N-n) / \sum_{m=0}^N \rho_m^{(\infty)}, \text{ где } \theta(x \geq 0) = 1, \theta(x < 0) = 0, \quad (4)$$

$$Z^{(N)} = Z^{(\infty)} \sum_{n=0}^N \rho_n^{(\infty)}, Z^{(\infty)} = \sum_{\{n_k\}} e^{-\sum_k \varepsilon_k n_k / T}. \quad (5)$$

Здесь $\rho_n^{(\infty)}$ – распределение n для системы в той же ловушке, но с независимыми и неограниченными числами заполнения уровней ε_k – находится явно методом Фурье:

$$\rho_n^{(\infty)} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-iun} \Theta_n^{(\infty)}(u) du, \quad \Theta_n^{(\infty)} = \prod_{k \neq 0} (e^{a\lambda_k} - 1) / (e^{a\lambda_k} - e^{iu}). \quad (6)$$

Опишем фазовый переход, рассматривая ловушку с фиксированным спектром и температурой (т.е. зафиксировав $\rho_n^{(\infty)}$ со средним значением N_c и дисперсией σ^2) и считая полное число частиц N параметром (рис. 1). При $N < N_c$ большая часть атомов расположена на высоких уровнях, что соответствует неконденсированной фазе. При $N > N_c$ число надконденсатных частиц насыщается, и фракция атомов на нулевом уровне становится преобладающей, что характерно для развитого конденсата.

Для изучения статистики перейдем к случайной величине $x = (n - N_c) / \sigma$ с нулевым математическим ожиданием и единичной дисперсией. Оказывается [3], что для каждой ловушки с увеличением N_c распределение $\rho_x^{(\infty)}$ величины x перестает зависеть от конкретных значений T и V и стремится к универсальной форме (рис. 2). Опираясь на (6), можно найти этот не зависящий от a предел, определяемый $\{\lambda_k\}$:

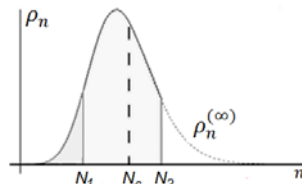


Рис. 1

$$\rho_x^{(\infty)} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-iux + \sum_{m=2}^{\infty} \frac{1}{m} s_m (iu/s_2)^m\right) du, \text{ где } s_m = \sum_{k \neq 0} (\lambda_k)^{-m}. \quad (7)$$

Различия в спектрах $\{\lambda_k\}$ (2) и (3) обуславливают для случаев разных граничных условий разные предельные функции $\rho_x^{(\infty)}$ (рис. 3). Так, вероятность обнаружить $n > N_c$ выше для ловушки с нулевыми г.у. – ее первый возбужденный уровень расположен ниже и более доступен для частиц ($\lambda_1^{(z)}=3, \lambda_1^{(p)}=4$); асимптотика для $x > 0$ имеет вид $\rho_x^{(\infty)} \sim \exp(-\lambda_1 x \sqrt{s_2})$. Состояния $n < N_c$ обусловлены флуктуациями на всех уровнях ловушки: чем уровней больше, тем вероятнее большие отклонения. Хотя плотности состояний для спектров (2) и (3) близки, исключение нулевых квантовых чисел в ловушке с нулевыми г.у. приводит к более быстрому спадаанию соответствующей $\rho_x^{(\infty)}$ при $x < 0$: $\rho_x^{(\infty)} \sim \exp(-16a(x\sqrt{s_2})^3/3\pi^4)$, $a^{(z)}(x) = -x$, $a^{(p)}(x) = -x + 3\pi^{-1} \ln(-x)$.

Для мезоскопической системы, содержащей ровно N атомов, удобно ввести масштаб $\eta = (N - N_c) / \sigma$. Поведение термодинамических параметров в критическом регионе в термодинамическом пределе, согласно (5), наследуется от $\rho_x^{(\infty)}$ и существенно отличается для ловушек-ящиков с различными граничными условиями (пример – удельная теплоемкость на рис. 4).

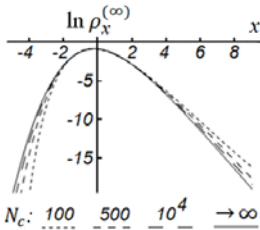


Рис. 2

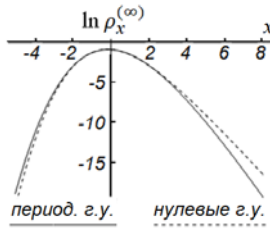


Рис. 3

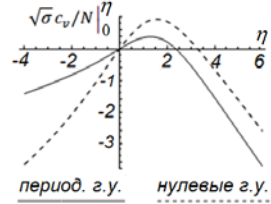


Рис. 4

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 12-02-00855-а).

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.5. Статистическая физика. Часть 1. – М.: Физматлит, 2002. С.363.
- [2] Glaum K., Kleinert H., Pelster A. //Phys. Rev. A. 2007. V.76. P.063604.
- [3] Kocharovsky V.V., Kocharovsky V.I. //Phys. Rev. A. 2010. V.81. P.033615.

ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКИХ ГАРМОНИК ПРИ МОДУЛЯЦИИ СКОРОСТИ ИСТОЧНИКА

С.А. Семиков

Нижегородский госуниверситет

Как правило, генерацию гармоник лазерного излучения реализуют посредством нелинейных эффектов в среде. Здесь рассмотрим новый метод генерации гармоник при распространении света в вакууме, основанный на баллистической теории Ритца.

Баллистическая теория, выдвинутая Вальтером Ритцем в 1908 г., восходит к корпускулярной теории света Ньютона и утверждает, что относительно источника свет испускается со стандартной скоростью c , а относительно системы, в которой источник обладает скоростью V , скорость света равна векторной сумме $c + V$. Эта теория объясняла aberrацию света звёзд, опыты Майкельсона, Физо и Саньяка. Не противоречат ей и поздние эксперименты, включая анализ двойных звёзд [1, 2].

Так, ещё в 1910 г. Д.Ф. Комсток отметил, что сообщаемая свету орбитальная скорость V двойных звёзд исказит их видимое движение. Звезда, летящая по круговой орбите, при сближении посылала бы свет со скоростью $(c + V)$, а при удалении – $(c - V)$, внося лишнее запаздывание света. В итоге видимое движение звезды отличалось бы от предписанного законами Кеплера, что считали аргументом против теории Ритца. А кривая лучевых скоростей звезды $V_r(t)$ в виде синусоиды приобрела бы пилообразную форму, в первом приближении напоминая график скоростей для эллиптической орбиты, вытянутой к Земле. В 1913 г. астрономы П. Гутник и Э. Фрейндлих отметили, что искажение реально наблюдают в виде эффекта Барра, то есть преобладание звёзд с орбитами, вытянутыми к Земле, с долготами периастра ω^* возле 90° . Статистический анализ выявил эффект Барра и у экзопланет. Поскольку для их орбит высокие эксцентриситеты и неоднородное распределение

по ω^* маловероятны, то наблюдается именно искажение наблюдаемых кривых $V_r(t)$.

Искажённая кривая лучевых скоростей лишь в первом приближении соответствует эллиптической орбите, а отклонения, как отметил Э. Фрейндлих, имеют вид гармоник орбитального периода, действительно открытых в звёздных и экзопланетных системах. Причём у последних гармоники интерпретируют как реальное существование экзопланет с периодами, относящимися к основному как 1:2, 1:3, 1:4 и т.д. Так, согласно [3], половине открытых планет присущ орбитальный резонанс 1:2. Хотя теоретически он возможен, но встречался бы редко, и форму графиков $V_r(t)$ проще объяснить не наличием лишних планет с кратными периодами, а модуляцией скорости света, искажающей синусоидальную кривую лучевых скоростей. Это и порождает гармоники, как в клистроне, модулирующем скорость электронов.

Так же исказился бы профиль электромагнитной волны от электрона, крутящегося по орбите радиуса R в магнитном поле, отчего он излучал бы не только на циклотронной частоте f_c , но и на кратных частотах nf_c . Интенсивность и номер n высших гармоник должны расти с увеличением скорости V электрона и расстояния L , пройденного светом в вакууме. Мощность излучения гармоник станет сопоставима с мощностью излучения на f_c , когда ускорение электрона $a = V^2/R$ достигнет порога $a_0 = c^2/L \sim 10^{17}$ м/с² (при $L \sim R \sim 1$ м), то есть при $V \sim c$. Действительно, при $V \sim c$ электроны, наряду с излучением на частоте f_c , генерируют её гармоники, наиболее интенсивные в синхротронах, где электроны с $V \approx c$ генерируют синхротронное излучение. Причём для повышения отношения сигнал/шум излучение выводят через протяжённые вакуумированные каналы. Если для вывода видимого излучения длина каналов $L \sim 1$ м, то для жёсткого рентгеновского излучения – $L \sim 100$ м [4], что объяснимо ростом номера n и мощности высших гармоник по мере роста L .

Скорость можно модулировать и давлением лазерного излучения на атомы или наночастицы, рассеивающие свет и служащие вторичными источниками. Давление света $p = 2I/c$ сообщая сферической частице радиуса $r \sim 10^{-9}$ м, плотности $\rho \sim 10^3$ кг/м³ и массы $m = 4\pi r^3 \rho/3$, ускорение $a = p\pi r^2/m \sim I/\rho cr$. Оно превысит порог генерации $a_0 \sim 10^{17}$ м/с² уже при интенсивности $I_0 \sim 10^{16}$ Вт/см², достижимой в фемтосекундных импульсах [5]. Впрочем, гармоники генерируются и при меньших I , а при $I \sim I_0$ заключённые в гармониках nf и в излучении частоты f мощности – сравнимы.

Рассмотрим генерацию гармоник под действием линейно поляризованной волны с полями $E(t) = E_0 \sin(\omega t)$ и $B(t) = B_0 \sin(\omega t)$. Световое давление p , вызванное силой Лоренца $F(t) \sim r^3 j(t) B(t) = r^3 \sigma E_0 B_0 [1 - \cos(2\omega t)]/2$, быстро меняется за счёт осцилляций поля $B(t)$ и плотности тока $j(t) = \sigma E(t)$ в частице, модулируя с частотой 2ω ускорение $a = F(t)/m$ и скорость V частиц. В итоге профиль волны, переизлучённой электронами проводимости, исказится, приняв форму, близкую к «меандру» $E'(t) = \cos(\omega t) - \cos(3\omega t)/3 + \cos(5\omega t)/5 - \dots$, а у волны от связанных электронов – форму типа «треугольника» $E'(t) = \cos(\omega t) + \cos(3\omega t)/9 + \cos(5\omega t)/25 + \dots$. То есть спектр образуют нечётные гармоники несущей частоты f , вплоть до предельной частоты f^* .

Отметим, что в опытах спектр аттосекундных импульсов, генерируемых в струе газа фемтосекундными импульсами, образован именно нечётными гармониками.

ками несущей частоты f [5]. За быстрым спадом интенсивности первых гармоник идёт их медленное убывание – «плато», подобное асимптотическому убыванию $1/n$ гармоник «меандра» и обрывающееся на частоте f^* . Можно проверить, реализуется ли данный механизм, изучив зависимость спектра импульсов от дистанции L , пройденной светом в вакууме и нарастающей искажение сигнала. А сжатие фемтосекундного импульса и рост его интенсивности I вели бы к росту частот гармоник чуть выше значений nf , от усреднённой по импульсу силы давления света $F \sim r^3 \sigma E_0 B_0 / 2$, ускоряющей частицы и преобразующей их излучение по эффекту Ритца [2].

Итак, эффекты генерации гармоник были впервые предсказаны и получили простейшее объяснение в баллистической теории. В случае её подтверждения отмеченные закономерности позволят повысить эффективность генерации гармоник.

[1] Fox J.G. //Am. J. Phys. 1965. V. 33. P. 1.

[2] Семиков С.А. //В кн.: Тр. XIV-й научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2010 г. /Ред. А.В.Якимов, С.М. Грач. –Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2010, с. 188.

[3] Rodigas T.J., Hinz P.M. //Astrophys. J. 2009. V. 702. P. 716.

[4] Михайлин В., Тернов И. Синхротронное излучение.– М.: Знание, 1988, 64 с.

[5] Крюков П.Г. Фемтосекундные импульсы.– М.: Физматлит, 2008, 208 с.

ГЕНЕРАЦИЯ СВЕРХВЫСОКИХ ГАРМОНИК ПРИ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРАМИ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА: ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА ОПУСТОШЕНИЯ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ АТОМА И МАГНИТНОГО ПОЛЯ ИМПУЛЬСА

А.С. Большухина, М.Ю. Емелин, М.Ю. Рябикин

Институт прикладной физики РАН

В последнее время мощность лазерных источников в ближнем и среднем ИК-диапазонах значительно выросла [1]. Пропорциональность ponderomotorной энергии электрона произведению квадрата длины волны на интенсивность лазерного излучения

$$U_p = e^2 E^2 / 4 m \omega^2 \sim I \lambda^2$$

позволяет значительно расширить плато в спектре высоких гармоник путём использования таких источников.

В данной работе обсуждаются два фактора, которые могут повлиять на интенсивность высоких гармоник и положение высокочастотной границы плато: эффект магнитного поля лазерного излучения, который может быть значительным в случае ионизации атома источниками среднего ИК-диапазона, и опустошение основного энергетического уровня атома. При разных условиях относительная роль этих факторов может быть различна. Целью данной работы является формулирование общих выводов об ограничениях возможности генерации высокоэнергетичных фотонов в процессе генерации высоких гармоник в различных атомарных газах.

Исследование в широком диапазоне параметров на основе полного трехмерного численного моделирования проводить затруднительно, а иногда и невозможно, поэтому в рамках данной работы использовалось широко известное аналитическое приближение – модель Левенштейна [2]. Для учета вышеупомянутых факторов, которые ограничивают процесс генерации высоких гармоник, модель Левенштейна была нами модифицирована. Опустошение связанного состояния атома учитывалось в соответствии с выражением для скорости ионизации, предложенным в [3], а для учета магнитного поля лазерного импульса использована идея, аналогичная предложенной в [4], в основе которой лежит учет движения электрона в направлении распространения лазерного излучения.

На рис. 1 представлены спектры высоких гармоник, полученные в различных приближениях при ионизации атома гелия лазерным излучением с пиковой интенсивностью $I = 1,9 \cdot 10^{15}$ Вт/см² и центральной длиной волны $\lambda = 3,9$ мкм. Из рисунка видно, что спектры, посчитанные с учётом опустошения (два нижних спектра, см. подписи к кривым на рис. 1), имеют ступенчатый вид. Ступеньки образуются вследствие ионизации атома на фронте лазерного импульса. При этом на каждом следующем полупериоде интенсивность лазерного излучения возрастает, что приводит к расширению генерируемого на данном полупериоде плато, но из-за ионизации на предыдущих полупериодах генерация высоких гармоник на данном полупериоде происходит из менее населенного атома, что приводит к уменьшению интенсивности генерируемого высокочастотного излучения. Из рис. 1 также видно, что магнитное поле импульса приводит к уменьшению эффективности генерации (два более светлых спектра по сравнению с двумя более темными, см. подписи). Это связано с тем, что магнитное поле отклоняет электрон от прямолинейной траектории, тем самым понижая вероятность рекомбинации и, соответственно, эффективность генерации.

На рис. 2 представлены зависимости интегральной энергии гармоник с длиной волны менее 4,4 мкм (что соответствует низкочастотной границе водяного окна) при ионизации атома гелия лазерным импульсом с центральной длиной волны $\lambda = 3,9$ мкм от пиковой интенсивности лазерного излучения. Из рисунка видно, что до $I \approx 10^{15}$ Вт/см² основным фактором, ограничивающим эффективность генерации, является магнитное поле лазерного, а при большей пиковой интенсивности доминирующим эффектом становится опустошение связанного состояния атома.

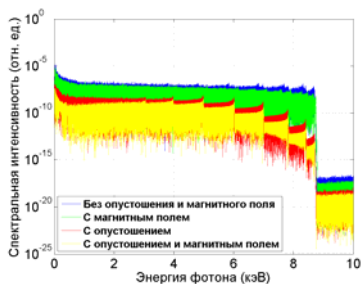


Рис. 1

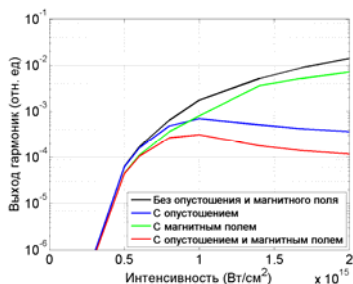


Рис. 2

Вычисления были проведены для разных атомов и ионов (атомы водорода, гелия, ион гелия), разных длин волн лазерного излучения (0,8 мкм, 2 мкм, 3,9 мкм) и в широком диапазоне интенсивностей лазерного импульса. Показано, что при ионизации атомов с малым потенциалом ионизации или при использовании лазеров ближнего ИК-диапазона доминирующим фактором, ограничивающим эффективность генерации высоких гармоник, является опустошение связанного состояния атома. Роль магнитного поля импульса быстро возрастает с ростом длины волны лазерного излучения и с ростом потенциала ионизации атома, что приводит к доминированию данного эффекта в определенном диапазоне интенсивностей, как показано, например, на рис. 2. Кроме этого, показана возможность генерации в атомарном и ионизованном гелии сверхвысоких гармоник с энергиями фотонов до 9 кэВ и нескольких десятков кэВ соответственно.

- [1] Schmidt B.T. et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. V.96, No.12. P.121109.
- [2] Lewenstein M. et al. // Phys. Rev. A. 1994. V.49, No.3. P.2117.
- [3] Tong X.M. and Lin C.D. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2005. V.38, No.15. P.2593.
- [4] Walser M.W. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V.85, No.24. P.5082.

МАГНИТНЫЙ ОТКЛИК ПЛАНАРНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕЦ

С.М. Кузнецова, А.В. Маслов, М.И. Бакунов

Нижегородский госуниверситет

Недавно был предложен новый структурный элемент искусственных магнитных сред – диэлектрические кольца [1]. В отличие от широко используемых металлических разрезных кольцевых резонаторов (см. [2]) даже сплошные (без разреза) диэлектрические кольца обладают как индуктивностью, так и емкостью и, вследствие этого, демонстрируют резонансно усиленный диамагнитный отклик на приложенное переменное магнитное поле. Резонансные свойства колец из тонкого диэлектрического «провода» были исследованы в [1] на основе эквивалентной *LCR* модели. Такая модель, однако, не позволяет описывать широкие кольца (с существенно отличающимися внутренним и внешним радиусами), в которых распределение тока по радиусу является, вообще говоря, неоднородным. Между тем, именно широкие кольца представляют наибольший практический интерес, поскольку, как показано в [1], электрический размер кольца (отношение его диаметра к длине электромагнитной волны на частоте резонанса) уменьшается с увеличением ширины кольца. В настоящей работе исследован магнитный отклик планарного диэлектрического кольца произвольной ширины, помещенного во внешнее гармоническое магнитное поле.

Рассмотрим планарное кольцо толщины ℓ с внутренним радиусом a_1 и внешним радиусом a_2 , помещенное в магнитное поле $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{z}_0 \exp(i\omega t)$, направленное вдоль оси кольца. Считая толщину кольца малой, будем предполагать однородным распределение индукционного тока вдоль z . Поверхностная плотность тока связана с электрическим полем в кольце соотношением $\mathbf{j} = i\omega\epsilon_0(\epsilon-1)\ell\mathbf{E}$, где ϵ – диэлектри-

ческая проницаемость материала кольца. Используя закон Фарадея, приходим к интегральному уравнению для плотности тока

$$j - \frac{\omega^2 \varepsilon_0 (\varepsilon - 1) \ell}{4\pi c^2} \int_{a_1}^{a_2} d\rho' \rho' j(\rho') G(\rho, \rho') = \frac{\omega^2 \varepsilon_0 (\varepsilon - 1) \ell}{2} B_0 \rho,$$

где ядро $G(\rho, \rho')$ имеет вид

$$G(\rho, \rho') = \int_0^{2\pi} \frac{\cos \varphi d\varphi}{\sqrt{\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos \varphi}}.$$

Решение данного уравнения определяет самосогласованное распределение тока $j(\rho)$, возбуждаемого внешним магнитным полем. В отсутствие внешнего поля решение уравнения дает набор собственных частот $\{\omega_n\}$ и собственных функций $\{f_n\}$.

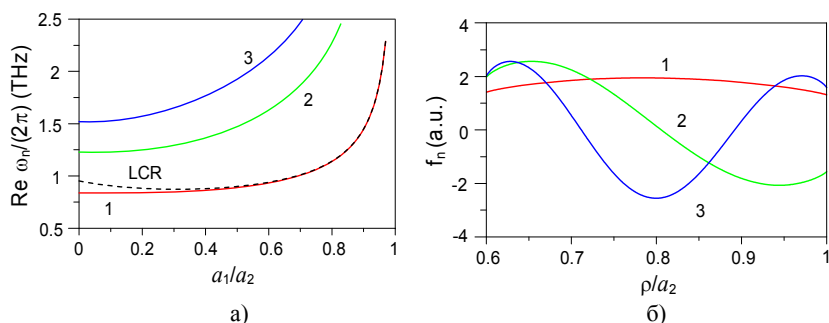


Рис. 1. (а) Собственные частоты и (б) собственные функции для низших мод ($n = 1, 2, 3$). Для (а): $a_2 = 15 \mu\text{m}$, $\ell = 3 \mu\text{m}$, $\varepsilon = 100 - i$. Для (б): $a_1/a_2 = 0,6$.

На рис. 1 приведены $\text{Re } \omega_n$ и $f_n(\rho)$ для низших мод, кривая LCR отвечает сосредоточенной модели кольца и хорошо согласуется с поведением ω_1 при $a_1/a_2 \geq 0,3$. Поскольку частоты $\text{Re } \omega_n$ уменьшаются с ростом отношения a_1/a_2 (рис. 1а), то электрический размер кольца также уменьшается с ростом a_1/a_2 . Как видно из рис. 1б, распределение тока основной моды ($n = 1$) по радиусу является практически однородным, тогда как у высших мод ($n > 1$) распределения токов являются знакопеременными.

Для отыскания отклика на внешнее поле раскладываем плотность тока $j(\rho)$ по найденным собственным функциям f_n (см. [3]). Рассмотрим метаматериал с объемом элементарной ячейки $(2a_2)^3$, состоящий из невзаимодействующих

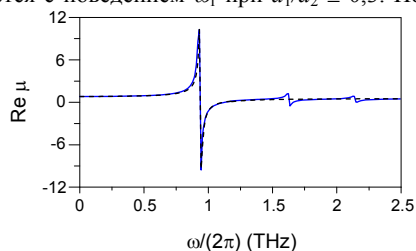


Рис. 2. Зависимость $\text{Re } \mu(\omega)$ при $a_2 = 15 \mu\text{m}$, $a_1/a_2 = 0,6$, $\ell = 3 \mu\text{m}$, $\varepsilon = 100 - i$.

диэлектрических колец. Магнитная восприимчивость метаматериала определяется найденным распределением тока $j(\rho)$:

$$\chi = \frac{\pi}{cB_0(2a_2)^3} \int_{a_1}^{a_2} \rho^2 j(\rho) d\rho.$$

На рис. 2 изображена зависимость от частоты действительной части магнитной проницаемости $\mu = 1 + \chi$. Множественные резонансы соответствуют возбуждению различных мод тока в кольце. Пунктирная кривая изображает результат *LCR* модели, которая неплохо описывает основной резонанс, но не описывает высшие резонансы.

- [1] Jelinek L., Marques R. // J. Phys.: Condens. Matter. 2010. V. 22. P. 025902.
- [2] Pendry J.B., Holden A.J., Robbins D.J., Stewart W.J. // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 1999. V. 47. P. 2075.
- [3] Maslov A.V., Bakunov M.I. // J. Phys.: Condens. Matter. 2013. V. 25. P. 056003.

РОЛЬ КУЛОНОВСКИХ ЭФФЕКТОВ В ПРОЦЕССЕ ГЕНЕРАЦИИ НАПРАВЛЕННЫХ ТОКОВ ПРИ ИОНИЗАЦИИ ГАЗОВ ДВУХЦВЕТНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ПОЛЕМ

Л.Н. Александров, М.Ю. Емелин, М.Ю. Рябкин

Институт прикладной физики РАН

В последнее время в работах по взаимодействию интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с веществом большое внимание уделяется ионизационно-индуцируемому преобразованию лазерного импульса в низкочастотное излучение, в частности, в терагерцовое. Осуществление такого преобразования тесно связано с созданием макроскопических квазипостоянных токов [1–5], эффективность возбуждения которых определяет эффективность генерации терагерцового излучения.

Суть явления возникновения направленных макроскопических токов легко понять на примере отрыва одного электрона. Предположим, что в момент ионизации скорость электрона равна нулю, и после отрыва электрон движется только под действием поля лазерного импульса. Если момент ионизации сдвинут по фазе относительно максимума поля, электрон будет иметь дрейфовую составляющую скорости, которая сохранится после окончания действия импульса. Если среднее значение дрейфовых скоростей всех оторванных за время действия импульса электронов окажется отличным от нуля, то после прохождения импульса в среде будет наблюдаться макроскопический остаточный ток.

Однако на самом деле после момента отрыва на электрон действует не только поле лазерного импульса, но и кулоновский потенциал родительского иона. Для простоты дальнейших рассуждений рассмотрим квазимонохроматическое лазерное излучение. На рис. 1 приведен один период такого поля, а стрелками схематически показана дрейфовая скорость электрона, отрываемого в различные моменты времени. Если бы кулоновский потенциал родительского иона переставал действовать на электрон сразу же после момента его отрыва, то дрейфовая скорость электрона определялась бы только значением векторного потенциала лазерного поля в момент отрыва (показана сплошными стрелками на рис. 1). Но кулоновский потенциал продолжает действовать и на свободный электрон, пока электрон не удалится на достаточное расстояние от кулоновского центра. Таким образом, влияние кулоновского потенциала приводит к добавке в дрейфовую скорость электрона (показана штрих-пунктирными стрелками на рис. 1). В случае симметричной ионизации в обе стороны электроны, оторванные с интервалом в полпериода поля, получают одинаковые по модулю и противоположные по знаку добавки к дрейфовой скорости. В результате средняя дрейфовая скорость всех электронов остается равной нулю (как если бы кулоновский потенциал на свободный электрон совсем не действовал). Но если в силу каких-либо факторов скорость ионизации в разные стороны отличается, то влияние кулоновского потенциала на динамику свободного электрона приводит к возбуждению в среде направленного тока.

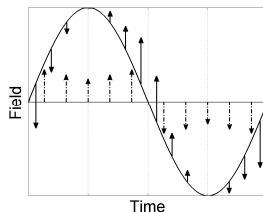


Рис. 1

Одним из способов нарушения симметрии процесса ионизации на разных полупериодах является использование двухцветного лазерного импульса. В случае высокой интенсивности лазерного поля основной вклад в остаточный ток определяется векторным потенциалом импульса в момент отрыва электрона от атома или молекулы. При этом наибольший остаточный ток генерируется, если поля складываются в фазе, при которой максимумы поля основной гармоники совпадают с нулями поля второй гармоники ($\varphi = \pi/2$). В случае же слабой интенсивности основную роль играет взаимодействие с кулоновским потенциалом. При этом оптимальная фаза сложения полей соответствует совпадению максимума поля на одном из полупериодов основной гармоники с максимумом поля второй гармоники ($\varphi = 0$).

Приведенные выше рассуждения подтверждаются расчётами, результаты которых приведены на рис. 2 и 3. На рис. 2 приведена зависимость оптимальной фазы от интенсивности основной гармоники в случае ионизации атома водорода (сплошная кривая – квазиклассический расчёт, пунктирная – квантовомеханический). В области высокой интенсивности атом быстро ионизируется на переднем фронте импульса, в результате чего значение оптимальной фазы оказывается отличным от $\pi/2$. В квазиклассическом расчёте опустошение основного состояния атома не учитывалось, и оптимальная фаза достигает значения $\pi/2$. На рис. 3 приведен результат квантовомеханического расчёта для иона гелия, который не ионизируется полностью

до конца импульса во всем диапазоне интенсивностей. На данном графике наглядно виден постепенный переход от оптимальной фазы $\varphi = 0$ к $\varphi = \pi/2$.

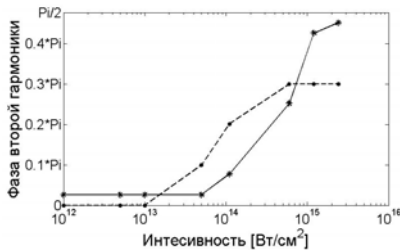


Рис. 2

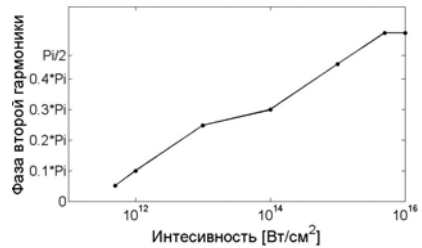


Рис. 3

Полученные в работе результаты демонстрируют важность учета влияния кулоновских эффектов на процесс генерации остаточного тока при ионизации газов интенсивными лазерными импульсами.

- [1] Krefß M., Löffler T., Thomson M.D., Dörner R., Gimpel H., Zrost K., Ergler T., Moshammer R., Morgner U., Ullrich J., Roskos H.G. // Nat. Phys. 2006. V.2, No.5. P.327.
- [2] Kim K.-Y. et al. // Opt. Express. 2007. V.15, No.8. P.4577.
- [3] Gildenburg V.B., Vvedenskii N.V. // Phys. Rev. Lett. 2007. V.98, No.24. P. 245002.
- [4] Silaev A.A., Vvedenskii N.V. // Phys. Rev. Lett. 2009. V.102, No.11. P. 115005.
- [5] Alexandrov L.N., Emelin M.Yu., Ryabikin M.Yu. // Phys. Rev. A. 2013. V.87, No.1. P. 0134142.

ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСИИ МАТЕРИАЛА ЛИНЗЫ НА ФОКУСИРОВКУ УЛЬТРАКОРОТКИХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

С.Н. Жуков, Н.Е. Михайлычев

Нижегородский госуниверситет

Фокусировка терагерцовых импульсов является важным этапом процесса широкополосной терагерцовой спектроскопии. Особенность применяемых при создании фокусирующих систем для терагерцового излучения материалов такова, что даже в относительно узкой области таких частот они обладают сильной частотной дисперсией показателя преломления, что необходимо учитывать в процессе моделирования фокусирующих систем. Для оценки влияния частотной дисперсии показателя преломления на фокусировку ультракоротких терагерцовых импульсов в данной работе использованы методы Фурье-оптики [1].

Рассмотрим систему, представленную на рис. 1. Терагерцовый импульс, генерируемый в точке $z = 0$, падает на плоско-выпуклую цилиндрическую линзу ширины $2R$ и радиуса кривизны R_L с фокусным расстоянием F , расположенную в точке $z = z_1$.

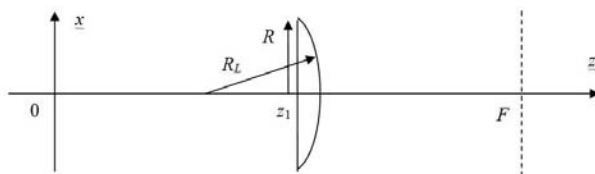


Рис. 1

Показатель преломления линзы для случая без дисперсии будем считать постоянным и равным 1,7, а для учета дисперсии зададим его при помощи уравнения Зельмейера [2]:

$$n^2 - 1 = \frac{0.663044\lambda^2}{\lambda^2 - 0.060^2} + \frac{0.517852\lambda^2}{\lambda^2 - 0.106^2} + \frac{0.175912\lambda^2}{\lambda^2 - 0.119^2} + \frac{0.565380\lambda^2}{\lambda^2 - 8.844^2} + \frac{1.675299\lambda^2}{\lambda^2 - 20.742^2},$$

соответствующего распределению показателя преломления для кристаллического кварца.

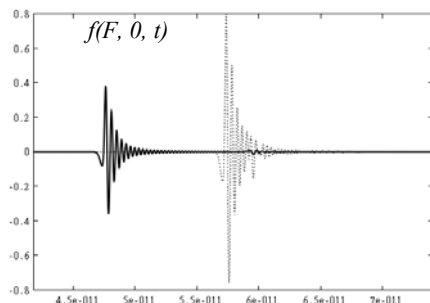


Рис. 2

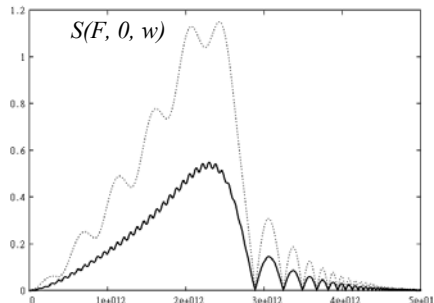


Рис. 3

В качестве объекта моделирования выбран терагерцовый импульс, возбуждаемый при оптической ректификации ТМ-поляризованного ультракороткого лазерного импульса амплитудой E_0 , распространяющегося со скоростью $V = c/n_g$, где n_g – оптический групповой показатель преломления, через нелинейный кристалл ZnTe толщиной d [3]. Спектр волнового поля импульса на выходе из кристалла имеет следующий вид:

$$S_0(g, \omega) = \frac{p_y l_{\perp} \tau}{c^2 k_c^2 / \omega^2 - n_g^2} e^{-\frac{g^2 l_{\perp}^2}{4}} e^{-\frac{\omega^2 \tau^2}{4}} \left(\frac{k_v + \omega/V}{k_v + k_c} e^{-ik_c d} - e^{-i\frac{\omega d}{V}} \right),$$

где p_y – амплитуда нелинейной поляризации, d_{14} – нелинейный коэффициент,

$$k_{v,c} = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_{v,c} / c^2 - g^2},$$

g – поперечное волновое число, $l_{\perp}$ – характерная ширина волнового фронта, τ – характерная длительность импульса. Диэлектрические проницаемости вакуума и кристалла равны $\varepsilon_v = 1$ и

$$\varepsilon_c = \varepsilon_\infty + (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) \omega_{TO}^2 / (\omega_{TO}^2 - \omega^2 + i\gamma\omega).$$

На рис. 2 представлены временные распределения ультракороткого импульса, сфокусированного линзой без учета дисперсии (пунктирная кривая) и с учетом дисперсии (сплошная кривая). На рис. 3 представлены частотные спектры для обоих случаев.

Как следует из результатов моделирования, частотная дисперсия материала линзы существенно влияет как на форму фокусируемого ультракороткого терагерцового импульса, так и на его спектр, что приводит к пространственному перераспределению волнового поля, изменению длительности импульса и снижению его максимальной амплитуды в пятне фокуса.

- [1] Зверев В.А. Радиооптика. Преобразования сигналов в радио и оптике. – М.: Сов. радио, 1975, 304 с.
- [2] <http://refractiveindex.info/?group=CRYSTALS&material=SiO2>
- [3] Bakunov M.I., Bodrov S.B., Maslov A.V., Hangyo M. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 085346.

СУБДОПЛЕРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МОЛЕКУЛ

А.А. Лапинов¹⁾, Г.Ю. Голубятников²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

В современном мире спектроскопия играет одну из важнейших ролей: спектрометры используются во многих отраслях нашей жизни и с каждым годом прикладных задач спектроскопии становится все больше.

В научной сфере спектроскопия также играет весомую роль, например, в радиоастрономии, для изучения процессов протекающих в космических объектах. Но для подавляющего большинства спектров точности, полученной методом традиционной спектроскопии, недостаточно. Этот пробел с успехом может быть устранен благодаря нелинейной спектроскопии на основе провала Лэмба [1]. Измерения вращательных переходов молекулы ОС в диапазоне 40 – 500 ГГц на спектрометре, созданном в Институте прикладной физики РАН, показали согласие частот переходов с ранее измеренными значениями на аналогичной установке в г. Кельн (Германия) [2] на уровне 1 кГц, что является показательным результатом. Характерная точность в данном диапазоне частот в традиционной спектроскопии составляет 30 – 100 кГц.

С использованием провала Лэмба нами были выполнены исследования вращательного спектра молекулы HC_3N , или цианоацетилена, представляющей особый интерес для радиоастрономии. Эта молекула является одной из самых обильных в цепочке цианополининов в межзвездной среде (следующей после синильной кислоты HCN). Как и другие цианополинины, HC_3N имеет изотопологи, которые могут наблюдаться как в областях звездообразования, так и в лабораторных условиях.

Исследована сверхтонкая структура измеренных переходов, обусловленная взаимодействием квадрупольного момента ядра азота с электрическим полем молекулы и характеризующаяся разной величиной полного углового момента молекулы $F=J+I$. Более чем на порядок повышена точность частот вращательных переходов для H^{13}CCCN , HC^{13}CCN , HCC^{13}CN и HCCC^{15}N .

Кроме этого выполнено исследование торсионно-вращательного спектра метанола (CH_3OH) в диапазоне частот 48–510 ГГц. Эта молекула является довольно распространенной в межзвездной среде и по количеству линий, зарегистрированных в областях звездообразования в интервале от 6 ГГц до ~ 1 ТГц, по-видимому, не имеет аналога. Такое богатство спектра объясняется не только тем, что метанол является слегка асимметричным волчком, в котором разрешены переходы как а-типа, так и b-типа (соответственно, внутри и между разными К-лесенками), но еще и возможностью внутренних вращений метильной группы относительно CONH , что делает спектр намного богаче. При помощи созданного в ИПФ РАН спектрометра нами были выполнены субдоплеровские измерения большого количества переходов для А- и Е-метанола в основном и двух возбужденных торсионных состояниях.

Измерения новым методом позволили увеличить точность определения частот переходов на 1–2 порядка в сравнении со значениями частот, полученными ранее традиционным методом. Стоит отметить, что из-за различий полного ядерного спина метильной группы в А-метаноле ($I = 3/2$) и в Е-метаноле ($I = 1/2$) какие либо переходы (как радиационные, так и столкновительные) между ними являются крайне маловероятными, и поэтому их фактически можно рассматривать как две энергетически независимые компоненты. Практически все вновь измеренные на основе провала Лэмба частоты имеют точность на уровне или лучше 1 кГц. Впервые измерено расщепление большого количества торсионно-вращательных переходов b-типа для Е-метанола, а также в А-метаноле, начиная с первого возбужденного состояния. Типичные спектры торсионно-вращательных переходов b-типа, демонстрирующие такое расщепление для основного состояния Е-метанола, приведены на рисунке. Тот факт, что для обоих переходов центр линий смещен из нуля на

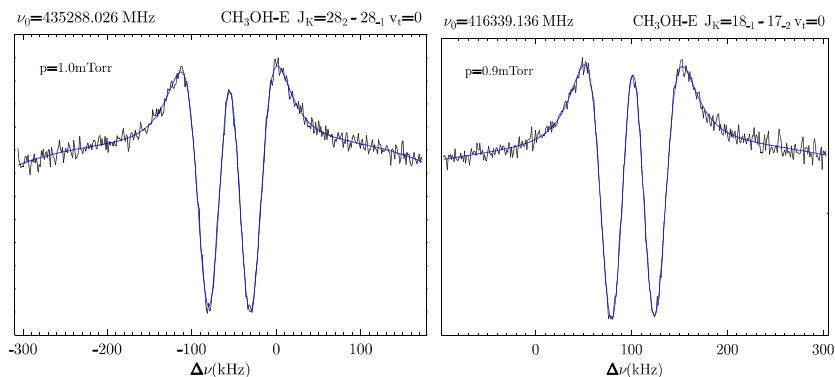


Рис.

величину, близкую к 100 кГц, говорит о величине ошибки частот, предсказанных на основе традиционной спектроскопии.

- [1] Летохов В.С., Чеботаев В.П. Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения // – М.: Наука, 1990, 512 с.
- [2] Golubiatnikov G.Yu., Lapinov A.V., Guarnieri A., Knoechel R. // J. Mol. Spectrosc. 2005. V. 234. P. 190.

ДИФфуЗИЯ БРОУНОВСКОЙ ЧАСТИЦЫ В ПОТОКЕ ФОНОВОГО ГАЗА С РАЗЛИЧНЫМИ ПРОФИЛЯМИ СКОРОСТИ

Н.С. Павлычев, Е.З. Грибова

Нижегородский госуниверситет

Рассматривается задача описания статистических характеристик броуновской частицы (продольная и поперечная скорость частиц на детекторе и время достижения детектора) в потоке фонового газа с различными профилями скорости. Источник испускает частицы в двумерную область, ограниченную отражателем слева, с которым частицы испытывают абсолютно упругий удар, и поглощающим частицы детектором справа. Ограниченную область заполняет ламинарный поток фонового газа, профили которого изменяются в процессе исследования. Примесь испытывает воздействие потока с силой вязкого трения, пропорциональной относительной скорости частицы. Межмолекулярное взаимодействие с частицами среды описывается случайной силой $A(t)$, которая представляет собой гауссов процесс с нулевым средним и с корреляционным тензором

$$\langle A_i(t) A_j(t + t') \rangle = 2D \delta_{ij} \delta(t'),$$

где D – коэффициент молекулярной диффузии, δ_{ij} – символ Кронекера, угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций случайной силы. Различные профили скорости потока фонового газа задаются функциями: линейный профиль – $v_0(x) = v_{\max}(x+L)/2L$, течение Пуазейля – $v_0(x) = v_{\max}(L^2 - x^2)/L^2$, синусоидальный профиль – $v_0(x) = v_{\max} \sin(\pi x/L)$, течение с тангенциальным разрывом скорости на границах системы, где L – расстояние от источника до детектора по оси Ox .

Стохастические уравнения решаются численно с помощью моделирования случайной силы. Характерные параметры среды постоянны для всех моделируемых случаев и соответствуют значениям в задаче диффузии частиц сажи в приземном слое атмосферы ($D = 1,2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}^3$, $\beta = 1,2 \text{ с}^{-1}$, $L = 100 \text{ см}$, $v_{0x} = 10 \text{ см/с}$, $v_{0y} = 1 \text{ см/с}$).

На гистограмме времени достижения частицей детектора наблюдается отчетливый статистический максимум. Гистограмма поперечной скорости частицы на детекторе имеет нормальный вид и аппроксимируется распределением Гаусса с определяемой дисперсией и математическим ожиданием [1]. Сравнение полученных результатов для всех модельных экспериментов с различными профилями

скорости фонового газа доказывает независимость данных распределений от формы профиля.

Гистограмма продольной скорости частицы на детекторе имеет колоколообразный вид с асимметрией. Для определения роли отраженных частиц в статистическом распределении продольной скорости была проведена серия экспериментов для системы без отражателя. В результате получены нормальные распределения с одинаковой дисперсией для всех видов профилей. На рис. 1 приведены результаты для параболического профиля. Таким образом, сложная форма распределения продольной скорости обусловлена приходом отраженных частиц. Данный вывод подтверждается теоретически сложением двух нормальных, смещенных относительно друг друга распределений с одинаковыми дисперсиями.

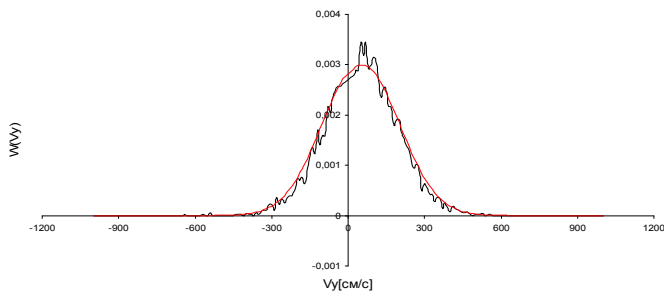


Рис. 1

Для исследования влияния профиля скорости фонового газа для каждого вида была проведена серия модельных экспериментов с различным соотношением сноса и диффузии ($\alpha = \beta v'_{max}{}^2 / 2D = 1; 25; 100$). Все полученные распределения имели подобный вид с увеличивающейся асимметрией по мере преобладания сноса над диффузией. Все формы профиля также имели подобный колоколообразный вид с асимметрией. Используя теоретическое распределение, полученное в ходе экспериментов в отсутствие отражателя, численно оценивалась асимметрия гистограммы продольной скорости частицы и ее изменение при различных профилях. На рисунке

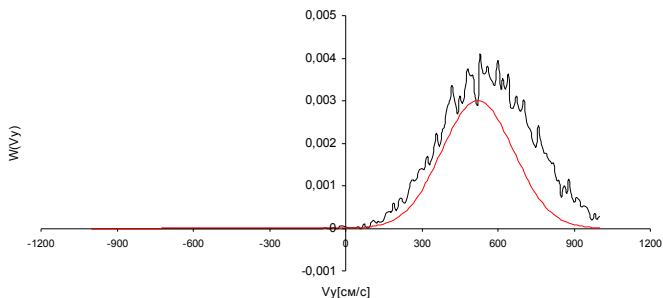


Рис. 2

приведены результаты для линейного профиля с $\alpha=100$ (рис. 2). Асимметрия увеличивалась по мере роста средней скорости фонового газа.

Все полученные результаты согласуются с оценкой влияния отраженных частиц на статистику – чем больше снос, тем больше смещение распределения продольной скорости отраженных частиц. Соответственно наблюдается рост асимметрии в распределении продольной скорости частиц на детекторе.

- [1] Павлычев Н.С., Грибова Е.З. //Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2011. № 5 (3). С. 189.

ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН РЕЛЯТИВИСТИКИ ДВИЖУЩЕЙСЯ ОБЛАСТЬЮ ОПТОНАМАГНИЧЕННОСТИ

С.А. Сычугин, М.И. Бакунов

Нижегородский госуниверситет

Исследование процессов сверхбыстрого изменения намагниченности твердых тел при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами – новое актуальное направление физики магнетизма [1]. Интерес к данной тематике вызван как перспективами практических приложений наблюдаемых здесь эффектов для записи и обработки информации, так и фундаментальными вопросами о механизме сверхбыстрого перемагничивания.

Одно из наиболее важных явлений фемтомагнетизма – сверхбыстрый обратный эффект Фарадея (ОЭФ), об экспериментальном наблюдении которого было недавно заявлено [2]. В классической нелинейной оптике ОЭФ – это эффект возникновения статической намагниченности при распространении циркулярно-поляризованного света в магнитооптической среде. Предсказанный и теоретически описанный около 50 лет назад [3, 4] ОЭФ был вскоре экспериментально подтвержден для длинных (длительностью ~ 30 нс) лазерных импульсов [5]. Физический механизм сверхбыстрого (на субпикосекундных временах) ОЭФ до сих пор является предметом дискуссий [6].

Одним из методов исследования сверхбыстрых магнитных явлений является терагерцовая эмиссионная спектроскопия, основанная на регистрации терагерцового излучения из оптически возбуждаемого образца. С помощью этого метода недавно был обнаружен эффект возбуждения колебаний намагниченности на частоте антиферромагнитного резонанса (~ 1 ТГц) в пленках NiO при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами [7]. Было сделано предположение, что в основе механизма возбуждения колебаний лежит сверхбыстрый ОЭФ. В работе [8] был предложен метод исследования сверхбыстрого ОЭФ, основанный на регистрации черенковского излучения от движущегося импульса оптически наведенной ОЭФ-намагниченности в специальной сэндвич-структуре, состоящей из слоя тербиево-галиевого гранта (TGG) и согласующей кремниевой призмы. В настоящей работе предлагается более простая экспериментальная схема для наблюдения черенковского излучения от ОЭФ-намагниченности и анализируются возможности этой схемы.

В предлагаемой схеме (рис. 1) фемтосекундный лазерный импульс фокусируется цилиндрической линзой на входную грань слоя TGG и распространяется в слое в виде светового отрезка. Наводимая импульсом за счет сверхбыстрого ОЭФ намагниченность движется с оптической групповой скоростью и генерирует в TGG черенковский клин терагерцовых волн. Угол падения черенковского излучения на выходную грань слоя TGG превышает предельный угол полного отражения на границе TGG-воздух, поэтому для вывода излучения в свободное пространство на выходную грань слоя помещается сапфировая линза. При выборе TGG в качестве магнитооптического материала учитывалось высокое значение его постоянной Верде, а также то важное обстоятельство, что в этом центральносимметричном кубическом кристалле запрещен эффект электрооптического выпрямления, который мог бы затруднить идентификацию механизма генерации терагерцового излучения.

Наводимая оптическим импульсом в слое TGG намагниченность может быть записана в виде [2]

$$\mathbf{M}^{\text{NL}} = \pm \mathbf{z}_0 m I_0 F(t-z/U) G(x), \quad m = V \omega_{\text{opt}}^{-1}, \quad (1)$$

где $F(t-z/U)$ и $G(x)$ – гауссовы профили оптической интенсивности, I_0 – пиковая интенсивность, U – групповая скорость оптического импульса, V – константа Верде TGG, ω_{opt} – оптическая частота, а верхний и нижний знаки соответствуют правой и левой круговой поляризации оптического излучения. Для расчета терагерцового излучения, генерируемого движущейся намагниченностью (1), используем уравнения Максвелла, в которые $\mathbf{M}^{\text{NL}}$ входит в качестве источника. Решения уравнений для областей $z < 0$ (свободное пространство), $0 < z < d$ (TGG) и $z > d$ (сапфир) сшиваем граничными условиями при $z = 0$ и $z = d$.

На рис. 2 приведен результат расчета картины поля излучения при следующих параметрах накачки: $I_0 = 177 \text{ ГВт/см}^2$, длительность импульса 100 фс, ширина пучка 50 мкм. Оценка амплитуды терагерцового поля, вышедшего из сапфировой призмы в свободное пространство, дает значение $\sim 30 \text{ В/см}$, доступное для детектирования электрооптическим методом.

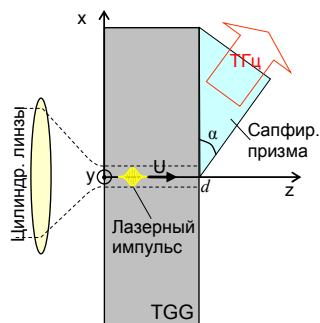


Рис. 1

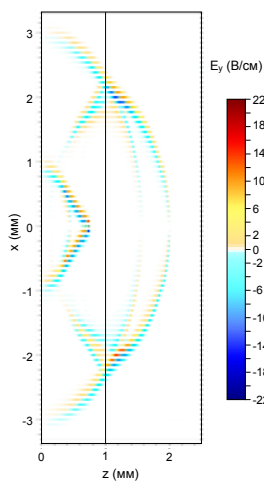


Рис. 2

- [2] Kimel A.V., Kirilyuk A., Usachev P.A., Pisarev R.V., Balbashov A.M., Rasing T. // Nature. 2005. V. 435. P. 655.
- [3] Pitaevskii L.P. // Sov. Phys. JETP. 1961. V. 12. P. 1008.
- [4] Pershan P.S. // Phys. Rev. 1963. V. 130. P. 919.
- [5] Van der Ziel J.P., Pershan P.S., Malmstrom L.D. // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 15. P. 190.
- [6] Popova D., Bringer A., Blugel S. // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 214421.
- [7] Nishitani J., Kozuki K., Nagashima T., Hangyo M. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. P. 221906.
- [8] Bakunov M.I., Mikhaylovskiy R.V., Bodrov S.B. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 134405.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЛЕКЦИОННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА ПО НАБЛЮДЕНИЮ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА ТРЕХСАНТИМЕТРОВЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

П.В. Казарин, Н.Ф. Услугиин

Нижегородский госуниверситет

Учебный физический эксперимент играет важную роль при изучении курса общей физики. Это утверждение относится, в том числе и к лекционному эксперименту, который, воздействуя на умственную и эмоциональную деятельность студента, его воображение, облегчает запоминание материала лекции и тем самым способствует лучшему усвоению материала. Большое количество разнообразных оптических опытов, имеющихся в арсенале физических кабинетов вузов, позволяет демонстрировать на лекциях подавляющее большинство эффектов, связанных с волновой природой света. Однако при наблюдении дифракции малые размеры препятствий, присущие оптическому диапазону волн, снижают наглядность лекционного эксперимента.

Известно, что дифракционные эффекты наиболее отчетливо проявляются при размерах препятствий, сопоставимых с длиной волны, поэтому на лекциях часто используют акустические волны, волны на поверхности воды и электромагнитные волны СВЧ диапазона [1]. Особенно удобным оказался трехсантиметровый диапазон электромагнитных волн, чему в немалой степени способствовало наличие относительно доступных средств генерации и приема таких волн. Например, большое впечатление на студентов производят дифракционные опыты по демонстрации зон Френеля [2]. Однако если в трехсантиметровом диапазоне демонстрировать дифракцию Фраунгофера, то размеры экспериментальных установок увеличиваются практически до размеров лекционной аудитории [1].

Сокращения размеров экспериментальных установок для наблюдения дифракции Фраунгофера можно добиться, используя хорошо известный в оптике факт – если объект осветить плоской волной, а за объектом поместить собирающую линзу, то пространственное распределение интенсивности света в фокальной плоскости этой линзы соответствует угловому распределению света в области дифракции Фраунгофера от используемого объекта. При освещении объекта точечным источ-

ником необходимое распределение света наблюдается в оптически сопряженной этому источнику плоскости.

Для демонстрации дифракции трехсантиметровых электромагнитных волн нами была применена плосковыпуклая линза, изготовленная из сухой древесины (сосна). Для линейно поляризованной электромагнитной волны с вектором напряжённости электрического поля, ориентированным параллельно волокнам древесины, показатель преломления древесины равен 1,38 [2]. Изготовленная линза имела фокусное расстояние 0,5 м.

Оптическая схема установки приведена на рис. 1. На схеме изображены: излучатель 3-х см волн – И; линза – Л; дифракционная решётка – объект дифракции – Р; приёмник излучения – П. Общий вид линзы с апертурой 28 см показан на рис. 2.

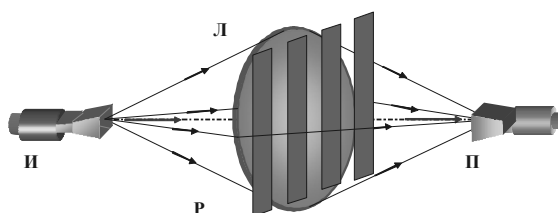


Рис. 1



Рис. 2

Пространственное распределение интенсивности волны регистрировалось с помощью сканирующего устройства, описанного в работе [3]. В этой же работе приведена блок-схема обработки электрических сигналов. Регистрация полученного распределения интенсивности продифрагировавшей волны проводилась на цифровом осциллографе Rigol (DS1022 C) и на аналоговом осциллографе типа С-48 с проекцией полученного изображения через TV-камеру.

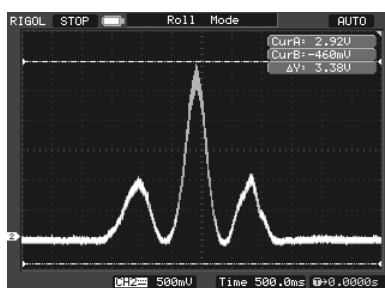


Рис. 3

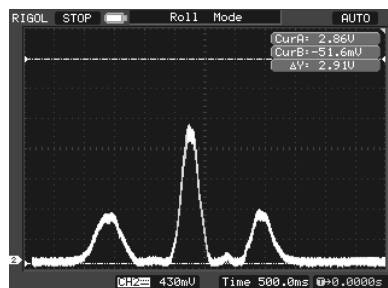


Рис. 4

В качестве примера приведены распределения интенсивности излучения в дифракционных картинах, регистрируемых в зоне дифракции Фраунгофера от двух щелей (шири-

ной по 5,5 см), расположенных на расстоянии в 7,5 см друг от друга (рис. 3) и на «решетке» из трех щелей шириной 4,5 см каждая, с расстоянием между щелями 4,5 см (рис. 4).

- [1] Горелик Г.С. Колебания и волны. – М.: Физматлит, 2007, 656 с.
- [2] Перкальскис Б.Ш. Волновые явления и демонстрации по курсу физики. – Томск: ТГУ, 1984, 280 с.
- [3] Гребенев И.В., Казарин П.В., Услугин Н.Ф. // Материалы восемнадцатой Всероссийской научно-практической конференции. – Глазов: ГГПИ, 2013. С. 22.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДВУХ ОПТОЭЛЕКТРИЧЕСКИ СВЯЗАННЫХ НЕЙРОНОПОДОБНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ ФИТЦХЬЮ-НАГУМО

С.А. Герасимова¹⁾, Г.В. Геликонов²⁾, В.Б. Казанцев^{1,2)}

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

Исследование механизмов генерации, распространения и обработки электрохимических сигналов в нейронных системах мозга является одним из современных приложений радиофизики. В данном аспекте каждый отдельный нейрон представляет собой генератор импульсных сигналов. Считается, что последовательности импульсных сигналов, распространяющиеся по нейронным сетям за счет межнейронных взаимодействий, осуществляют кодирование и преобразование сенсорной информации в мозге. В радиофизической постановке поведение нейронов и нейронных ансамблей можно имитировать с помощью электронных радиотехнических моделей. С помощью таких моделей изучаются эффекты синхронизации, генерации регулярных и хаотических колебаний, передачи и обработки информации.

Целью данной работы является исследование эффектов генерации, передачи и синхронизации сигналов в нейронных системах мозга с помощью радиофизических моделей межнейронных взаимодействий.

В работе предложена модель, имитирующая химическую (однонаправленную) и электрическую (двунаправленную) связь между искусственными нейронами. Каждый нейрон был реализован в виде генератора импульсных сигналов на основе модельного нейрона ФитцХью-Нагумо (рис. 1). Модель ФитцХью-Нагумо обеспе-

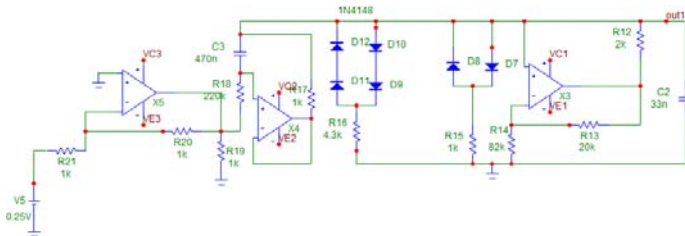


Рис. 1

чивает качественное описание основных характеристик нейронов: наличие порога возбуждения, наличие возбудимого и автоколебательного режимов с возможностью переключения между ними. Была разработана и реализована модель взаимодействия между нейронами путем оптоэлектрической связи между двумя генераторами. Выходной сигнал с управляющего генератора поступал на светодиод, затем на фотодетектор.

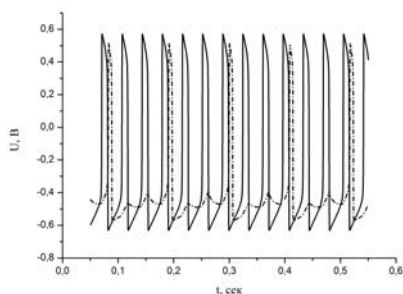


Рис. 2

тектор управляемого нейрона ФитцХью-Нагумо, обеспечивая однонаправленную связь двух нейроноподобных генераторов. Кроме того, была реализована взаимная связь двух генераторов путем создания двух оптоэлектрических каналов.

Были рассмотрены различные режимы колебаний в зависимости от силы связи генераторов. При наблюдении однонаправленной связи получены эффекты модуляции сигнала. Было продемонстрировано частичное подавление импульсов (рис. 2), и полное – возникновение подпороговых колебаний (рис. 3). На рис. 2 и рис. 3 пунктиром обозначен сигнал управляемого генератора, сплошной линией – управляющего генератора ФитцХью-Нагумо.

На рис. 4 изображены результаты эксперимента при двунаправленной связи нейроноподобных генераторов, иллюстрирующие эффект синхронизации сигналов.

Предлагаемая модель имеет принципиальное значение для построения электронно-оптических интерфейсов для обмена информацией с нейронами мозга по оптическому каналу, вводимому в мозг животного.

Работа поддержана грантом РФФИ 11-04-12144, ФЦП (14.740.11.0075, 16.512.11.2136, 11.519.11.1003), программой МКБ РАН, грантом Президента РФ MD-5096.2011.2.

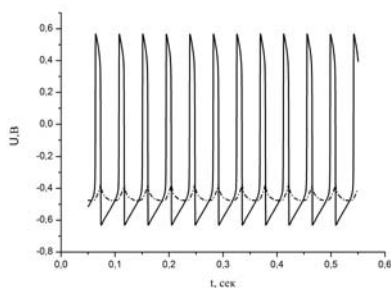


Рис. 3

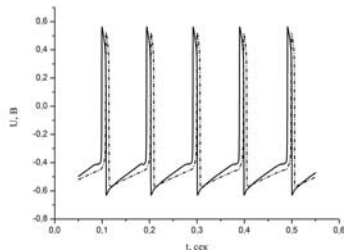


Рис. 4

ОТСЛЕЖИВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ В ЖИВЫХ КЛЕТОЧНЫХ НЕЙРОНАЛЬНЫХ КУЛЬТУРАХ ПРИ ПОМОЩИ ШИРОКОПОЛЬНОЙ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ, ВЫПОЛНЯЕМОЕ ПАРАЛЛЕЛЬНО С КАЛЬЦИЕВЫМ ИМИДЖИНГОМ

М.С. Муравьева, В.В. Дуденкова, А.И. Рыбников, Ю.Н. Захаров

Нижегородский госуниверситет

Оптическая микроскопия широко применяется для исследования различных биологических препаратов. Существенными преимуществами оптической микроскопии перед другими методами исследования является неинвазивность и высокое разрешение полученных изображений исследуемых образцов. В нашей лаборатории ведутся исследования структуры и активности тонких срезов тканей мозга крыс и первичных планарных культур клеток гиппокампа (нейронов) мышей. Исследования проводятся на базе конфокального лазерного сканирующего микроскопа LSM 510. Методикой таких исследований является кальциевый имиджинг – отслеживание изменений уровня кальция в клетках при применении к ним различных стимулов или введении блокаторов. На рис. 1 представлен пример кадра из видео кальциевого имиджинга, на котором была записана активность клеточной культуры после введения блокатора (флуоресцентными красителями прокрашены астроциты и тела нейронов).

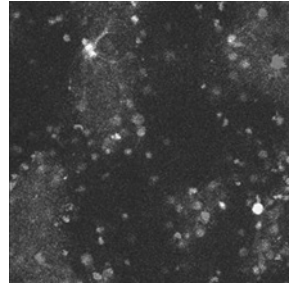


Рис. 1

Однако при проведении такого исследования регистрация трехмерной структуры объекта невозможна. Модернизация микроскопа позволила бы получить записи голограмм параллельно с кальциевым имиджингом. При помощи голографической

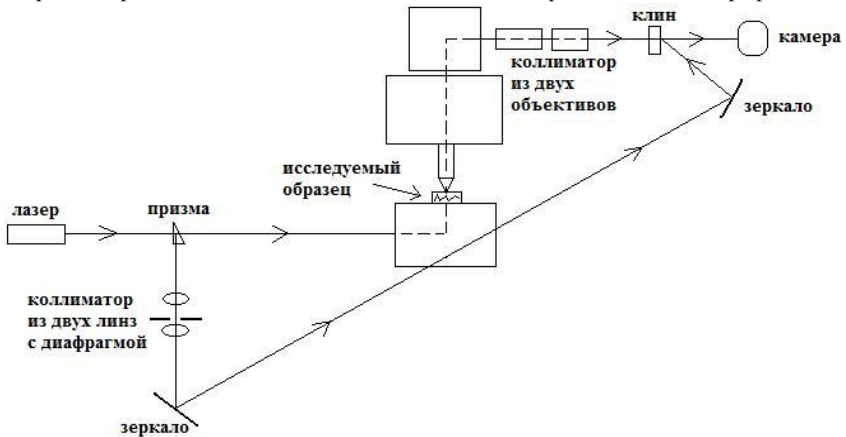


Рис. 2

интерферометрии можно измерять изменения фазы, вызванные клетками, и в результате получать информацию об их оптической толщине, а именно о размерах и показателе преломления, представляющих интерес с точки зрения морфологии и внутриклеточного состава. Была предложена и реализована следующая схема (рис. 2).

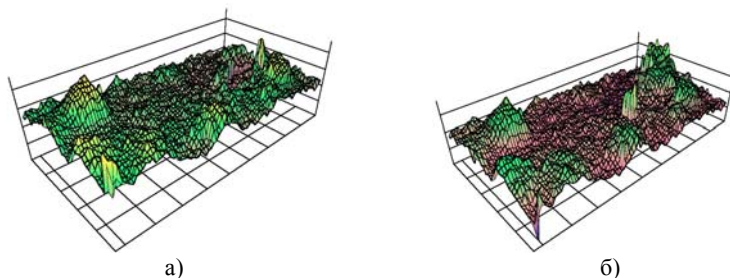


Рис. 3

Луч He-Ne лазера проходит через светоделительный кубик, в результате чего делится на опорный и предметный. Предметный луч заводится в микроскоп, где проходит через объект, систему оптических элементов и выводится на клин, где совмещается с опорным лучом. В результате картина их интерференции записывается на камеру. Камера записывает временную серию голограмм, фиксирующих активность культуры. Для программной обработки видеоряд сначала разбивается на отдельные голограммы, и затем уже восстанавливается фазовый портрет объекта. На рис. 3 показан пример восстановленных фазовых портретов для нейрональной клеточной культуры (а) – 26-я секунда записи, б) – 31-я секунда записи). Из рисунка видно, что фазовый портрет значительно изменился, что свидетельствует о морфологических изменениях и хорошо соотносится с данными кальциевого имиджинга, записанными для этой же области.

В результате проведенных исследований сделаны следующие выводы: во-первых, изменения оптической толщины коррелируют с кальциевой активностью; во-вторых, характер кальциевых осцилляций существенно изменяется под влиянием различных стимулов/блокаторов, вместе с тем изменяется и временная зависимость оптической толщины.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ РЕЖИМОВ НА ФОМИРОВАНИЕ ОКТ-ИЗОБРАЖЕНИЯ КОЖИ ЧЕЛОВЕКА

Е.А. Бакшаева¹⁾, П.Д. Агрба^{1,2)}, М.Ю. Кириллин²⁾

¹⁾Нижегородский университет

²⁾Институт прикладной физики РАН

Метод оптической когерентной томографии (ОКТ) широко используется в различных областях медицинской диагностики [1]. Этот метод, основанный на прин-

ципе низкокогерентной интерферометрии, позволяет визуализировать внутреннюю структуру биоткани на глубинах до 2 мм. Для построения изображений в методе ОКТ используется излучение, рассеянное назад неоднородностями показателя преломления в среде. Поэтому на формирование ОКТ-изображений могут оказывать влияние внешние факторы, изменяющие локальный скачок показателя преломления или концентрацию рассеивателей, такие как компрессия и изменение температурного режима объекта. В случае *in vivo* исследования покровных тканей человека в присутствии таких внешних факторов существенную роль также будет играть ответная реакция организма на внешнее воздействие, поэтому ее влияние необходимо учитывать при проведении ОКТ-диагностики. Целью данной работы было исследование влияния предварительного охлаждения и нагрева тонкой кожи человека *in vivo* на формирование ОКТ-изображения.

В работе использовалась ОКТ-установка, разработанная в ИПФ РАН с центральной длиной волны зондирующего излучения 910 нм, которая позволяет визуализировать внутреннюю структуру биотканей с пространственным разрешением до 15–20 мкм. Проведенные ранее исследования показали, что степень компрессии биоткани существенно влияет на ее оптические характеристики [2, 3] из-за перераспределения концентрации рассеивателей внутри ткани вследствие неоднородности механоэластических свойств. Таким образом, необходимо учитывать давление зонда на биоткань при контактной диагностике. Для количественной оценки влияния различных температурных режимов использовалось понятие контраста границы слоев биоткани на ОКТ-изображении, который определялся как отношение ОКТ-сигналов соответствующих слоев, выраженное в децибелах.

На первом этапе эксперимента проводилось исследование влияния механической компрессии на формирование ОКТ-изображений. Было показано монотонное возрастание контраста границы между эпидермисом и дермой.

Такое поведение обусловлено как механоэластическими свойствами кожи, так и перераспределением межтканевой жидкости внутри ткани. На втором этапе эксперимента было исследовано влияние изменения температурных режимов на контраст границ слоев. Для этого проводилось сравнение контраста между слоями биоткани для предварительно охлажденного до 5°C и нагретого до 50°C участка кожи при постоянном давлении 0,45 Н/мм² (рис. 1). Временная зависимость контраста для трех представленных случаев имеет нарастающий характер, обусловленный компрессией биоткани, однако при нагреве контраст границы ниже, а при охлаждении выше, чем при обычной компрессии.

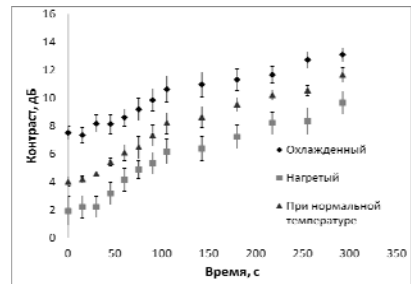


Рис. 1

Это, вероятно, обусловлено различиями в механизмах воздействия на кожу человека нагревом и охлаждением. При компрессии (рис. 2а) без температурного воздействия верхние ороговевшие клетки (чешуйки) рогового слоя спрессовываются, тем самым уменьшая количество воздушных полостей между ними и снижая рассеяние от слоя (рис. 2б). Также при компрессии вытесняется межклеточная жидкость, находящаяся в дерме, что приводит к увеличению концентрации рассеивателей и, следовательно, ОКТ-сигнала от слоя, в то время как ОКТ-сигнал от эпидермиса изменяется слабо. Таким образом, при компрессии повышается контраст границы слоев «эпидермис–дерма». При охлаждении тонкой кожи человека в дерме происходит спазм сосудов, что приводит к их сужению, уменьшению кровенаполнения и, следовательно, к снижению поглощения в ткани, что ведет к повышению ОКТ-сигнала от слоя и, в свою очередь, к повышению контраста между эпидермисом и дермой (рис. 2г). При нагреве происходит расширение сосудов, что приводит к уменьшению контраста границы, включается механизм терморегуляции, начинается потоотделение, пространство между чешуйками рогового слоя заполняется потовой жидкостью, уменьшая скачок показателя преломления и увеличивая ОКТ-сигнал от объекта (рис. 2в).

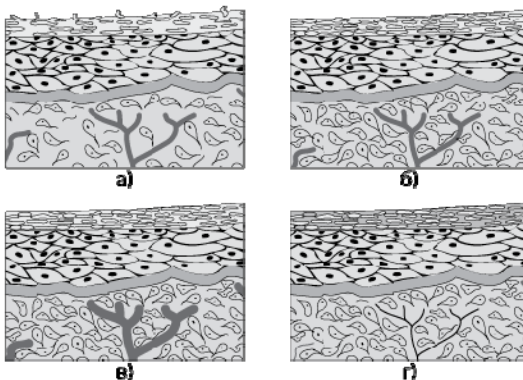


Рис. 2

Таким образом, использование предварительного охлаждения и нагрева приводит к увеличению и уменьшению контраста между эпидермисом и дермой соответственно, что обусловлено различиями в механизмах ответных реакций.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 12-02-31191 и 13-02-97092) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (соглашение 8722).

- [1] The Biomedical Engineering Handbook/ Ed. J.D. Bronzino. – Fl: CRC Press and IEEE Press. 2000. V.1. Chap. 63. P.2896.
- [2] Chan E. K., Sorg B., Protsenko D., et al. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 1996. V.2. P. 943.
- [3] Агрба П.Д., Кириллин М.Ю., Абелевич А.И., Загайнова Е.В., Каменский В.А. // Оптика и спектроскопия. 2009. Т.107, № 6. С.901.

ОСОБЕННОСТИ ЗАПИСИ И ВЛИЯНИЕ НА РАЗРЕШЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ЗВ МИКРОСКОПИИ ПРИ СОВМЕЩЕНИИ С ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИЕЙ

В.В. Дуденкова, М.С. Муравьева, А.И. Рыбников, Ю.Н. Захаров

Нижегородский госуниверситет

При оптическом изучении нейронных диссоциированных культур, в которых при спонтанной и вызванной активности происходят быстротекающие структурные изменения, у исследователей традиционно возникает ряд трудностей, связанный со спецификой этих объектов. Одна из самых важных особенностей таких биологических препаратов – необходимость нахождения в питательной среде для поддержания жизнеспособности, что влечет за собой усложнение их изучения. Кроме того, для наблюдения формы клеток таких культур и их изменений практически неприменимы обычные световые микроскопы из-за однородного распределения коэффициента преломления по образцу, что делает объект однородным и невидимым. Для решения таких специфических задач существуют современные методы исследования, но зачастую в недостаточно широких пределах. Например, можно визуализировать топографию культуры, но с разрешением, не превышающим дифракционный предел. Либо при получении сверхвысокого разрешения требуется большой период накопления данных, не дающий возможности детектировать быстротекающие динамические процессы, происходящие в нейронных культурах.

В предлагаемом подходе для визуализации нейронной культуры использован метод совмещения в одной оптической схеме голографической микроскопии [1, 2] с применением интерферометрического сравнения восстановленных изображений и метод ЗВ микроскопии [3]. Название метода ЗВ происходит от сокращения английского названия Bayesian Analysis of Blinking and Bleaching. Данное совмещение позволяет голографическим методом получить теоретически бесконечную глубину поля зрения. Метод ЗВ позволяет локализовать отдельные молекулы флуорофора, которыми прокрашен исследуемый образец, что предельно улучшает поперечное разрешение, однако такие теоретические характеристики недостижимы на практике. Рассмотрим параметры, необходимые для получения оптимального результата. Поскольку в обоих вариантах записи данных используется цифровая матрица, то практически все особенности записи будут связаны с её техническими характеристиками. В предлагаемой схеме использовалась внеосевая голография, одним из важнейших параметров которой является угол схождения между опорным и предметными пучками. Для оптимизации угла схождения необходимо учитывать такой фактор, как число полос голограммной структуры, приходящихся на период элементов матрицы. Количество полос по сравнению с размером пикселя регистрирующей цифровой матрицы должно быть таким, чтобы каждая полоса приходилась хотя бы на три регистрирующих пикселя, в противном случае будет снижаться качество способности восстановления голограммы. Угол схождения также влияет и на расхождение порядков при восстановлении голограммы. Поскольку обработка

осуществляется численным алгоритмом двойного Фурье-преобразования с фильтрацией в частотной плоскости, то особенно важно здесь получить достаточное расхождение нулевого и первого с минус первым порядками примерно на одну треть или середину частотной области. С учетом всех этих требований оптимальным углом получается угол в 4° .

При использовании метода 3В-записи и обработки изображения одним из самых важных моментов является спектральная фильтрация. Дело в том, что возбуждение флуоресценции и эмиссия происходят на близких длинах волн и на регистрирующую среду может попадать не только флуоресценция от прокрашенных элементов биологической культуры, но и сама накачка. Поэтому необходимо очень точно подбирать оптический фильтр на эти длины волн. В данном случае использовались максимально возможные значения поглощения на длине волны возбуждения (около 98%), при этом флуоресценция практически не отфильтровывалась. Важнейшим элементом схемы является регистрирующая среда. В этом качестве была использована светочувствительная КМОП-матрица камеры VEI-545.

При разработке метода 3В-записи были учтены следующие критерии визуализации нейронной культуры:

- возможность регистрации большого количества кадров в единицу времени для получения более точной временной информации о быстропротекающих изменениях;
- высокое разрешение, так как для более точной локализации молекул флуорофора необходимо изображение хорошего качества;
- количество кадров, записанных в секунду, поскольку молекулы флуорофора зажигаются и отбеливаются практически мгновенно, и крайне важно зарегистрировать как можно больше этих актов. При этом при увеличении количества активных пикселей скорость записи уменьшается, т.е. необходимо выбирать оптимальное соотношение между количеством кадров и скоростью записи.

Все вышеперечисленные особенности были применены при построении совмещенной схемы на базе оптического микроскопа LSM 510, что дало возможность изучения динамики внутренней структуры клеток с наноразмерным разрешением, их пространственного строения со сверхразрешением как в латеральной плоскости, так и вдоль оптической оси, чего пока невозможно добиться даже при работе на специальных промышленно выпускаемых микроскопах.

- [1] Lobyntseva V.V., Zakharov Yu.N. // Physics of Wave Phenomena. 2011. V.19, No.1. P.10.
- [2] Рыбников А.И., Дуденкова В.В., Муравьева М.С., Гусев М.Е., Захаров Ю.Н. // В кн.: Сб. трудов Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2012». /Ред. В.Г. Беспалов, С.А. Козлов.–СПб: Изд-во НИУИТМО, 2012. С.525.
- [3] Cox S., Rosten E., Monypenny J., Jovanovic-Taliman T., Burnette D., Lippincott-Schwartz J., Jones I. G., Heintzmann R. //Nature Methods. 2012. V.9, No. 2. P.195.

РЕГИСТРАЦИЯ ИЗМЕНЕНИЙ ИНТЕГРАЛЬНОГО ФАЗОВОГО НАБЕГА ЖИВЫХ КЛЕТОЧНЫХ КУЛЬТУР МЕТОДОМ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ

А.И. Рыбников, В.В. Дуденкова, М.С. Муравьева, Ю.Н. Захаров

Нижегородский госуниверситет

Исследование жизнедеятельности клеточных культур представляет важную задачу. Специфика данного изучаемого объекта обуславливает жесткие требования для методов исследования: высокую скорость регистрации; получение, помимо амплитудной, также и фазовой составляющей информации об объекте; оценивание количественных параметров; малую степень воздействия на объект. Использование в работе методов цифровой голографии позволяет удовлетворить этим требованиям.

Основной целью, поставленной перед выполнением данной работы, являлась разработка программного комплекса, позволяющего проводить обработку цифровых голограмм с использованием персонального компьютера, а также получение количественных результатов для экспериментально записанных голограмм.

В работе использовалась внеосевая схема регистрации голограмм. Выбор данного вида голограмм позволяет проводить более точное восстановление объектной волны с полученных голограмм.

В оптической схеме, использованной в работе, применялся объектив, что позволяло построить сфокусированное изображение объекта на цифровой матрице и получать при восстановлении сфокусированное изображение объекта и распределение интегрального фазового набег.

Обработка цифровых голограмм в данной работе проводилась в несколько этапов.

Первым этапом стало восстановление цифровой голограммы. Для этого применялся алгоритм, основанный на выполнении фильтрации спектра голограммы. Сначала выполнялось прямое преобразование Фурье от распределения интенсивности, соответствующего голограмме. Нетрудно показать, что при выборе соответствующего угла схождения и линейной регистра-

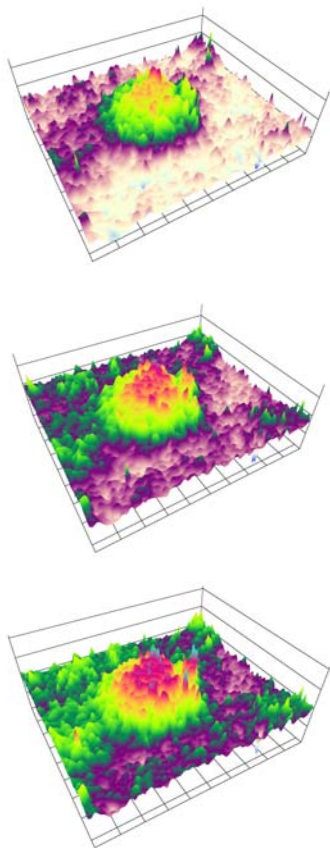


Рис.

ции Фурье-спектр внеосевой голограммы состоит из трёх локализованных в разных областях слагаемых, одно из которых содержит в себе Фурье-образ комплексной амплитуды объектной волны. Затем проводилась фильтрация спектра, основанная на локализации его слагаемых в разных областях. После этого выполнялось обратное преобразование Фурье над фильтрованным спектром, что позволило получить комплексную амплитуду объектной волны.

Вторым этапом стало устранение постоянных фазовых набегов, вносимых оптическими элементами в восстановленное распределение комплексной амплитуды объектной волны. Для этого необходимо зарегистрировать голограмму, содержащую в себе только лишь эти паразитные фазовые набег, для чего из оптической установки извлекался объект, и снова регистрировалась голограмма, которую обозначим как H_2 . В результате восстановления H_2 можно получить комплексную амплитуду, содержащую постоянные паразитные фазовые набег. Далее производился расчет фазы для каждого полученного распределения комплексной амплитуды, одно из которых соответствует голограмме, записанной при наличии объекта в схеме (обозначим ее H_1), а другое – при его отсутствии. Затем для устранения паразитных фазовых набегов из полученного распределения фазы, соответствующего голограмме H_1 , необходимо произвести вычитание фазового распределения, соответствующего H_2 .

В результате обработки цифровых внеосевых голограмм нейрональных клеточных культур головного мозга мыши были получены следующие результаты.

На рисунках представлено изменение фазового набега с течением времени для отдельного участка культуры. Цена деления вертикальной оси составляет π радиан. Цена деления в плоскости составляет 7 мкм.

[1] Kim M.K. //SPIE Reviews. 2010. V.1. P. 018005-1.

[2] Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. – М: Мир, 1973, 692 с.

[3] Марпл- мл. С. Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. – М.: Мир, 1990, 547 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВРАЩАТЕЛЬНОГО СПЕКТРА ДИМЕРА ВОДЫ ПРИ АТМОСФЕРНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Т.А. Одицова¹⁾, М.Ю. Третяков²⁾, С. Leforestier³⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

³⁾Université Montpellier

Поглощение излучения димерами воды – одна из причин избыточного поглощения излучения в атмосфере, называемого континуумом. Для определения количества димеров в атмосфере необходимы лабораторные измерения спектров водяного пара в равновесных термодинамических условиях. Целью данной работы является построение модели вращательного спектра димера для обработки таких

экспериментальных данных. Модель строилась на основе *ab initio* расчетов спектра димера водяного пара [1], выполненных для четырех значений температуры и двух – давления.

Для пересчета расчетного спектра димера из давления p_0 в p использовался метод конволюции [2]. Для пересчета интенсивности спектра при изменении температуры использовались эмпирические соотношения, полученные в работе [1]. Таким образом, расчетный спектр коэффициента поглощения может быть пересчитан к любым термодинамическим условиям по соотношениям:

$$\alpha(\nu, p, T) = F(\nu, p, T_0) \cdot (T_0 / T)^{3+7.67} \cdot (p / p_0)^2,$$

$$F(\nu, p, T_0) = \alpha(\nu, p_0, T_0) \otimes \text{Lorenz}(\nu, \gamma \cdot (p - p_0)),$$

где T – температура, $\text{Lorenz}(\nu, \Delta\nu)$ – контур Лоренца с шириной $\Delta\nu$, γ – коэффициент уширения давлением водяного пара. Предложенный метод фактически делает интерполяцию между несколькими рассчитанными спектрами. Расчет спектра [1] хотя и является на сегодня наиболее точным, дает лишь его качественную картину и не может использоваться в качестве модельной функции для обработки экспериментальных данных.

Упрощенная модель для описания наблюдаемого спектра димера [3] составлялась на основе *ab initio* расчетов [1] как сумма двух функций. Первая является полиномом второго порядка по частоте и учитывает нерезонансную часть спектра димера. Вторая описывает пики спектра, соответствующие серии линий вращательных переходов $J + 1 \leftarrow J$, с различными значениями K между уровнями с симметрией $E1$ (далее переходы $E1$ типа) димера воды. Форма пика определяется неоднородным уширением спектра и для простоты модели описывалась профилем Лоренца. Положения димерных пиков в расчетном спектре, соответствующие вращательным переходам $E1$ типа не совпадают с наблюдаемыми в низкотемпературных спектрах [4]. Поэтому при моделировании спектра в качестве центральных частот пиков использовались значения частот линий, рассчитанные по экспериментальным данным [4, 5]. Варьируемые параметры модели – интенсивность и дополнительная ширина димерных пиков. Интенсивность определяется количеством димеров, или константой равновесия димеров.

С помощью предложенной модели проанализировано экспериментальное поглощение в водяном паре в диапазоне частот 100–150 ГГц при давлении 13 Торр и температуре 296 К. Наилучшее согласие эксперимента и модели было получено при дополнительном уширении пиков на 1,5 ГГц и уменьшении амплитуды в 1,08 раз. Оказалось, что наблюдаемые в эксперименте пики в несколько раз шире расчетных. Это объясняется тем, что расчет был выполнен в приближении симметричного волчка. В действительности димер – это слабо асимметричный волчок. Асимметрия приводит к расщеплению линий и, соответственно, к дополнительному неоднородному уширению пиков. Подробности эксперимента, методик обработки спектров и результаты работы опубликованы в [3].

Зная реальную ширину пиков в спектре можно предсказать, как он будет выглядеть в других частотных диапазонах. Для этого, пользуясь методом конволюции [2], уширяем расчетный спектр (см. рис.). При таком уширении более оптимальным является наблюдение спектра димера воды в диапазоне 200–240 ГГц, который также является окном прозрачности атмосферы и не содержит сильных линий мономера. Таким образом, при той же чувствительности спектрометра в этом диапазоне можно наблюдать спектр димера с более высоким отношением сигнала к шуму, что позволит уточнить константу равновесия и энергию диссоциации димера воды.

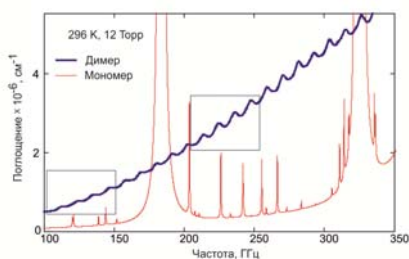


Рис.

Работа выполнена при частичной поддержке РАН и РФФИ.

- [1] Scribano Y., Leforestier C. // J. Chem. Phys. 2007. V.126. P 234301.
- [2] Pickett H.M. // Appl. Opt. 1980. V. 19, No. 18. P. 2745.
- [3] Tretyakov M.Yu., Serov E.A., Koshelev M.A., Parshin V.V., Krupnov A.F. // Phys. Rev. Lett. 2013. V.110. P. 93001.
- [4] Fraser G.T., Suenram R.D., Coudert L.H. // J. Chem. Phys. 1989. V.90, No.11. P. 6077.
- [5] Крупнов А.Ф., Зобов Н.Ф. // Оптика атмосферы и океана. 2007. Т.20. № 9. С.772.

AB INITIO РАСЧЕТ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ МОЛЕКУЛЫ ВОДЫ С ТОЧНОСТЬЮ, БЛИЗКОЙ К ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ

Н.Ф. Зобов¹⁾, А.А. Кюберис²⁾, О.Л. Полянский¹⁾

¹⁾Институт прикладной физики

²⁾Нижегородский госуниверситет

Исследование спектров молекулы воды имеет большое практическое значение как в задачах, связанных с корректным учетом поглощения излучения в атмосфере Земли, так и в широком классе астрофизических задач.

Существуют различные методы описания молекулярных спектров. Традиционным методом теоретической спектроскопии является метод эффективных гамильтонианов, основанный на теории возмущений. Однако такие модели сталкиваются с определенными трудностями при описании высоковозбужденных колебательно-вращательных состояний молекулы воды. Поэтому стали развиваться методы, в которых предложено отказаться от идеи использования эффективных гамильтонианов.

нов. Следующим этапом в развитии методов решения являются вариационные методы.

Решение уравнения Шредингера для задач с большим числом частиц является очень трудной задачей, существует два возможных метода его решения: прямой и непрямой. Чаще всего для расчетов используют непрямой метод, но стоит отметить, что оба метода рассматривают волновую функцию как линейную комбинацию по базисным функциям. Однако в непрямом методе выбор базисных функций определен некоторыми приближениями, которые могут упростить гамильтониан системы. Наиболее оптимальным приближением является приближение Борна – Оппенгеймера. Оно позволяет разделить задачу на электронную и ядерную. При решении электронной задачи получают энергии основного состояния, которая вместе с ядерным отталкиванием дает поверхность потенциальной энергии (ППЭ).

Одним из возможных способов решения электронной задачи является использование модели независимых частиц, где волновая функция основного состояния представляется как линейная комбинация молекулярных орбиталей. При решении уравнения Шредингера для электронной задачи необходимо учесть межэлектронные взаимодействия. Поэтому используется метод самосогласованного поля (ССП, метод Хартри-Фока), решаемый на основе вариационного принципа. Однако для улучшения результатов чаще всего используют метод конфигурационного взаимодействия (CI), основанный на СПП методе. CI позволяет учесть коррелированное (совместное) движение электронов. Были разработаны различные точные приближения к полному конфигурационному взаимодействию, в частности, то, которое используется в настоящей работе, называется мультиреференсным конфигурационным взаимодействием (Multi Reference Configuration Interaction – MRCI) [1]. Полученная таким образом MRCI поверхность экстраполируется далее к полному базисному набору (Complete Basis Set – CBS), т. е. к базису, размерность которого $n \rightarrow \infty$.

Для улучшения точности расчетов ППЭ вносят ряд поправок: релятивистская поправка (конечность скорости света) [2], квантово-электродинамическая поправка (одноэлектронный сдвиг Лэмба) [3], а также внесен ряд поправок в приближение Борна – Оппенгеймера: диагональная поправка и учет ряда неадиабатических поправок. С учетом всех выше перечисленных поправок рассчитана *ab initio* ППЭ, на основе которой получены уровни энергии для молекулы воды.

На рисунке представлены величины отклонений рассчитанных уровней энергии от экспериментальных значений. Рассчитанные уровни даны для *ab initio* ППЭ с учетом адиабатики, неадиабатики и трех полумпирических параметров, которые являются поправочными

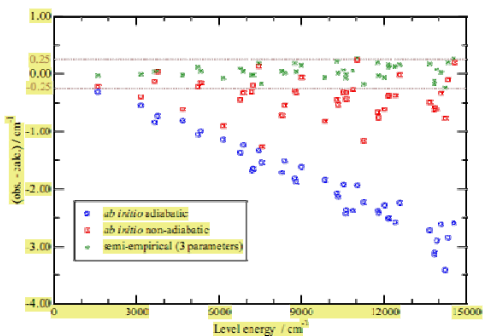


Рис.

поверхностями к приближению Борна – Оппенгеймера.

Были рассчитаны уровни энергии для основного изотополога молекулы воды с вращательным квантовым числом $J=0$ с точностью $0,13 \text{ см}^{-1}$, аналогичный расчет проведен для $J=20$. Получены колебательно-вращательные уровни энергии при $J=0$ и для других изотопологов молекулы воды.

- [1] Werner H.-J., Knowles P.J., Knizia G., Manby F.R., Schütz M. / WIREs Comput. Mol. Sci. 2012. V.2. P.242.
- [2] Берестецкий Б.В., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Курс теоретической физики. Т. IV: Квантовая электродинамика. – М.: Наука, 1989, гл. 9.
- [3] Pyykko P., Dyall K.G., Csazar A.G., Tarczay G., Polyansky O.L., Tennyson J. // Phys. Rev. 2001. V. A63. P.024502.

ПРОЯВЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ МОЛЕКУЛ ОТ ИХ СКОРОСТЕЙ: СО С ТЯЖЁЛЫМИ ИНЕРТНЫМИ ГАЗАМИ

Г.В. Федосеев¹⁾, М.Ю. Третьяков²⁾, И.Н. Вилков²⁾, М.А. Кошелев²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

Известно, что если форму линии поглощения, записанную с очень хорошим отношением сигнала/шум, описывать традиционным модельным профилем Фойгта, то для многих линий различных газов, присутствует характерный остаток. Реальная линия несколько уже и выше модельного профиля, которым её описывают. Систематический остаток говорит о том, что традиционные профили не учитывают некие реальные физические механизмы, происходящие в газах и влияющие на форму молекулярных линий. Кроме фундаментального интереса необходимость точного описания формы линии поглощения диктуется потребностью дистанционного зондирования атмосферных газов, в частности, парниковых. В настоящее время основную систематическую ошибку в измерении концентрации веществ в атмосфере вносит несовершенство теоретической модели [1].

Следует отметить, что существуют модели, основанные на строгом расчёте уравнений Шрёдингера для межмолекулярного взаимодействия (например, [2]). Основным недостатком такого подхода является сложность расчётного профиля, требующего больших затрат времени и компьютерных мощностей для подгонки модели к измеренным спектрам. Эти сложности являются неприемлемыми для практического использования в дистанционном зондировании. Поэтому логично исследовать на работоспособность и быстродействие модели, основанные на неких теоретических аппроксимациях реальных процессов взаимодействия, процессах, ведущих к сужению контура реальной линии (эффект Дикке [3] и зависимость коэффициента столкновительной релаксации от скоростей молекул [4]). В данной работе исследовалось, какой из механизмов сужения превалирует при взаимодейст-

вия полярной молекулы CO с тяжелыми инертными газами Kr (криптон) и Xe (ксенон). Моделирование проводилось тремя моделями: SD-Voigt (учёт зависимости коэффициента столкновительной релаксации от скоростей) [4], Галатри и сумма Лоренцевых контуров (учёт эффекта Дикке) [5, 6].

Для записи линий использовался терагерцовый спектрометр с радиоакустическим детектированием поглощения (РАД). На рисунке представлена экспериментальная запись линии CO и результаты её обработки при $J=2-1$, 230 ГГц, уширенная Kr, для двух типичных значений давления: 0,3 торр (слева) и 1,2 торр (справа) (достигнутое в эксперименте отношение сигнал-шум составляет порядка 1000). Буквами на рисунке обозначены остатки при обработке линии соответствующей моделью: *A* – Фойгт, *B* – SDVoigt, *C* – Галатри, *D* – сумма Лоренцевых контуров. Далее в тексте модели представлены соответствующими буквами.

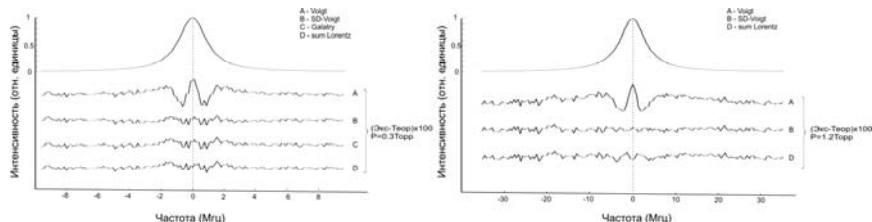


Рис.

Видно, что при давлении 0,3 торр все модели сводят остатки к шумовым. При увеличении давления модель *C* перестаёт работать и даёт нефизичные значения параметров, что подтверждается в различных работах (см., например, [7] и ссылки там), в то время как модели *D* и *B* дают хорошие результаты обработки во всем исследованном диапазоне давлений, от 0,3 до 4 Торр.

Аналогичные результаты были получены для линии CO, уширенной ксеноном. Найдены зависимости от давления параметров столкновительного уширения и параметров, отвечающих за процесс сужения линии для каждой из моделей. Из анализа этих зависимостей можно сказать, что профиль *C* дает нефизичные значения параметров, когда столкновительное уширение превалирует над доплеровским. Для модели *D* получаются хорошие линейные зависимости полуширины линии от давления, но сказать, что доля частиц N (параметр сужения) от давления при уширении Xe остаётся постоянной, к сожалению, нельзя. Профиль *B* даёт прекрасные линейные зависимости от давления, как для полуширины линии, так и для параметра сужения, что находится в полном соответствии с бинарной природой столкновений и идеальностью рассматриваемого газа. Таким образом, можно сделать вывод, что при соударениях CO с тяжелыми инертными газами Kr и Xe доминирующим физическим механизмом сужения линий по сравнению с традиционным профилем Фойгта является зависимость коэффициента столкновительной релаксации от скоростей молекул. Стоит отметить, что эмпирическая модель *D*, описанная в [6], также может быть использована для анализа данных в спектроскопических приложениях. Но для её использования требуется эмпирическая параметризация зависимости параметра сужения от давления.

- [1] Harrison J., Bernath P.F., Kirchengast G. //J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2011. V.112. P.2347.
- [2] Ngo N.H., Tran H., Gamache R.R. //J. Chem. Phys. 2012. V. 136, № 154310.
- [3] Dicke R.H. //Phys. Rev. 1953. V.89. P.472.
- [4] Rohart F., Mäder H., Nicolaisen H.-W. //J. Chem. Phys. 1994. V.101. P.6475.
- [5] Galatry L. //Phys. Rev. 1961. V.122. P.1218.
- [6] Федосеев Г.В., Третьяков М.Ю., Вилков И.Н., Кошелев М.А., Крупнов А.Ф. //В кн.: Тр. 16-ой научн. конф. по радиофизике. /Ред. С.М. Грача, А.В.Якимова. – Н.Новгород: Изд. ННГУ, 2012, с.160.
- [7] Tran H., Bermejo D., Domenech J.-L., Joubert P., Gamache R.R., Hartmann J.-M. //J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2007. V.108. P.126.