

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ИНФОРМАТИВНОСТИ ОКТ- ДИАГНОСТИКИ IN VIVO

П.Д. Агрба, Е.А. Бакшаева, М.Ю. Кириллин

Нижегородский госуниверситет

В связи с развитием оптических технологий наблюдается их активное применение для решения медицинских задач, в частности, биомедицинской диагностики характеристик ткани человека [1].

Одним из наиболее интенсивно развивающихся методов оптической диагностики является метод оптической когерентной томографии [2], которая позволяет обнаруживать оптически контрастные структуры в глубине живого организма. Исследования, представленные в работе, проводились на ОКТ-установке, разработанной в ИПФ РАН, которая позволяет получать прижизненную информацию о внутренней структуре поверхностных биотканей, в том числе слизистых оболочек и кожных покровов, с разрешением до 15-20 мкм на глубинах до 2 мм.

Целью данной работы было исследование влияния механической компрессии и деформации путем растяжения и сжатия и исследование влияния вибровоздействия на формирование ОКТ-изображения кожи человека. Эксперименты проводились на тонкой коже человека *in vivo*, что позволило наблюдать реакцию биоткани в процессе исследования.

Проведенные ранее исследования показали, что степень компрессии биоткани существенно влияет на ее оптические характеристики [3, 4]. Таким образом, очень важно учитывать давление зонда на биоткань при контактной диагностике, особенно при исследовании мягких тканей. Также при получении ОКТ изображения важной задачей является устранение шумов и повышение тем самым качества получаемого изображения.

Для количественной оценки влияния механической деформации использовалось изменение контраста между ОКТ-сигналами из эпидермального и дермального слоев кожи (далее «контраст»), который соответствует отношению их интенсивностей, выраженному в децибелах.

В результате проведенных экспериментов по механической компрессии было показано монотонное возрастание контраста границы между эпидермисом и дермой на 14 дБ за 5 минут. Зависимость контраста от времени с момента начала воздействия для волонтеров 29 и 48 лет приведена на рис. 1.

На втором этапе было исследо-

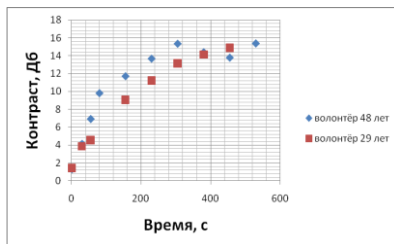


Рис. 1

вано влияние поперечной деформации биоткани на контраст ОКТ-изображения. Для этого проводилось сравнение контраста между слоями на ОКТ-изображениях биоткани для сжатого, недеформированного, растянутого участка кожи.

Для исключения эффекта компрессии было проведено сравнение полученных значений контраста со значениями, полученными при компрессии недеформированного участка кожи (рис. 2). Было отмечено, что при сжатии контраст ниже, чем при компрессии, контраст недеформированного участка кожи сравним с контрастом при компрессии, а при растяжении контраст выше, чем при компрессии.

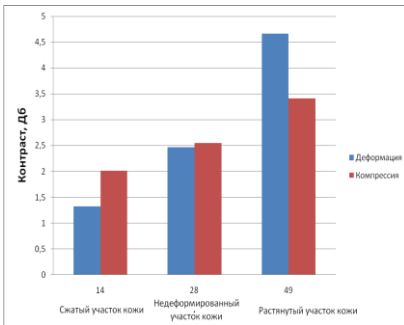


Рис. 2

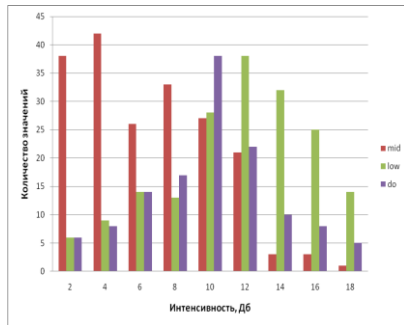


Рис. 3

Для исследования влияния вибровоздействия на распределение спекл-шумов на ОКТ-изображении ОКТ-зонд фиксировался на расстоянии 68 мкм над рукой волонтера. Воздействие происходило в трех спектральных режимах: на частоте 80 Гц (Low), 100 Гц (Hi) и полосой от 80 до 100 Гц (Mid). Было отмечено, что амплитуда спекл-шумов на ОКТ-изображении уменьшается при воздействии сигналом с полосой от 80 до 100 Гц, в то время как сигналы на частотах 80 и 100 Гц ее изменяют слабо. На рис. 3 представлены гистограммы амплитуд спекл-шумов на ОКТ-изображении без вибровоздействия и двух режимов воздействия (Mid и Low).

- [1] Tuchin V.V. Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis. – Bellingham: SPIE Press, 2007, 882 p.
- [2] Bronzino J.D. The Biomedical Engineering Handbook. – Boca Raton: CRC Press, 2000, 2896 p.
- [3] Chan E.K., Sorg B., Protsenko D., O'Neil M., Motamedi M., Welch A.J. // IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron. 1996. V. 2, No. 4. P. 943.
- [4] Агрба П.Д., Кириллин М.Ю., Абелевич А.И., Загайнова Е.В., Каменский В.А., //Оптика и спектроскопия. 2009. Т.107, № 6. С. 901.

ИССЛЕДОВАНИЕ БУФЕРИЗАЦИИ ВНУТРИКЛЕТОЧНОГО КАЛЬЦИЯ ВЫСОКОАФИННЫМИ КРАСИТЕЛЯМИ

Е.Д. Галкина, Ю.Н. Захаров

Нижегородский госуниверситет

Распределение ионов Ca^{2+} в нейронах центральной нервной системы представляет особый интерес, потому что Ca^{2+} играет важную роль в жизнедеятельности клеток. Для определения концентрации Ca^{2+} используются специфические красители, при связывании которых с кальцием возникает сильная флуоресценция. По изменению ее интенсивности можно отслеживать изменение концентрации кальция в клетке. Однако вмешательство красителя изменяет динамику кальция.

В данной работе исследуется временное разрешение измерения динамики концентрации ионов кальция вследствие забуферивания двухдлинноволновым высокоафинным красителем.

Концентрация свободного внутриклеточного кальция обусловлена:

- 1) притоком-оттоком извне клетки;
- 2) захватом кальция внутриклеточными буферами (депо);
- 3) связыванием кальция с красителем.

Уравнение кальциевой динамики запишется следующим образом:

$$\frac{d[\text{Ca}^{2+}]_i}{dt} + \frac{d[\text{SCa}]}{dt} + \frac{d[\text{BCa}]}{dt} = \frac{j_{in} - j_{out}}{V}.$$

Здесь $[\text{Ca}^{2+}]_i$ – концентрация свободного внутриклеточного кальция; $[\text{SCa}]$ – кальций, захваченный буфером-депо; $[\text{BCa}]$ – кальций, связанный с красителем; $j_{in} - j_{out}$ – приток-отток свободного кальция в клетке.

Приведем уравнение к виду:

$$\frac{d[\text{Ca}^{2+}]_i}{dt} (1 + k_B + k_S) = \Delta[\text{Ca}^{2+}]_T \delta(t - t_0) - \gamma([\text{Ca}^{2+}]_i - [\text{Ca}^{2+}]_{rest}).$$

Приток j_{in} происходит под влиянием потенциала действия за время, много меньшее, чем спадание концентрации кальция до его равновесного состояния, следовательно, j_{in} можно представить как дельта-функцию, повышающую общую концентрацию на величину $\Delta[\text{Ca}^{2+}]_T$. Захват кальция красителем и кальциевыми депо может быть описан константами k_B и k_S .

Решение уравнения будет иметь вид:

$$\Delta[\text{Ca}^{2+}](t) = [\text{Ca}^{2+}]_i - [\text{Ca}^{2+}]_{rest} = A \cdot e^{-t/\tau}, t \geq t_0,$$

в котором $\tau = \frac{1 + k_B + k_S}{\gamma}$, $A = \frac{\Delta[\text{Ca}^{2+}]_T}{1 + k_B + k_S}$.

Здесь t_0 – время начала импульса; $\Delta[\text{Ca}^{2+}]_T$ – полное изменение концентрации кальция; γ – коэффициент скорости поступления кальция в клетку.

Нас интересует τ_s – характерное время изменения концентрации кальция.

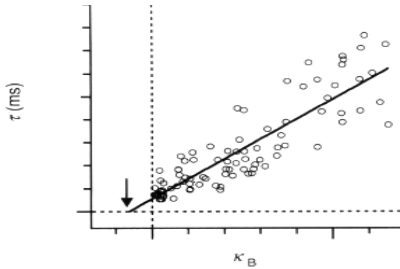


Рис.

По результатам эксперимента (см. рис.) можно определить $\tau(S, B)$ и найти τ_B – временное разрешение, т.е. характерное время динамики флуоресценции в предположении, что кальций не захватывается кальциевыми депо:

$$\tau_B = \frac{1 + k_B}{\gamma}$$

Для нахождения τ_B следует найти k_B , вычисляемое следующим образом:

$$k_B = \frac{K_B [B_T]}{(1 + [Ca^{2+}]_i K_B)^2}$$

Здесь $[B_T]$ – полная концентрация загруженного красителя; $[Ca^{2+}]_i$ – концентрация свободного внутриклеточного кальция; K_B – константа диссоциации.

Для нахождения концентрации кальция используем [1]:

$$[Ca^{2+}]_i = K_B \left(\frac{R - R_{\min}}{R_{\max} - R} \right) \left(\frac{S_{f2}}{S_{b2}} \right);$$

$$R = F_{\lambda_1} / F_{\lambda_2}$$

Чтобы получить τ_s , нам придется набрать статистику при различных концентрациях красителя и экстраполировать ее к концентрации красителя, равной нулю, как это было сделано в [2].

[1] Grynkiwicz G., Poenie M., Tsien R. Y. // Journal Biological Chemistry. 1985. №10. С.3440.

[2] Fritjof Helmchen, Keiji Imoto, Bert Sakmann. // Biophysical Journal. 1996. С.1069.

[3] Neher E., Augustine G. J. // Journal of Physiology. 1992. С.273

РАЗРАБОТКА МЕТОДА ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ В ЛАЗЕРНОЙ СКАНИРУЮЩЕЙ МИКРОСКОПИИ

Ю.Н. Захаров, В.В. Лобынцева

Нижегородский госуниверситет

Современная микроскопия все больше превращается из наблюдательной в измерительную. Однако наблюдаемое в окуляры микроскопа или захваченное в цифровом виде изображение может в значительной мере отличаться от реального исследуемого биологического объекта. Мы можем сильно ошибаться в интерпретации полученных изображений вследствие малого контраста и интегральных искажений при прохождении зондирующим лучом такого неоднородного полупрозрачного объекта. Даже если для исследования живых нейрональных культур и переживающих срезов будет использоваться метод сканирующей конфокальной микроскопии, в случае таких прозрачных объектов с малыми различиями коэффициента поглощения (или, в зависимости от схемы, отражения), изображения получаются малоконтрастными и содержащими информацию лишь о поперечном строении выбранного сечения. Для получения объемной структуры объекта необходимо получить его трехмерное представление.

Это возможно при использовании метода последовательного сканирования каждого уровня. Результат такого z-сканирования говорит об отражающих свойствах каждой плоскости, и в итоге можно построить трехмерную форму мембраны клеток и выделить более плотные внутриклеточные образования, при этом в фазе волны содержится информация об интегральной оптической толщине объекта.

Целью работы являлось проведение измерений амплитуды и фазы объектной волны на стандартном оборудовании, имеющемся во многих научных лабораториях. Конфокальный сканирующий микроскоп LSM-510 был доработан таким образом, что к его функциональности добавилась возможность получения информации о фазе волны, отраженной от исследуемого образца (возможность получения 3D-имиджинга биологических объектов).

Использование лазеров с хорошей когерентностью в совокупности с последующей цифровой обработкой получаемых изображений дают трехмерную цифровую голограмму исследуемого объекта. Важным преимуществом получаемых изображений являются высокое разрешение, объемность, необходимая для адекватного восприятия и изучения биологических объектов, а также возможность проводить количественные измерения и осуществлять все эти действия бесконтактным методом. Такая технология значительно ускоряет процесс накопления данных по сравнению со стандартным методом z-сканирования. Это дает возможность регистрации динамических процессов при исследовании биологических объектов, а также экономит объем цифровой памяти, необходимой для записи и восстановления изображения с высоким разрешением.

Для записи цифровой осевой голограммы в сканирующем конфокальном режиме необходимо завести в регистрирующий канал опорный луч, когерентный с объектным. Этот луч получается делением зондирующего луча по амплитуде. При

этом необходимо учитывать как принципы получения конфокальных изображений при оптическом сканировании, так и конструктивные особенности канала прохождения сканирующего луча. Если получать опорный луч путем помещения полупрозрачной пластинки непосредственно перед объектом, как в широкопольной микроскопии [1], то такой луч в силу особенности системы сканирования отклонится от оптической оси и не будет попадать в регистрирующий блок. Поэтому в качестве светоделителя использовалось полупрозрачное зеркало, расположенное до оптических сканеров. Также было соблюдено равенство длин оптических путей опорной и объектной волн для формирования на регистрирующей матрице голограммной структуры.

Предложенный метод дает возможность выполнять морфологические измерения с поперечным и продольным разрешением 0,2 и 0,01 мкм соответственно, а необходимое временное разрешение определяется только скоростью сканирования. Также по фазовым данным разных частот и по независимому определению геометрической длины и показателя преломления при совмещении голографической записи с z-сканированием становится возможным измерение оптической разности хода и оптических дисперсионных характеристик объекта.

[1] Lobyntseva V.V., Zakharov Yu.N. //Phys. of wave phenomena. 2011. V.19, No.1. P.10.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СИСТЕМЫ ИЗ ДВУХ НЕЙРОНОВ НА ТРАНЗИСТОРНОЙ ПОДЛОЖКЕ В МОДЕЛИ ТОЧЕЧНОГО КОНТАКТА

Е.О. Морозова, В.Б. Казанцев

Нижегородский университет

Разработка нейроэлектронных интерфейсов является одной из актуальных междисциплинарных задач, находящихся на стыке физики и нейробиологии. Интерес к таким системам связан с перспективами создания новых медицинских систем диагностики и лечения патологий мозга с использованием нейроэлектронных имплантов.

В данной работе рассматривается задача о двухстороннем бесконтактном взаимодействии кремниевых транзисторных подложек с нервными клетками. При установлении такого контакта существует возможность обмена информацией между нервной тканью и электронным устройством. Предлагается модель нейроэлектронного интерфейса и исследуются основные механизмы транзисторной регистрации и стимуляции нейронной активности. Модель представляет собой систему из двух нейронов с емкостной стимуляцией, каналом передачи сигнала через нейронную сеть (синаптическая связь), регистрируемом на втором нейроне. Нейрон-кремниевое соединение описывается эквивалентной схемой взаимодействия мембраны нервной клетки и полевого транзистора. Это соединение состоит из двух компонент, описывающих свободную и прикрепленную мембраны нейронов. Передача сигнала осуществляется через синаптически связанные клетки к регистрирующему транзистору. Синаптическая связь также включает задержку проведения

сигнала от клетки к клетке, связанную с конечным временем распространения нервного импульса по нервному волокну (аксону). На основе законов Кирхгофа для данной схемы получена система уравнений, описывающая внутриклеточную и внеклеточную динамику потенциалов в нейроэлектронном соединении. Для описания динамики потенциалов через клеточную мембрану пресинаптического и постсинаптического нейронов использовалась модель Ходжкина – Хаксли [1, 2]. На основе этой математической модели построены зависимости мембранных потенциалов пресинаптического и постсинаптического нейронов, а также зависимости от времени напряжения в электролите и напряжения на затворе регистрирующего транзистора (см. рис.). Полученные графики зависимостей согласуются с экспериментальными данными, описанными в зарубежной литературе [3].

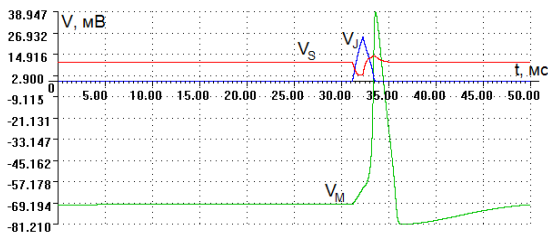


Рис.

Таким образом, можно считать, что использованная в работе модель адекватно описывает происходящие в данной системе процессы.

- [1] Izhikevich E.M. Dynamical system in neuroscience: the geometry of excitability and bursting. – Mass.: MIT Press, 2007.
- [2] Рубин А.Б. Биофизика. Кн. 2. Биофизика клеточных процессов. – М.: Высшая школа, 1987, 303 с.
- [3] Fromherz P. // Nanoelectronics and information technology. / Ed. Rainer Waser. – Berlin: Wiley-WCH. 2003. P.781.

ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ В СКАНИРУЮЩЕМ РЕЖИМЕ ЗАПИСИ

Ю.Н. Захаров, М.С. Муравьева

Нижегородский госуниверситет

Во многом было бы полезно для исследований научиться получать цифровые голограммы биологических культур. Благодаря лазерам с хорошей когерентностью, используемым в сканирующей микроскопии, и цифровому методу регистрации и обработки изображения можно без серьезных конструктивных изменений записать цифровую голограмму исследуемого объекта и восстановить не только распределение интенсивности изображения объекта, но и фазовый фронт объектной волны. Но, как выяснилось, это вызывает ряд трудностей. Попытки получить голограммы по методу [1] выявили некоторые особенности. Например, при освещении биологи-

ческого объекта предметной и опорной волной видны фазовые искажения, которые изменяются по мере сканирования. Чтобы проверить, не являются ли эти искажения следствием неоднородной структуры биологического объекта, были использованы тест-объекты, голограммы которых заведомо известны. В качестве тест-объектов исследовались плоское зеркало и выпуклая линза. Но при сканировании и этих объектов искажения остались, вероятно, из-за конструкции самого микроскопа при его работе в сканирующем режиме записи. Поэтому был разработан метод компенсации этих искажений, аналогичный двухэкспозиционной голографической интерферометрии.

Предположим, что в некоторый момент времени t_1 фотоэлектронный умножитель (ФЭУ1) регистрирует оптическую волну, комплексная амплитуда которой в плоскости голограммы равна $U_1(x,y)$. И в этот же самый момент времени t_1 на ФЭУ2 регистрируется вторая волна с амплитудой $U_2(x,y)$. Это аналогично двухэкспозиционному голографическому процессу: сначала происходит экспонирование волной $U_1(x,y)$ и одновременно опорной волной $U_R(x,y)$, а затем волной $U_2(x,y)$ вместе с волной $U_R(x,y)$, только в нашем случае для исключения нестабильности интерференционной картины мы одновременно регистрируем и $U_1(x,y)$ с $U_R(x,y)$, и $U_2(x,y)$ с $U_R(x,y)$. Таким образом, при восстановлении голограмм волной $U_R(x,y)$ комплексная амплитуда восстановленных волн пропорциональна $U_1(x,y)$ и $U_2(x,y)$, а интенсивность их суммы определяется выражением:

$$I(x, y) = |U_1(x, y) + U_2(x, y)|^2. \quad (1)$$

В применении к интерферометрии $U_1 = U_0(x,y)$ представляет собой волну в плоскости голограммы, рассеянную или пропущенную каким-либо объектом, а $U_2 = U_0'(x,y)$ – волну от того же объекта после того, как он был слегка деформирован или претерпел какие-либо иные изменения. В рассматриваемом случае (с целью избавления от фазовых искажений) U_0 – это волна, отраженная от идеального зеркала, а U_0' – волна, отраженная от объекта. При этом выявляется фазовая структура объекта, а фазовые искажения оптического тракта убираются. При прохождении оптического тракта объектная волна приобретает фазовый набег $\varphi(x,y)$, при зондировании объекта – дополнительно $\Delta\varphi(x,y)$, тогда:

$$U_0(x, y) = 1 \cdot \exp[-i \cdot \varphi(x, y)], \quad (2)$$

$$U_0'(x, y) = A(x, y) \cdot \exp\{-i \cdot [\varphi(x, y) + \Delta\varphi(x, y)]\}. \quad (3)$$

Для освещенности, создаваемой восстановленной волной, получим

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |1 \cdot \exp[-i \cdot \varphi(x, y)] + A(x, y) \cdot \exp\{-i \cdot [\varphi(x, y) + \Delta\varphi(x, y)]\}|^2 = \\ &= 1 + A^2(x, y) + 2 \cdot A(x, y) \cdot \cos[\Delta\varphi(x, y)]. \end{aligned}$$

Отсюда можно получить изменение фазы $\Delta\varphi$, которое отвечает в данном случае за фазовый набег волны, прошедшей через объект. По изменению фазы $\Delta\varphi$ можно

восстановить изменение оптической длины пути, а, следовательно, и толщины объекта.

В процессе реализации данного метода была проведена доработка оптической схемы микроскопа. Волна, идущая от лазера, была разделена по поляризации, а волна идущая от объекта и интерферирующая с опорной волной, регистрировалась

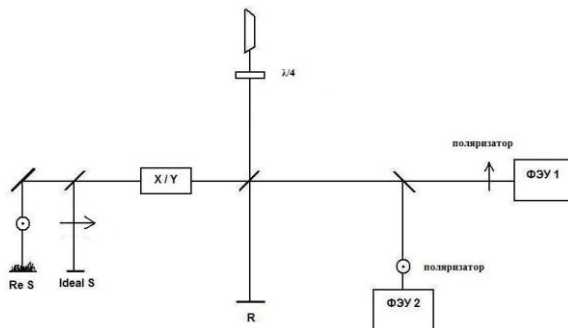


Рис.

отдельно, но вместе с тем и одновременно с волной, идущей от идеального зеркала и также интерферирующей с опорной волной.

Принципиальная схема доработки приведена на рисунке.

- [1] Захаров Ю.Н., Лобынцева В.В. // В кн.: Тр. XV-й научн. конф. по радиофизике. 2011 г. /Ред. С.М. Грач, А.В. Якимов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2011.

РАВНОВЕСНОЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ ВОДЯНОГО ПАРА И СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЛЕКУЛ

М.Ю. Третьяков¹⁾, Е.А. Серов¹⁾, Т.А. Одинцова²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Нижегородский госуниверситет

Целью данной работы является анализ столкновительного взаимодействия молекул и получение верхней оценки для количества двойных и тройных молекул в равновесном водяном паре в широком интервале температур. Необходимость такой оценки обусловлена потребностью количественного описания спектров водяного пара, записанных при температурах выше критической и при давлениях, доходящих до сотен атмосфер. Высокотемпературные спектры являются в настоящее время практически единственным источником информации о спектральном проявлении малых водяных кластеров (димеров, тримеров и т.д.) в равновесных термодинами-

ческих условиях. Вклад димеров и тримеров в таких спектрах достаточно велик, а извлеченная количественная информация позволяет делать экстраполяцию на стандартные условия. Поэтому анализ таких спектров способствует пониманию роли кластеров воды в атмосферном поглощении.

Запишем уравнения состояния газа с учетом действия сил расталкивания и притяжения молекул при их соударениях для этого, аналогично работе [1], вводим исключенный объем и учитываем образование димеров и тримеров:

$$p(V - b_0) = (v_m + v_d + v_t)RT. \quad (1)$$

После ряда преобразований уравнение (1) можно представить в вириальной форме:

$$\frac{pV_m}{RT} = 1 - \frac{B(T)}{V_m} + \frac{C(T)}{V_m^2} + \dots, \quad (2)$$

где вириальные коэффициенты $B(T)$ и $C(T)$ характеризуют соответственно все двойные и тройные столкновительные взаимодействия молекул в газе. Они оказываются однозначно связанными с константами равновесия димеров и тримеров (K_2 и K_3), характеризующими их равновесное количество в газе, следующим образом:

$$K_2(T) = \frac{b_0 - B(T)}{RT}, \quad K_3(T) = -\frac{C(T) - b_0^2 + b_0 K_2 RT - 4K_2^2 (RT)^2}{2(RT)^2}. \quad (3)$$

Для нахождения значений вириальных коэффициентов были использованы эмпирические данные термодинамического состояния водяного пара в интервале температур 273÷1275 К [2], считающиеся эталонными. Для каждой температуры вириальные коэффициенты определялись численным дифференцированием эмпирических зависимостей давления водяного пара от его плотности [2]:

$$B(T) = \lim_{\rho_m \rightarrow 0} \left[\frac{d}{d\rho_m} \left(\frac{p}{\rho_m RT} \right) \right], \quad C(T) = \frac{1}{2} \lim_{\rho_m \rightarrow 0} \left[\frac{d^2}{d\rho_m^2} \left(\frac{p}{\rho_m RT} \right) \right]. \quad (4)$$

Температурная зависимость вириальных коэффициентов аппроксимировалась степенной функцией вида:

$$F_1(T) = \left(\frac{100}{T} \right)^n \cdot \sum_{i=0}^9 a_i T^i, \quad (5)$$

где a_i – постоянные коэффициенты, $n = 6$ для $B(T)$ и $n = 9$ для $C(T)$. Найденные коэффициенты аппроксимации обеспечивают ее погрешность менее 0,1%, что соответствует точности эмпирических данных. Аналогичная аппроксимация $B(T)$ известна из работы [3], но ее точность в 20 раз ниже, чем в данной работе. Насколько нам известно, подобная компиляция для $C(T)$ ранее не делалась.

Поскольку предшествующие данные о величине исключенного объема для водяного пара весьма противоречивы, то необходимое для оценок количества димеров и тримеров значение b_0 было найдено по равновесному межъядерному расстоянию димера воды, которое соответствует балансу сил притяжения и отталкивания молекул при нулевой температуре и известно из низкотемпературных пучковых спектроскопических измерений.

Результаты расчетов констант равновесия димеров и тримеров по формулам (3) представлены на рисунке. Для получения аналитических выражений, соответствующих зависимостям K_2 и K_3 от температуры применялась аппроксимирующая функция:

$$F_2(T) = \exp\left(\frac{\sum_{i=0}^5 c_i T^i}{T}\right). \quad (6)$$

Найденные значения коэффициентов c_i обеспечивают отклонение аппроксимирующей функции (6) от полученных значений не более 0,8% и 1,7% для K_2 и K_3 соответственно во всем рассматриваемом диапазоне температур.

Хорошее согласие полученных значений констант равновесия и их экспериментальных значений при 650 К из работы [4] подтверждает справедливость сделанных оценок и применимость полученных данных как для интерпретации высокотемпературных спектров, аналогичных анализируемым в [4], так и в расчетах, где требуются количественная информация о концентрации димеров и тримеров в водяном паре в равновесных условиях, например, при расчетах поглощения излучения земной атмосферой.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ.

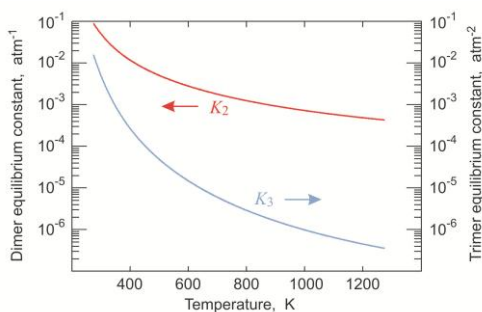


Рис.

- [1] Storgyn D.E., Hirschfelder J.O. //J. Chem. Phys. 1959. V.31, No.4. P.1531.
- [2] Wagner W., Pruss A. //J. Phys. Chem. Ref. Data. 2002. V.31, No.2. P.387; NIST Chemistry WebBook, <http://webbook.nist.gov/chemistry/>.
- [3] Harvey A.H., Lemmon E.W. //J. Phys. Chem. Ref. Data. 2004. V.33, No.1. P.369.
- [4] Tretyakov M.Yu., Makarov D.S. //J. Chem. Phys. 2011. V.134, No.8. P.084306.

РАСЧЕТ СПЕКТРОВ МОЛЕКУЛЯРНОГО ИОНА H_3^+ И ЕГО ИЗОТОПОЛОГОВ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ ДО И ВЫШЕ БАРЬЕРА ЛИНЕЙНОСТИ

И.И. Майзус, Н.Ф. Зобов, О.Л. Полянский

Институт прикладной физики РАН

Молекулярный ион H_3^+ был впервые обнаружен Томсоном в 1911 году. Эта простейшая многоатомная молекула была объектом множества экспериментальных и теоретических исследований на протяжении последних 100 лет. Ее присутствие в атмосферах Юпитера и ряда других планет на настоящий момент не вызывает сомнений. Кроме того, H_3^+ как универсальный донор протонов, является инициатором сети химических реакций в межзвездной среде, ведущих к образованию более сложных молекул, таких как вода и углеводороды. Поэтому его роль в астрофизических исследованиях, в частности, в изучении свойств межзвездной материи, весьма велика. Химические свойства молекулярного иона H_3^+ хорошо изучены методами масс-спектрометрии, но его спектроскопические исследования существенно затруднены в связи с отсутствием у молекулы постоянного дипольного момента, наличием барьера линейности и быстрым спаданием интенсивностей ее спектральных линий с ростом частот соответствующих переходов. Поэтому лишь 30 лет назад были опубликованы первые исследования ее спектроскопических характеристик. К настоящему моменту экспериментально обнаружено лишь несколько сотен спектральных линий молекулы H_3^+ в диапазоне, не превышающем 17000 см^{-1} . Для изотопологов иона H_3^+ – молекул H_2D^+ и D_2H^+ – имеются экспериментальные данные лишь для частей их спектров, лежащих ниже барьера линейности, соответствующего энергии, близкой к 10000 см^{-1} . Поэтому необходимо проведение теоретических расчетов, которые позволят не только проанализировать экспериментальные данные, но и предсказать расположение в спектре H_3^+ частот линий, до сих пор неизмеренных экспериментально. При этом наибольший интерес для теоретиков представляет чисто *ab initio* описание спектра молекулы, основанное лишь на первых принципах квантовой механики и измерениях величин фундаментальных констант. За последние десятилетия были разработаны методы и разнообразные алгоритмы расчета спектров молекул, основанные на решении уравнения Шредингера для движения ядер трехатомных молекул с использованием вариационных расчетов.

Вариационные расчеты предсказывают колебательно-вращательные уровни энергии молекул с точностью, которая определяется в основном поверхностью потенциальной энергии (ППЭ). Для молекулы, находящейся в определенном электронном состоянии, ППЭ этого состояния определяет ядерное движение и, таким образом, колебательно-вращательный спектр [1]. Механизм расчета ППЭ основан на аппроксимации поверхностью в пространстве «энергия – координаты ядер» набора *ab initio* энергий, получаемых при решении уравнения Шредингера для движения электронов молекулы в приближении Борна-Оппенгеймера (БО) при различных фиксированных положениях ее ядер. Поправки к приближению Борна-

Оппенгеймера уточняют значения уровней энергии. Полученную таким образом поверхность называют *ab initio* ППЭ.

ППЭ для молекулярного иона H_3^+ и его изотопологов была получена путем сложения двух независимо сконструированных поверхностей: поверхности БО и диагональной поправочной поверхности (BODC), учитывающей большую часть адиабатических эффектов. Создание каждой из них происходило в 2 этапа: расчет *ab initio* энергий и значений адиабатической поправки для набора ядерных геометрий молекулы (набора *ab initio* точек) и аппроксимация полученных значений соответствующими выбранными аналитическими формами поверхностей. При этом был использован уникально обширный набор из 7840 *ab initio* точек в диапазоне до 43000 см^{-1} относительно дна потенциальной ямы, полученный Мишелем Пованелло и Людвигом Адамовичем из Университета Аризоны.

Полученная в результате аппроксимации глобальная поверхность БО совпадает с участвовавшими в оптимизации *ab initio* энергиями со средней точностью 0,027 см^{-1} и адекватно описывает поведение потенциалов иона H_3^+ и его изотопологов до и выше первого порога их диссоциации. Поверхность BODC была сконструирована в диапазоне энергий, содержащем экспериментальные данные по спектру H_3^+ , и позволила воспроизвести участвовавший в оптимизации набор из около 4000 значений адиабатической поправки со средней точностью 0,007 см^{-1} .

Расчеты ядерного движения проводились с использованием набора программ DVR3D [2], несколько модернизированного с целью получения возможности частично учесть неадиабатические эффекты, как было предложено в работе [3]. Полученное в итоге стандартное отклонение рассчитанных центров линий иона H_3^+ и его изотопологов от всех имеющихся в наличии экспериментальных данных составило рекордную величину 0,1 см^{-1} , на порядок меньшую значения аналогичной погрешности воспроизведения экспериментальных уровней энергии иона H_3^+ в диапазоне до 13000 см^{-1} наилучшей из существующих на настоящий момент поверхностей, полученной в работе [4].

Представленные результаты могут оказаться весьма полезными для предсказания расположения линий H_3^+ и его изотопологов в тех частях их спектров, в которых до сих пор отсутствуют экспериментальные данные, в том числе – вблизи порогов их диссоциации, и, возможно, поспособствуют идентификации линий в экспериментальном преддиссоционном спектре Каррингтона-Кеннеди [5].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 09-02-00053).

- [1] Barletta P., Shirin S.V., Zobov N.F., Polyansky O.L., Tennyson J., Valeev E.F., Csaszar A.G. // *J. Chem. Phys.* 2006. V.125. P.1.
- [2] Tennyson J., Kostin M.A., Barletta P., Harris G.J., Polyansky O.L., Ramanlal J., Zobov N.F. // *Computer Phys. Comm.* 2004. V.163. P.85.
- [3] Moss R.E. // *Molec. Phys.* 1996. V.89. P.195.
- [4] Bachorz R.A., Cencek W., Jaquet R., Komasa J. // *J. Chem. Phys.* 2009. V.131. P.024105.
- [5] Carrington A., Kennedy R.A. // *J. Chem. Phys.* 1984. V.81, No.1. P.91.

РАЗРАБОТКА МОЩНОГО ДИСКОВОГО Yb:YAG ЛАЗЕРА С ВЫСОКИМ КАЧЕСТВОМ ПУЧКА

И.И. Кузнецов, И.Б. Мухин

Институт прикладной физики РАН

В настоящее время актуальна задача создания лазеров с большой средней мощностью (десятки ватт и выше) и сохранения при этом высокого качества пучка (генерация TEM_{00} моды). Проблемой, ограничивающей эти параметры, является нагрев активного элемента (АЭ). Он приводит к тепловым искажениям кристалла, что в свою очередь, ведет к искажениям лазерного излучения. В работе рассматриваются два основных метода борьбы с паразитными тепловыми эффектами: изготовление АЭ в форме тонкого диска с торцевым охлаждением, что уменьшает температуру и градиент температуры; в качестве АЭ используется Yb:YAG, обладающий высокой теплопроводностью и низким дефектом кванта.

На рис. 1, а изображена принципиальная схема дискового Yb:YAG лазера. Диск торцом с зеркальным напылением припаян на медный теплоотвод. С другой стороны

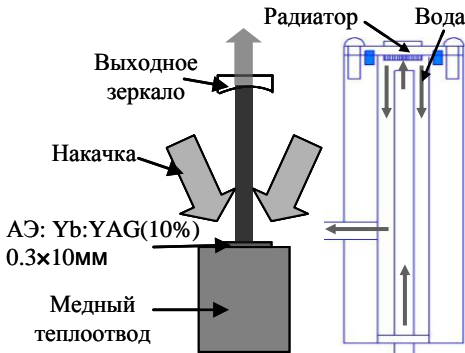


Рис. 1

1, б) и система подвода накачки с шестью обходами АЭ [1]. Теплоотвод состоит из системы подачи воды и радиатора с эффективной теплоотдачей. Эффективность теплоотдачи достигнута двумя методами: во-первых, на заднюю стенку радиатора нанесена насечка [2], что увеличивает площадь контакта с водой, во-вторых, рассчитана оптимальная толщина радиатора. Для ее нахождения решалось уравнение стационарного распределения тепла в отсутствии внешних источников:

$$\kappa \cdot \Delta T = -q(r, z), \quad (1)$$

ны диска подается накачка и генерируется лазерное излучение. Такие дисковые Yb:YAG лазеры могут обладать высоким КПД (до 70% от мощности накачки). К недостаткам относятся небольшое поглощение сигнального излучения, так как при комнатной температуре нижний лазерный уровень Yb населен, и необходимость большого числа проходов накачки через АЭ для ее полного поглощения.

Разработан квантрон на тонком диске Yb:YAG. При этом создан теплоотвод (рис.

$q(r, z)=0$, T – температура, κ – коэффициент теплопроводности. Расчеты показали, что оптимальная толщина радиатора равна 1,6 мм.

Для получения высокого качества пучка необходимо изучить тепловые искажения в кристалле. Поэтому был произведен расчет тепловой линзы (ТЛ) в АЭ. Сначала было решено уравнение (1) с внешним источником $q(r, z)$. Затем по формуле

$$\Delta L_{opt} = \left(\frac{dn}{dT} + \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right) \Delta T \Delta L_{ph}$$

вычислено изменение длины оптических путей за два прохода через диск. Здесь ΔL_{ph} – толщина кристалла, ΔL_{opt} – оптическая длина пути луча в кристалле, dn/dT – термооптический коэффициент, $1/L \times dL/dt$ – коэффициент теплового расширения. Продифференцировав изменение оптического пути по радиальной координате и поделив на радиус, можно вычислить зависимость оптической силы ТЛ от радиуса (рис. 2). Как видно из графиков, оптическая сила явно зависит от радиуса, т.е. ТЛ имеет сильную абберацию.

Проведено экспериментальное изучение тепловых искажений кристалла.

Для этого квантрон был помещен в интерферометр Майкельсона. Получена интерференционная картина двух пучков: прошедшего дважды через диск и отраженного от эталонного зеркала. По этой картине вычислен профиль искажений и оптическая сила ТЛ (рис. 2). Из сравнения теоретически рассчитанных и экспериментальных данных видно, что в расчете линза получилась сильнее. Это можно объяснить тем, что при расчете не был учтен изгиб кристалла как целого.

Затем внутри интерферометра был собран генератор и во время генерации зафиксировано уменьшение ТЛ. Это объясняется тем, что в отсутствии генерации вся энергия уходит в спонтанное излучение и запирается внутри кристалла из-за полного внутреннего отражения. При генерации же часть энергии уходит с лазерным излучением.

Таким образом, на основе разработанного квантрона реализован дисковый лазер с мощностью 50 Вт при непрерывном режиме работы и КПД около 50%.

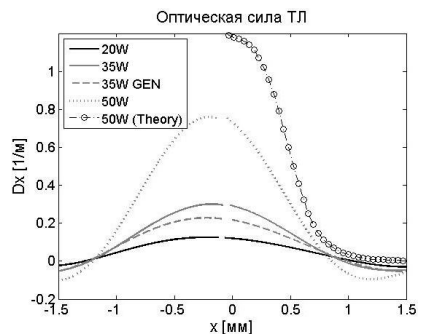


Рис.2. Оптическая сила ТЛ: теория, эксперимент, ослабление ТЛ при генерации.

- [1] Контаг К., Каршевский М., Стивен К., Гисен А., Хюгель Г. //Квантовая электроника. 1999. Т.28, №2. С.139.
 [2] Tsunekane M., Taira T. //IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. 2007. V.13, №3. P.619.

ПОРОГ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ ДЛЯ СЛОЯ ЗАКРИТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

М.А. Панфилова

Нижегородский госуниверситет

В настоящее время активно исследуется взаимодействие лазерных импульсов интенсивностью до 10^{22} Вт/см² с плазмой. Электроны в поле таких импульсов приобретают релятивистские скорости, вследствие чего в плазме проявляются различные нелинейные эффекты. Одним из них является эффект релятивистской самоиндуцированной прозрачности плазмы, заключающийся в просветлении закритической плазмы при достижении падающим излучением некоторой амплитуды, называемой порогом прозрачности.

Введём параметр закритичности $n_0 = N_e/N_{cr}$, где N_e – концентрация электронов, $N_{cr} = m\omega^2/4\pi e^2$ – критическая концентрация, ω – частота падающего излучения. Если $n_0 > 1$, то плазма непрозрачна для излучения.

Исследование порога прозрачности плазмы в зависимости от параметра закритичности имеет большое значение, так как вблизи пороговых значений поля наибольшей эффективности достигает имеющий важное практическое значение процесс ускорения протонов и лёгких ионов в плазме.

Теоретическое выражение для зависимости порога прозрачности от закритичности было впервые получено ещё в 1956 году [1] в приближении бегущей плоской волны в безграничной плазме, и выглядит следующим образом

$$a_{th} = \sqrt{n_0^2 - 1}. \quad (1)$$

Однако в реальности взаимодействие происходит с границей плазмы. Очевидно, выражение (1) должно хорошо работать для плазмы с плавной границей, что подтверждается численными расчётами. В то же время для резкой границы было теоретически предсказано, что просветление плазмы в случае циркулярно поляризованного излучения должно происходить при значительно больших амплитудах поля [2]. Причина этого заключается в существенной роли, которую играет пондеромоторная сила, отжимающая электроны от границы плазмы в узкий слой с высокой концентрацией. Такой слой отражает падающее излучение эффективнее, чем изначальный плазменный слой. Порог прозрачности в этом случае был получен из квазистационарного приближения. Пороговое поле определяется различно для двух интервалов концентрации плазмы. При $n_0 < 1,5$

$$a_{th} = \sqrt{n_0(n_0 - 1)}. \quad (2)$$

Если же $n_0 > 1,5$, то справедливо выражение

$$a_{th} = \frac{1}{2} \left[\frac{2}{3} (1 + a_{d*}^2) (2a_{d*}^2 - n_0) - a_{d*}^4 \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где

$$a_{d*}^2 = n_0 \left(\frac{9}{8} n_0 - 1 + \frac{3}{2} \sqrt{\frac{9}{16} n_0^2 - n_0 + 1} \right). \quad (4)$$

Целью данной работы является определение порога прозрачности из численно-моделирования для случаев линейной и циркулярной поляризации и резкой границы плазмы с последующим сравнением численных и аналитических результатов.

Моделирование было проведено при помощи одномерного PIC-кода. В расчётах исследовалась доля прошедшей сквозь слой энергии падающего импульса. По результатам ряда расчётов были построены диаграммы зависимости этой доли от амплитуды поля и критичности плазмы для циркулярной (рис. 1) и линейной (рис. 2) поляризации импульса.

Светлым отображена область прозрачности плазмы, тёмным – область непроникновения. Для циркулярно поляризованного излучения диаграмма довольно хорошо соответствует теоретической зависимости (3). Порог прозрачности для линейной поляризации существенно ниже, и его описанию больше соответствует выражение (1). Причины наблюдающегося различия случаев циркулярной и линейной поляризации на данный момент неясны и будут исследованы в дальнейшем.

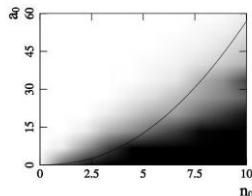


Рис. 1

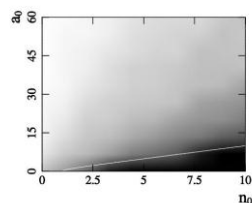


Рис. 2

[1] Ахиезер А.И., Половин Р.В. // ЖЭТФ. 1956. Т. 30. С. 915.

[2] Cattani F., Kim A., Anderson D., Lisak M. // Phys. Rev.E. 2000. V. 62, No.1. P.1234.

[3] Коржиманов А.В. Квазистационарные и динамические режимы взаимодействия релятивистски интенсивного лазерного излучения с критической плазмой: Дис. канд. физ.-мат. наук. – Н. Новгород: ИПФ РАН. 2010. 162 с.

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ МОДЕЛЬ ЯДЕР И АДРОНОВ

С.А. Семиков

Нижегородский госуниверситет

С момента открытия ядра в 1911 г. предложены десятки моделей ядер и элементарных частиц, которые успешно описывают отдельные свойства, но нет единой модели, которая объясняла бы сразу все свойства ядер, ядерных сил, предсказывая значения масс частиц и другие их характеристики [1]. Эта столетняя недееспособность теорий ядра сложилась от стремления найти лишь внешнее описание свойств на формальном языке квантовой механики. Бесплодность такого подхода заставляет

искать решение загадок микромира на пути классических доквантовых моделей, в рамках которых учёные пытались выяснить внутреннюю структуру ядра, частиц и тем самым найти не математическое, а физическое объяснение их свойств [2].

Так, Дж. Томсон объяснял стабильность ядер тем, что кулоновское отталкивание протонов на внутриатомных масштабах перестаёт следовать закону обратных квадратов и переходит в притяжение [3]. Это подтвердили эксперименты по рассеянию электронов на протонах: поле E протона на расстояниях $\sim 10^{-15}$ м уже не следует закону $E \sim 1/r^2$, протон содержит множество заряженных центров (партонов). Т.е. на расстояниях порядка размера протона 10^{-15} м его поле отлично от поля точечного заряда, это – поле диполя или мультиполя, сложно зависящее от расстояния, направления и меняющее знак. Поэтому протоны на ядерных масштабах могут притягиваться без специфических ядерных сил, а как диполи молекул воды (свойство, определившее успехи капельной модели ядра). Подобную ядерную структуру в виде набора диполей предполагали ещё в 1903-1904 гг. Дж. Томсон и Ф. Ленард [4].

Если, следуя Томсону, допустить, что протон образован из тысяч электронов e^- и таких же положительных зарядов (позитронов e^+), которых на один больше, то это сразу уравнивает число электронов и позитронов в мире, объяснит единичный заряд протона, его массу (составленную из тысяч масс e^- и e^+) и размер порядка классического радиуса электрона $r_0 \sim 10^{-15}$ м. Нейтрон же состоит из равного числа e^- и e^+ , что доказано их вылетом из нейтронов и ядер при β^- , β^+ -распаде, рождением пар $e^- e^+$ при β - и γ -облучении ядер. Исчезают и возражения против присутствия e^- и e^+ в нейтронах и ядрах. Так, ничтожный магнитный момент нуклона в сравнении с e^- и e^+ вызван компенсацией их магнитных моментов, как в антиферромагнетике.

По Томсону e^+ и e^- подобны заряженным шарикам радиуса r_0 . Притягиваясь, они соединяются в кристаллические комплексы типа кубических кристаллов соли из периодически чередуемых ионов Na^+ и Cl^- [5]. Такое строение объясняет свойства нуклонов и других частиц: массу, размер, стандартную плотность, заряд, магнитный момент и ядерное (сильное) взаимодействие. Если два протона в виде кубических кристаллов соединятся гранями, и возле каждого e^- встанет e^+ , то их мультипольное притяжение H превысит кулоновское отталкивание протонов. Как показывает расчёт [2], сила H при росте дистанции r убывает по закону $H \approx F_0 N \exp(-r/r_0)$, где F_0 – элементарная сила притяжения между e^+ и e^- на расстоянии порядка r_0 , а N – число e^+ и e^- в каждой грани (для протонов $N \sim 100$). Т.е. сила H эквивалентна ядерной: она в 100 раз интенсивней кулоновского взаимодействия и резко убывает с расстоянием r . Та же сила возникнет и между двумя нейтронами или между протоном p и нейтроном n , имеющими близкие массы и размеры порядка $10 \times 10 \times 10$ частиц.

Итак, кристаллическая модель адронов объясняет свойства ядерных сил и качественно (проявление в связях p - p , n - n , n - p , короткодействующий характер, эффект насыщения), и количественно (интенсивность, зависимость от расстояния и радиус действия порядка $r_0 \sim 10^{-15}$ м). Понятна и повышенная прочность, энергия связи p - p или n - n (энергия спаривания [1]). Хотя структуры протона и нейтрона близки, они слегка отличаются формой и размером граней, отчего число связей N , а значит их сила и энергия выше при контакте однородных нуклонов, грани которых сходны.

Такая электростатическая связь по принципу соответствия форм (комплиментарности) давно известна в химии, скажем, у белков, у нуклеотидов в молекуле ДНК.

Раз ядерные силы, подобно химическим, имеют электрическую природу, то и энергия ядерных реакций – это электростатическая энергия. Если энергия мультипольного взаимодействия выше энергии кулоновского отталкивания, то их разность W выделяется при синтезе ядер, а если меньше, то – при распаде. Как показал Томсон в 1881 г., эта энергия W взаимодействия зарядов связана с дефектом масс $m=W/c^2$, теряемым в реакции и представляющим собой «электромагнитную массу» (добавку к инертной массе от взаимодействия зарядов) [4]. Так, при слиянии ядер дейтерия масса образованного ядра гелия снижается от взаимодействия образующих нуклоны e^+ и e^- на величину m , пропорциональную выделенной энергии $W=mc^2$. При α -распаде ядра урана масса снижается от исчезновения электромагнитной массы m , вызванной отталкиванием ядра и α -частицы и пропорциональной энергии $W=mc^2$, полученной α -частицей. А при «аннигиляции» e^- и e^+ они не исчезают, но соединяются в нейтральную пару размера $r_0=e^2/4\pi\epsilon_0 mc^2$, а выделенная энергия γ -излучения – это выделенная потенциальная энергия $W=e^2/4\pi\epsilon_0 r_0=mc^2$ [5].

Соединяясь в ядре гранями и максимизируя энергию связи, нуклоны формируют ядерные слои и ядра кристалльно правильной формы. Слоистое строение ядра объясняет магические числа нуклонов [1], магнитные моменты ядер, природу ядерных изомеров, имеющих идентичный состав, но разную форму, а значит, и энергии связи, периоды полураспада [2]. Выявить и изучить кристаллическую структуру ядер и нуклонов можно по методу Лауэ, по дифракции на них излучения с длиной волны, меньшей периода кристаллической решётки ($\lambda \sim 10^{-16} \div 10^{-15}$ м – жёсткие γ -лучи). Знание структуры ядер и адронов позволит предсказывать их свойства и эффективней вырабатывать ядерную энергию, конструировать новые частицы и ядра.

- [1] Сивухин Д.В. Атомная и ядерная физика. Ч. 2. – М.: Наука, 1989, 416 с.
- [2] Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца и картина мироздания. – Н. Новгород: Стимул-СТ, 2010, 612 с.
- [3] Thomson J.J. //Phil. Mag. 1919. P.418.
- [4] Томсон Дж. Электричество и материя. – М.-Л.: ОГИЗ, 1928. С.60.
- [5] Мантуров В.В. От кристаллических нуклонов и ядер к разгадке распределения простых чисел. – М.: ГОУ ВПО МГУЛ, 2007, 118 с.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ НАНОЛОКАЛИЗАЦИИ СВЕТА В НЕОДНОРОДНЫХ ПЛАЗМОННЫХ ЩЕЛЕВЫХ ВОЛНОВОДАХ

Д.А. Смирнова

Нижегородский госуниверситет

Наноразмерные заполненные диэлектриком слои внутри металла представляют большой интерес для нанофотоники, так как способны обеспечить локализацию оптических волн на наномасштабах [1, 2]. В инфракрасном диапазоне в пренебре-

жении потерями диэлектрическая проницаемость металла ε_m отрицательна, по модулю много больше единицы и обратно пропорциональна квадрату частоты ω :

$$\varepsilon_m(\omega) \approx -\frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \gg 1,$$

где ω_p – плазменная частота. В такой системе (вне зависимости от толщины зазора 2d) могут распространяться локализованные по координате z ТМ волны вида $\{H_y, E_z, E_x\} \exp(i(\omega t - kx))$. В достаточно широком интервале изменений параметра $q = \frac{\omega_p d}{c}$ ($1 \gg q \gg \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \varepsilon_0$, где ε_0 – диэлектрическая проницаемость заполняющей щель среды) поле является квазипоперечным, и постоянная распространения k линейным образом связана с частотой ω :

$$k; \quad \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}}, \quad \varepsilon_{\text{eff}} = \frac{\varepsilon_0}{q}.$$

С помощью непосредственного интегрирования уравнений Максвелла нами показано, что при выполнении условия $1 \gg q \gg \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \varepsilon_0$ распространяющаяся в неоднородном волноводе ($d = d(x, y)$, $\varepsilon_0 = \varepsilon_0(x, y)$) четная (по H_y) мода описывается скалярным уравнением:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + k_0^2 \varepsilon_{\text{eff}}(x, y) U = 0, \quad U = -\int_{-\infty}^{\infty} E_z dz \approx -\int_{-d}^d E_z dz,$$

причем функция U и ее производные $\frac{\partial U}{\partial x}$, $\frac{\partial U}{\partial y}$ при сшивке на резких скачках параметра $\varepsilon_{\text{eff}}(x, y)$ можно считать непрерывными.

Изменяя толщину щели и диэлектрическую проницаемость заполнения, можно эффективно управлять потоками энергии в плоскости (x, y) . В частности, локализованное по (x, y) достаточно глубокое сужение в плазмонном щелевом волноводе может играть роль своеобразного резонансного элемента, который способен фокусировать поток энергии в распространяющейся по волноводу моде и концентрировать его в области наиболее тонкого диэлектрического зазора. Этот эффект проще всего проиллюстрировать в случае, когда сужение имеет цилиндрическую форму: $d(r) = \begin{cases} d_0, & r > R \\ d_c, & r < R \end{cases}$, где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ – расстояние, отсчитываемое от центра неоднородности.

Пусть $d_c \ll d_0$ и, следовательно, $\varepsilon_{\text{eff}}(d_c) \gg \varepsilon_{\text{eff}}(d_0)$. Волновые числа основной моды плазмонного щелевого волновода вне и внутри сужения соответственно

равны: $k = k_0 \sqrt{\varepsilon_{eff}(d_0)}$ и $\kappa = k_0 \sqrt{\varepsilon_{eff}(d_c)}$, причем $\kappa \gg k$. Рассмотрим, как на таком цилиндрическом сужении рассеивается распространяющаяся по волноводу монохроматическая волна.

С точки зрения нанолокализации света наиболее интересен случай, когда $kR \ll 1$, а $\kappa R \geq 1$. При таких условиях для некоторых резонансных значений параметра κR будут наблюдаться эффекты сильного рассеяния, сопровождаемые значительной концентрацией электромагнитной энергии в области сужения $r < R$. Найдем поперечник рассеяния σ , который из-за двумерности задачи имеет размерность длины. Для рассматриваемой резонансной ситуации он в пренебрежении омическими потерями существенно больше диаметра рассеивающего цилиндрического сужения: $\sigma = \frac{4}{k} = \frac{2\lambda}{\pi} \gg R$. Особо отметим, что при этом электрическое поле в области сужения $E = U(r < R)/2d_c$ возрастает по сравнению с полем в падающей волне $E_0 = U_0/2d_0$ в $\eta > d_0/2d_c$ раз.

Для нанодимера из двух цилиндрических сужений, находящихся на расстоянии $l > 2R$ друг от друга, при $l < \sigma$ действующее на каждый из цилиндров поле отличается от поля в падающей волне. Резонансные значения параметра κR у такого димера зависят от расстояния l , но поперечник рассеяния в резонансе остается таким же, как у одиночного сужения: $\sigma_d = \frac{4}{k} = \frac{2\lambda}{\pi} \gg R$.

[1] Maier S.A. //Plasmonics: Fundamentals and Applications. – Berlin: Springer-Verlag, 2007.

[2] Veronis G. and Fan S. //Appl. Phys. Lett. 2005. V.87. P.131102.

ЧИСЛЕННО-АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ БРОУНОВСКОЙ ЧАСТИЦЫ В ПОТОКЕ ФОНОВОГО ГАЗА С ЗАДАННЫМ ПРОФИЛЕМ СКОРОСТИ

Н.С. Павлычев, Е.З. Грибова

Нижегородский госуниверситет

Рассматривается задача диффузии броуновской частицы в потоке фонового газа с заданным профилем скорости. Источник испускает частицы в пространство, ограниченное с правой стороны детектором, поглощающим попавшие в него частицы, с левой – отражателем, сталкиваясь с которым частицы испытывают абсолютно упругий удар. Примесь взаимодействует с потоком 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

$$\langle A_i(t)A_j(t+t') \rangle = 2D\delta_{ij}\delta(t'), \quad (1)$$

где D – коэффициент молекулярной диффузии, δ_{ij} – символ Кронекера, угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций случайной силы. Профиль скорости потока фонового газа задается функцией $v_0'(x) = v_{max}'(L^2 - x^2)/L^2$, где L – расстояние от источника до детектора по оси Ox .

Целью работы является получение статистики скорости частиц на детекторе и времени достижения детектора (эйлерова статистика). Прямое вычисление эйлеровых характеристик затруднительно, поэтому применяется лагранжев подход, основанный на анализе хорошо изученных стохастических уравнений Ланжевена.

В результате численного моделирования упомянутых уравнений были получены гистограммы скорости частиц на детекторе и времени достижения детектора при различном соотношении параметров ($\alpha = \beta v_{max}'^2/2D = 0,5, 12,5, L\beta^{3/2}/D^{1/2} = 1,2$, начальные условия: $(\beta/D)^{1/2}v_{0x} = 0,1$, $(\beta/D)^{1/2}v_{0y} = 0,01$, β – коэффициент трения).

На основе стохастических уравнений Ланжевена выведено уравнение Фоккера-Планка для совместной плотности вероятностей $W(x, v_x, y, v_y; t)$ координат и проекций скорости частицы с соответствующими начальными и граничными условиями. Эйлерова плотность вероятностей проекции скорости частицы на детекторе при учете условия однократности пересечения детектора и времени его работы $t=T$ связана с лагранжевой плотностью вероятностей интегральным соотношением [1]:

$$F_{v_x}(v_x; L, T) = \int_0^T dt \int_{-\infty}^{+\infty} dy \int_{-\infty}^{+\infty} dv_y |v_x| W(x, v_x, y, v_y; t). \quad (2)$$

Дальнейшим продвижением в анализе статистики примесных частиц была попытка решения уравнения Фоккера-Планка с начальными и граничными условиями численно-аналитическим методом и соотнесение полученных численно эйлеровых статистических свойств с решениями, полученными новым подходом. Применяется следующий метод: исходная задача заменяется задачей Коши – снимается условие однократности пересечения частицами детектора, в результате чего правая граница пространства станет прозрачной для частиц, а отражатель на левой границе заменяется мнимым источником, расположенным по другую сторону от этой границы, симметрично реальному источнику. Общее решение поставленной задачи представим в виде суперпозиции решений задачи Коши для мнимого источника $G_1(x, v_x, y, v_y; t)$ и задачи Коши для реального источника $G_2(x, v_x, y, v_y; t)$, которые определяют совместное гауссово распределение координат и проекций скорости частицы. В качестве весовых коэффициентов при них будут выступать вероятность p достижения частицами реального источника левой границы пространства и вероятность $1-p$ не достижения данной границы:

$$G(x, y, v_x, v_y; t) = pG_1(x, v_x, y, v_y; t) + (1-p)G_2(x, v_x, y, v_y; t), \quad (3)$$

где p находится численным моделированием уравнений Ланжевена.

Между исходной задачей и задачей Коши имеется связь, которая определяется так называемой гипотезой однократного пересечения детектора [2].

Численное моделирование уравнений Ланжевена при выбранных значениях параметров показало, что вероятность однократного пересечения $P(1, T)$ на порядок превышает вероятность двукратного пересечения $P(2, T)$, а вероятности многократных пересечений практически равны нулю. Чтобы проверить выполнение условия однократности пересечения для решения задачи Коши (3), были приближенно получены значения вероятностей однократного и двукратного пересечения детектора частицами примеси. Вычисление данных вероятностей для различного времени работы детектора ($T = \beta t$ изменяется от 0 до 5) и выбранных значений параметров (при численном моделировании уравнений Ланжевена) доказывает выполнение условия однократности пересечения. Дополнительной проверкой обоснованности связи между исходной краевой задачей и задачей Коши применяемого метода, а также средством оценки точности решения (3) являлось соотнесение функции плотности вероятности скорости v_x на детекторе с соответствующей гистограммой. Гистограмма скоростей частиц на детекторе соответствовала «точному» решению граничной задачи. Численно-аналитические результаты и гистограмма скорости частиц на детекторе находятся в удовлетворительном согласии.

- [1] Грибова Е.З., Саичев А.И. //Известия АН. Физика атмосферы и океана. 1997. Т.33, № 5. С. 654.
[2] Грибова Е.З., Саичев А.И. //ЖТФ. 2000. Т.70, вып. 9. С. 1.

ОПЫТЫ ПО ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН ОТ ДВУХ ФАЗОУПРАВЛЯЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

И.В. Гребенев, П.В. Казарин, О.А. Морозов

Нижегородский госуниверситет

Явление интерференции характерно для волн любой природы и наглядно демонстрируется посредством поверхностных волн, которые в волновой ванне традиционно возбуждаются двумя жёстко связанными стержнями [1, 2]. Результирующее волновое поле в виде проецируемых на экран интерференционных кривых одинаковой разности хода в виде гипербол представляет собой сечение области интерференции. В курсе общей физики основное внимание уделяется интерференции световых волн, и данный опыт является изначально сопутствующим. В то же время, этот опыт имеет и самостоятельное значение. С его помощью можно продемонстрировать влияние как разности хода волн, так и разности начальных фаз колебаний источников на перераспределение интенсивности в пространстве.

Предлагается схема устройства для возбуждения когерентных сигналов в модернизированной волновой ванне фирмы LD Didactic GmbH [3], позволяющая управлять разностью начальных фаз круговых поверхностных волн, создаваемых пневматическими источниками возбуждения. Формирователь когерентных акустических сигналов для волновой ванны имеет несложную конструкцию, он выполнен в виде

функционально связанных модулей без использования микропроцессорных устройств. В данной конструкции акустические волны излучает вибрирующий диффузор громкоговорителя, передающий по шлангам колебания давления на поверхность воды.

В качестве примера на рис. 1, 2 приведены мгновенные снимки суперпозиции поверхностных волн от двух источников, разность начальных фаз колебаний которых различна. В случае испускания волн двумя синфазными источниками в направлении оси, соединяющей середины источников, расположены максимумы амплитуды излучения [1], поскольку результирующие колебания приходят в фазе. Для противофазных источников, напротив, колебания вдоль этого направления гасят друг друга – там присутствует геометрическое место минимумов (тёмные дорожки), и интерференционная картина в целом будет являться «негативным» изображением синфазного излучения, что представлено на рис. 1. Симметрия картины совершенно нарушается при взаимодействии волн, возбуждаемых источниками, разность начальных фаз колебаний которых отличается от 0 и π . Наиболее примечателен случай асимметрии результата взаимодействия при т.н. квадратурном соотношении фаз. Максимум излучения обычно расположен вдоль одного из направлений траверсы, на которой расположены источники. Мгновенный снимок рис. 2 показывает результат интерференции двух волн с разностью начальных фаз, равной $\pi/2$. В отличие от предыдущего снимка, где по траверсе в симметрии просматриваются минимумы взаимодействия волн, здесь наблюдается односторонний максимум их излучения в одном её направлениях и гашение волн в другом.

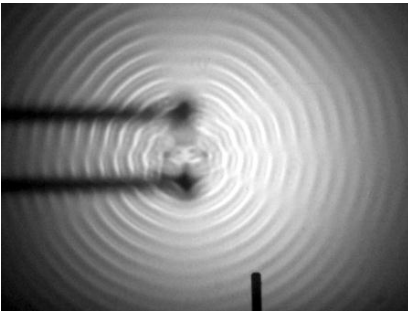


Рис. 1

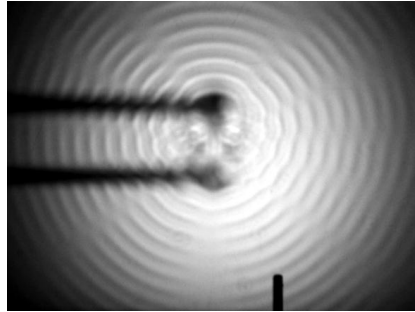


Рис. 2

Предложенное устройство позволяет существенно увеличить методические возможности волновой ванны как демонстрационной установки, в частности, при знакомстве студентов с принципами фазирования антенных решеток.

[1] Горелик Г.С. Колебания и волны. – М.: ГИФМЛ, 1959, 572 с.

[2] Лекционные демонстрации по физике /Под ред. В.И. Ивероной. – М.: Наука, 1972, 640 с.

[3] http://www.ld-didactic.de/literatur/index_e.html?literatur_e.html.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ НЕСКОЛЬКИХ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ С ПОМОЩЬЮ МУАРОВЫХ СТРУКТУР

П.В. Казарин, Н.С. Степанов, Н.Ф. Услугин

Нижегородский госуниверситет

При изучении волновой физики (в том числе, в курсе общей физики) важное значение имеют вопросы формирования диаграммы направленности излучения в результате интерференции волн от нескольких точечных источников. Весьма желательны и демонстрационные опыты по этому разделу. В литературе уже отмечалось [1–3], что особенно наглядно и просто это можно сделать с помощью муаровых структур, образующихся при наложении прозрачных плёнок (пластинок), на которые нанесены имитирующее волновое поле периодические структуры. При этом, очевидно, плоскопараллельные решётки имитируют плоские волны, а кольцевые (круговые) – сферические [2]. Перемещая пластины друг относительно друга, можно наблюдать на просвет (в том числе и в проекции на экран) динамику изменения расположения максимумов и минимумов, эквивалентную интерференции соответствующих волн [1, 3]. Однако в отмеченных работах были реализованы только случаи интерференции двух волн, причём для расстояний между центрами сферических волн, значительно превышающих длину волны. Между тем, в связи с широким применением в последнее время фазированных антенных решёток, представляется полезным осуществить опыты, моделирующие интерференцию волн от большего числа источников.

Для этой цели нами было разработано несложное устройство, позволяющее демонстрировать процесс интерференции волн от четырёх синфазных источников с помощью вышеупомянутых муаровых структур. На планшете из оргстекла (рис. 1) установлены четыре наложенные друг на друга прозрачные транспаранта с изображением идентичных круговых решёток. Нижний транспарант неподвижен, а три имеют возможность перемещаться вдоль ограничителей. Перпендикулярно направлению их перемещения под планшетом находится вращающаяся линейка со стержневыми толкателями, закреплёнными на некотором расстоянии от оси её вращения и размещёнными на равные интервалы друг от друга. К выступающим через отверстия планшета стержням поджаты резиновыми нитями подвижные транспаранты. В начальном положении линейки все центры круговых решёток совпадают, а при повороте линейки, вследствие скольжения толкателей по индивидуальным боковым выступам транспарантов, перемещаются на заданные расстояния, которые пропорциональны расположению стержней от оси вращения линейки и величине угла её поворота. Центры

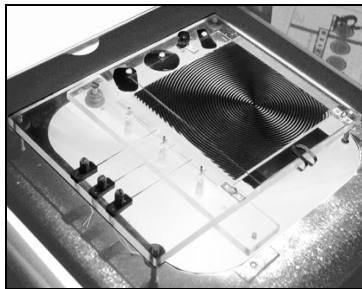


Рис. 1

Рис. 1

круговых решеток при этом смещаются на одинаковую величину, благодаря равноудалённости стержней друг от друга. Таким образом, наложенные друг на друга решётки моделируют ситуацию с четырьмя сферическими волнами, распространяющимися от точечных источников. Источники (центры круговых решеток) расположены вдоль одной прямой на равных расстояниях друг от друга, а сами расстояния можно менять, поворачивая линейку с толкателями. Конструкция устройства позволяет оперативно менять количество транспарантов (круговых решеток), демонстрируя результат суперпозиции волн от двух, трех, четырех источников, в том числе и волновое поле самого источника.

В качестве иллюстрации на рис.2, а и рис.2, б показаны муаровые картины от наложения двух и четырёх решёток при удалении их центров на половину длины волны. Из этих рисунков хорошо видно, что увеличение числа согласованных элементов в конструкции антенн приводит к более узконаправленному излучению (существенному сужению диаграммы направленности). На рис.2, в и рис.2, г приведены результаты суперпозиции волн от четырех источников при расположении их друг от друга на расстоянии, равном 1 и 1,5 длины волны соответственно. Таким образом, можно продемонстрировать, как по мере увеличения расстояния между центрами решёток происходит возрастание числа лепестков в результирующей диаграмме направленности.

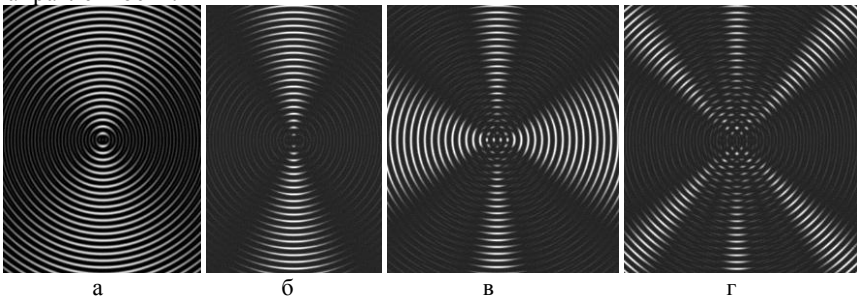


Рис. 2

Установка позволяет наблюдать муаровые структуры как в диапроекции, так и индивидуально учащимися, что может быть полезным при проведении практических и лабораторных занятий.

- [1] Поль Р.В. Механика, акустика и учение о теплоте – М.: ГИТТЛ, 1957, 484 с.
- [2] Экспериментальная радиооптика /Под ред. В.А.Зверева, Н.С.Степанова. – М.: Наука, 1979, 256 с.
- [3] Лекционные демонстрации по физике /Под ред. В.И.Ивероной. – М.: Наука, 1972, 640 с.

ОСОБЕННОСТИ ЗОНДИРОВАНИЯ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ НА ЧАСТОТЕ 1 МГц

М.И. Бакунов, А.Л. Новоковская

Нижегородский госуниверситет

Уже несколько десятилетий внимание исследователей привлекают приходящие из космоса частицы сверхвысоких ($\geq 10^{18}$ эВ) энергий. Неизвестны источники таких частиц, хотя можно считать установленным их внегалактическое происхождение [1]. При входе в атмосферу Земли космические частицы рожают каскады вторичных частиц – широкие атмосферные ливни (ШАЛ). Анализ характеристик ШАЛ позволяет делать заключения о типе и энергии первичных частиц. Существующие методы измерения характеристик ШАЛ включают регистрацию частиц ливня в детекторах на поверхности Земли, наблюдение оптической флуоресценции возбужденного атмосферного азота и черенковского излучения наземными оптическими детекторами, а также регистрацию геосинхротронного радиоизлучения от вторичных частиц [2].

Около 70 лет назад была высказана идея радарного детектирования ШАЛ на основе приема рассеянных ионизованным следом ливня сигналов наземных радиопередатчиков [3]. В 2001 году в результате теоретического анализа была предсказана реализуемость данного метода с помощью современных радарных систем [4]. Тем не менее, до сих пор отсутствуют экспериментальные подтверждения возможности подобных измерений. В недавней работе [5] указаны причины неудач радарных экспериментов. Дело в том, что по современным данным ионизованный след ШАЛ представляет собой релятивистски движущийся (с гамма-фактором $\gamma \sim 30 \pm 20$) диск быстро (за время $\tau \sim 10 \div 100$ нс) распадающейся плазмы. Толщина диска (≤ 60 м) существенно меньше его диаметра (~ 200 м). Отраженная от диска радиоволна должна испытывать сильный доплеровский сдвиг в область более высоких частот. Ранее же считалось, что рассеивание происходит на квазистационарном плазменном цилиндре, подобном метеорному следу [4]. Оценки работы [5] для случая, когда зондирование ведется на частоте 10 МГц, а прием – на частоте ~ 30 ГГц, говорят о реализуемости метода.

В настоящей работе показано, что переход к зондированию на частоте 1 МГц позволяет увеличить мощность отраженного от ШАЛ сигнала на 4 порядка. Кроме того, частота принимаемого сигнала уменьшается с ~ 30 ГГц до ~ 3 ГГц, где уровень шумов существенно ниже.

Прежде всего отметим, что хотя на частоте 1 МГц длина зондирующей волны (300 м) превышает диаметр диска ШАЛ (~ 200 м), тем не менее для расчета отраженной волны можно применять использованное в [5] приближение бесконечно большого диаметра диска (плоского фронта ионизации). Действительно, в сопровождающей диск системе отсчета длина падающей волны существенно меньше (при $\gamma \gg 1$) диаметра диска (5–10 м) в зависимости от угла падения θ_0 при $\gamma = 30$. Причем в этой системе отсчета волна падает на диск практически по нормали – под углом $\sim \gamma^{-1} \theta_0$. Таким образом, приближение плоского фронта вполне оправдано.

Численный расчет коэффициента отражения R от фронта ионизации показывает, что рост R с τ быстро (при $\tau \sim 1$ нс) выходит на насыщение и, следовательно, при типичных для ШАЛ временах распада плазмы ($\tau \sim 10 \div 100$ нс) ее можно считать стационарной ($\tau \rightarrow \infty$). На рис. 1, 2 показаны рассчитанные в приближении $\tau \rightarrow \infty$ зависимости $|R|$ от угла падения θ_0 и от отношения плазменной частоты $\omega_p = (4\pi e^2 N_0/m)^{-1/2}$, где N_0 – концентрация плазмы за фронтом ионизации, к частоте зондирующей волны $\omega_0/(2\pi) = 1$ МГц. Волна считается ТЕ-поляризованной, $\gamma = 30$. $|R|$ растет с увеличением θ_0 и ω_p и убывает при увеличении частоты соударений электронов с нейтралами ν .

Взяв для оценки $N_0 = 10^7 \text{ см}^{-3}$, $\nu = 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\gamma = 30$ и $\theta_0 = 45^\circ$, из рис. 1 и 2 находим $|R| \approx 0,075$, что на два порядка больше, чем при тех же параметрах в случае $\omega_0/(2\pi) = 10$ МГц. Следовательно, принимаемая мощность P_r на четыре порядка больше. Например, для радиопередатчика мощностью 200 кВт, находящегося от ШАЛ на расстоянии 10 км, и приемной антенны с эффективной площадью $3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$ получаем $P_r \approx 1,3 \text{ нВт} \approx -58,9 \text{ дБм}$. Частота отраженного сигнала равна $\omega_r/(2\pi) \approx 3,07 \text{ ГГц}$.

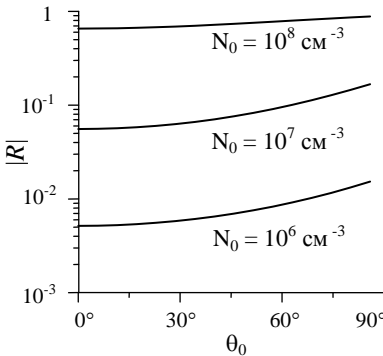


Рис. 1

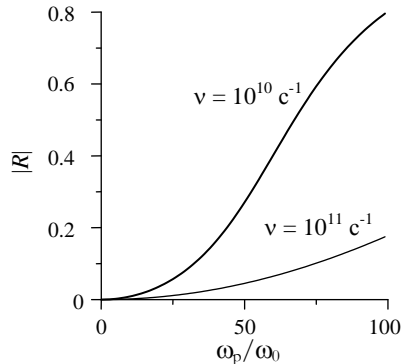


Рис. 2

Таким образом, полученные результаты говорят о перспективности средневолнового диапазона и, возможно, более длинноволновых диапазонов для радарного детектирования ШАЛ.

- [1] Деришев Е.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. //УФН. 2007. Т.177, №3. С.323.
- [2] Nagano M., Watson A.A. //Rev. Mod. Phys. 2000. V.72, No.3. P.689.
- [3] Blackett P.M.S., Lovell A.C.B. //Proc. Royal Soc. A. 1940. V.177. P.183.
- [4] Gorham P.W. //Astropart. Phys. 2001. V.15, No.2. P.177.
- [5] Bakunov M.I., Maslov A.V., Novokovskaya A.L., Kryemadhi A. //Astropart. Phys. 2010. V.33, No.5–6. P.335.

РАСЧЕТ ФОКУСИРОВКИ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЛИНЗОЙ

С.Н. Жуков, Н.Е. Михайлычев

Нижегородский госуниверситет

Широкополосная спектроскопия в терагерцовом диапазоне частот быстро развивается и имеет широкие перспективы для практического использования. Однако особенность применяемых источников импульсного терагерцового излучения такова, что генерируемые импульсы имеют сильную дифракционную расходимость, существенно различающуюся для различных спектральных компонент. В этой связи при расчетах распространения и фокусировки широкополосных импульсов представляется целесообразным использовать методы Фурье-оптики.

Пусть плосковыпуклая цилиндрическая линза радиусом R , радиусом кривизны R_L и коэффициентом преломления n располагается в плоскости $z = z_1$ между вход-

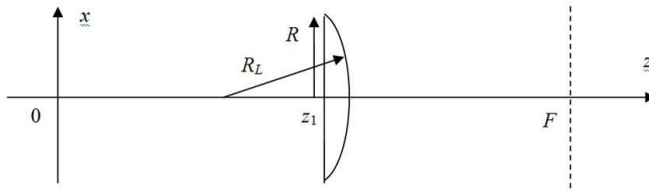


Рис. 1

ной ($z = 0$) и выходной ($z = F$) плоскостями (см. рис. 1).

Исследуем фокусировку модельного импульса с гауссовыми пространственной и временной огибающими, заданного во входной плоскости системы распределением амплитуды волнового поля

$$f(z, x, t) = A e^{-\frac{x^2}{l_{\perp}^2}} e^{-\frac{t^2}{\tau^2}}$$

и пространственно-временным спектром:

$$S_0(g, \omega) = \frac{A l_{\perp} \tau}{4\pi} e^{-\frac{g^2 l_{\perp}^2}{4}} e^{-\frac{\omega^2 \tau^2}{4}},$$

где g – поперечное волновое число, l_{\perp} – характерная ширина волнового фронта, τ – характерная длительность импульса. Пространственно-временное распределение волнового поля в выходной плоскости системы найдем методами Фурье-оптики [1]. Рассчитаем пространственный спектр импульса в выходной плоскости для всего диапазона частот, используя передаточные характеристики свободного пространства и линзы. Далее, выполнив обратное преобразование Фурье во временную область, получим зависимость волнового поля от времени на оси линзы в выходной

плоскости (см. рис. 2). Для ускорения работы компьютерной программы была применена технология выполнения вычислений на графических процессорах [3].

Воспользуемся вышеприведенной методикой для расчета фокусировки терагерцовой волны, возбуждаемой 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 [2]. 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 $p_y = \sqrt{4/3} d_{14} E_0^2$ – амплитуда нелинейной поляризации, d_{14} – нелинейный коэффициент, $k_{v,c} = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_{v,c} / c^2 - g^2}$. Диэлектрические проницаемости кристалла и вакуума равны $\varepsilon_c = \varepsilon_{\infty} + (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}) \omega_{TO}^2 / (\omega_{TO}^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)$, $\varepsilon_v = 1$. Результат расчета представлен на рис. 3.

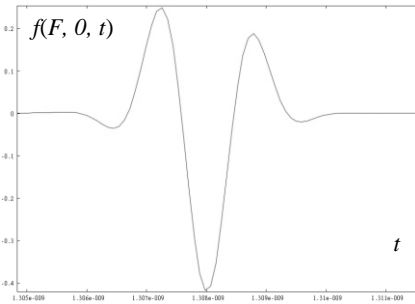


Рис. 2

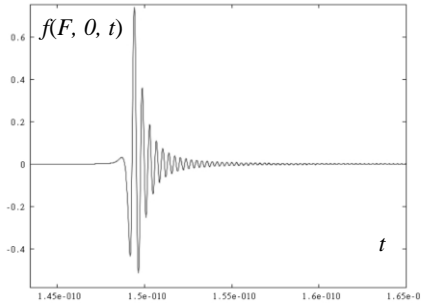


Рис. 3

Расчеты показывают, что приемлемая фокусировка волнового поля достигается для импульсов с центральными частотами, большими 1 ТГц. Пространственные спектры распределения волнового поля модельного гауссова импульса и реального терагерцового импульса при одинаковых параметрах совпадают, в то время как временные спектры и осциллограммы модельного и реального импульсов существенно отличаются.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 10-02-00476-а, № 11-02-92107-ЯФ_а, ФЦП ГК № 02.740.11.0563, № П385 и Правительства РФ ГК № 11.G34.31.0011.

- [2] Bakunov M.I., Bodrov S.B., Maslov A.V., and Hangyo M. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 085346.
- [3] http://developer.download.nvidia.com/compute/cuda/4_0_rc2/toolkit/docs/CUDA_C_Programming_Guide.pdf

ТЕОРИЯ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СКОШЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В СЛАБОПОГЛОЩАЮЩИХ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

М.И. Бакунов, С.Б. Бодров, Е.А. Машкович

Нижегородский госуниверситет

В настоящее время наиболее эффективным методом генерации широкополосного терагерцового излучения является оптическая ректификация ультракоротких лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности в электрооптических кристаллах [1]. В данном методе оптический импульс накачки, у которого фронт интенсивности скошен под определенным углом α по отношению к фазовым фронтам, распространяется в электрооптическом кристалле с групповой скоростью V вдоль нормали к фазовым фронтам. При этом проекция групповой скорости на направление, перпендикулярное фронту интенсивности $V \cos \alpha$, может быть сделана равной фазовой скорости терагерцовой волны нужной частоты за счет выбора угла скоса α . Тем самым достигается фазовый синхронизм с квазиплоской терагерцовой волной нужной частоты, распространяющейся вдоль нормали к фронту интенсивности лазерного импульса. Применение данного метода позволяет преодолеть значительную фазовую расстройку между оптическим импульсом накачки и терагерцовыми волнами в кристаллах с высокой нелинейностью, такими как LiNbO_3 и GaAs . Минимальный угол скоса, необходимый для достижения синхронизма, определяется отношением индекса группового запаздывания оптического импульса n_g и предельного (при $\omega \rightarrow 0$) показателя преломления терагерцовых волн n_0 [2]

$$\alpha_{\text{cr}} = \arccos(n_g/n_0)$$

и для кристаллов LiNbO_3 и GaAs составляет соответственно $62,7^\circ$ и 13° .

В недавней работе [2] была построена стационарная теория генерации терагерцового излучения скошенным лазерным импульсом в неограниченном кристалле. Применимость теории ограничена толстыми кристаллами с сильным поглощением на терагерцовых частотах. В настоящей работе она обобщается на случай слабопоглощающих кристаллов конечной толщины, когда существенными становятся переходные процессы вблизи входной границы кристалла. На основе разработанной теории исследована динамика терагерцовой генерации в кристалле LiNbO_3 при криогенной (10 К) и комнатной (300 К) температурах с накачкой импульсами титансапфирового лазера (длина волны $\lambda = 0,8$ мкм) и в кристалле GaAs при комнатной температуре с накачкой $\lambda = 1,8$ мкм.

Рассмотрим лазерный импульс с огибающей интенсивности

$$I(x, y, t) = I_0 \exp[-y^2/l_{\perp}^2 - (t - x/V - y \tan \alpha / V)^2 / \tau^2], \quad (1)$$

распространяющийся вдоль оси x в электрооптическом кристалле (рис. 1). В формуле (1) l_{\perp} – поперечный (вдоль оси y) размер лазерного пучка, τ – длительность импульса, α – угол наклона фронта интенсивности импульса к оси y . Считается, что размер лазерного пучка вдоль оси z существенно превосходит l_{\perp} , поэтому зависимость I от z пренебрегается. Генерируемое терагерцовое поле находится из решения уравнений Максвелла с заданным источником – движущимся импульсом нелинейной поляризации $\mathbf{P}^{\text{NL}} \sim \mathbf{z}_0 I$, создаваемой в результате оптического выпрямления лазерного импульса в электрооптическом кристалле.

В пределе $l_{\perp} \rightarrow \infty$ динамика формирования терагерцового поля аналогична случаю накачки обычным (нескошенным) импульсом [3] с тем отличием, что в случае скошенного импульса формирование поля вдоль x в каждом сечении $y = \text{const}$ идет с временной задержкой, пропорциональной y . В зависимости от знака угловой отстройки $\alpha - \alpha_{\text{cr}} < 0$ или $\alpha - \alpha_{\text{cr}} > 0$ динамика формирования поля определяется одной из характерных длин [4] – длиной выбегания (walk-off length) L_w или длиной формирования (build-up length) L_b .

При конечном l_{\perp} существенное влияние на формирование терагерцового поля оказывает эффект поперечного (вдоль y) выноса поля из-за лазерного импульса. В качестве характеристики эффекта вводится длина поперечного выбегания (transverse walk-off length) $L_{tw} = l_{\perp \text{FWHM}} \cot \alpha_{\text{cr}}$, где $l_{\perp \text{FWHM}} = 2(\ln 2)^{1/2} l_{\perp}$ [4]. Для достижения максимального терагерцового поля необходимо $L_{tw} > L_b$ (при $\alpha - \alpha_{\text{cr}} > 0$).

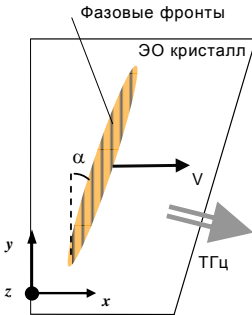


Рис. 1

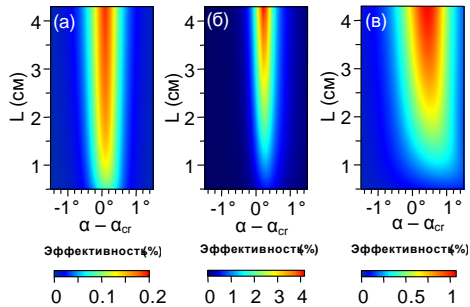


Рис. 2

Эффективность оптико-терагерцового преобразования рассчитывается как отношение энергии терагерцового импульса, прошедшего через выходную грань кристалла (рис. 1), к энергии оптического импульса накачки. На рис. 2 представлена зависимость эффективности от угла скоса α и толщины кристалла L для: а) LiNbO_3 при 300 К и $\lambda = 0.8$ мкм; б) LiNbO_3 при 10 К и $\lambda =$

0,8 мкм; в) GaAs при 300 К и $\lambda = 1,8$ мкм. Параметры накачки: $I_{\perp FWHM} = 4$ мМ, $\tau_{FWHM} = 200$ фс и $I_0 = 1$ ГВт/см². Из рис. 2 видно, что, во-первых, для всех кристаллов эффективность конверсии выше при $\alpha - \alpha_{cr} > 0$, во-вторых, максимум эффективности сдвигается в сторону меньших отстроек при увеличении L и, в-третьих, эффективность в LiNbO₃ при 10 К в 20 раз выше, чем при 300 К.

Работа выполнена при поддержке гранта Правительства РФ, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и РФФИ.

- [1] Stepanov A.G. et al // Opt. Lett. 2008. V. 33. P. 2497.
 [2] Bakunov M. I. et al // J. Appl. 2008. V. 104. P. 073105.
 [3] Bakunov M.I. et al // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 085346.
 [4] Bakunov M.I. et al // Proc. SPIE. 2011. V. 7917. P. 79170J-1.

ОЦЕНКА ВОЗДЕЙСТВИЯ ФРАКЦИОННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СЛИЗИстую ОБОЛОЧКУ ПОЛОСТИ РТА ЖИВОТНЫХ МЕТОДОМ КРОСС-ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ

М.М. Карabut^{1,3)}, Е.Б. Киселева¹⁾, Н.Д. Гладкова¹⁾, Ф.И. Фельдштейн²⁾,
 Ю.В. Фомина¹⁾, О.С. Евдокимова¹⁾, Л.Б. Снопova¹⁾

¹⁾ Нижегородская государственная медакадемия

²⁾ «Дентал Фотоникс», Бостон, США

³⁾ Нижегородский госуниверситет

Метод фракционного лазерного фототермолиза (ФЛФ) заключается в создании микроскопических термических ран в виде островков поврежденной нормальной жизнеспособной тканью. Данный метод приобрел большую популярность ввиду низкого уровня повреждения ткани, незначительных болевых ощущений и высокой эффективности процедуры. Подобный вид лазерной обработки не применялся по отношению к мягким тканям полости рта: десневая рецессия, пародонтит и гингивит — часто встречающиеся заболевания, представляющие реальную проблему для практикующих дантистов. Высокое качество жизни пациентов. Высокая васкуляризация и интенсивный метаболизм десны способствуют ее более быстрому заживлению и восстановлению по сравнению с кожей.

Эксперименты проводились на 18 здоровых кроликах (16 самцов в возрасте 6–8 месяцев и 2 самки в возрасте 5 месяцев). Животные прижизненно подвергались лазерной обработке, затем мониторировались в течение 90 суток. В работе использована оригинальная лазерная установка компании «Dental Photonics Inc» на основе диодного лазера с длиной волны 980 нм, генерирующего излучение мощностью 20 Вт. Каждая колонка создавалась при контакте наконечника диаметром 400



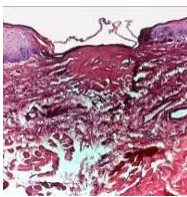
Рис. 1

мкм с тканью десны при длительности единичного лазерного импульса 80, 120 и 150 мс. Лазерные колонки наносились рядами (обычно 2–3 колонки в ряду) на верхнюю челюсть кролика в области резцов (рис. 1). Биопсийный материал из области колонки окрашивался гематоксилином и эозином (ГЭ), пикросириусом красным (ПСК) и нитросиним тетразолием (нитро-СТ).

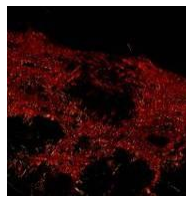
Эффект непосредственного лазерного воздействия на ткань отчетливее идентифицировался на препаратах, окрашенных нитро-СТ. Было установлено, что размер колонок возрастал с увеличением длительности лазерного импульса (ширина от 0,4 до 0,7 мм, глубина от 1,1 до 1,8 мм) (рис. 2).

Гистологические исследования зон лазерного повреждения показали, что непосредственно после ФЛФ при всех режимах наблюдалось разрушение и коагуляция эпителия над местом воздействия, а также коагуляция и дезориентация коллагеновых волокон стромы (рис. 2, а, б). Кроме того, полученные данные указывают на полное заживление слизистой оболочки полости рта на 28 суток после воздействия, которое сохраняется и через 3 месяца после воздействия (рис. 2, ж, з). Таким образом, однократная фракционная обработка индуцирует регенерацию слизистой оболочки полости рта, что позволяет рассматривать ФЛФ в качестве перспективного метода лечения дегенеративных заболеваний мягких тканей полости рта.

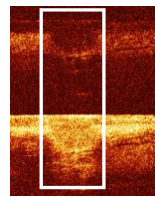
Для прижизненного исследования повреждения и заживления слизистой оболочки полости рта после ФЛФ применялась кросс-поляризационная оптическая когерентная томография (КП ОКТ). Было показано, что в зависимости от применяемого режима ФЛФ возможны вариации в визуализации колонок методом КП ОКТ, но общим признаком лазерного повреждения было нарушение горизонтальной структуры ткани в ортогональной поляризации со слабым сигналом в области колонки (рис. 2, в). Кроме того, КП ОКТ наблюдение колонок на различных сроках заживления после ФЛФ подтвердило некоторые общие закономерности их заживления, доказанные гистологическими исследованиями (рис. 2).



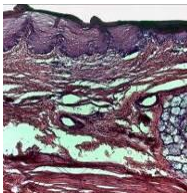
а



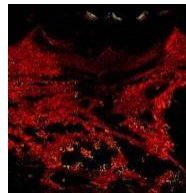
б



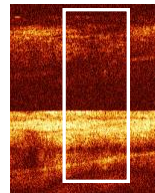
в



г



д



е

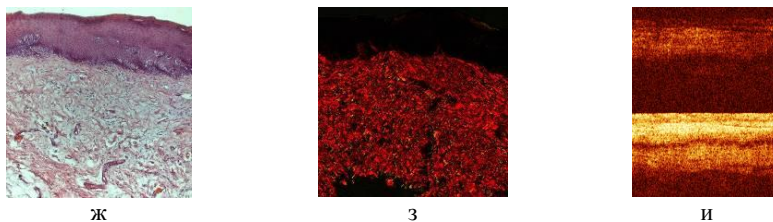


Рис. 2

Работа поддержана государственным контрактом Российской Федерации № 02.740.11.5149, грантом РФФИ №10-02-01175.

IN VITRO ИССЛЕДОВАНИЕ КОМБИНИРОВАННОГО ДЕЙСТВИЯ ЗОЛОТЫХ НАНОЧАСТИЦ И ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАКОВЫЕ КЛЕТКИ

**В.В. Елагин^{1,2)}, А.А. Брилкина²⁾, Е.А. Сергеева³⁾, Д.В. Южакова²⁾,
В.А. Надточенко⁴⁾, Е.В. Загайнова¹⁾**

¹⁾Нижегородская государственная медакадемия

²⁾Нижегородский госуниверситет

³⁾Институт прикладной физики РАН

⁴⁾Институт химической физики РАН

В последние годы исследования в области нанотехнологий получили широкое распространение. Из различных материалов получено огромное количество наночастиц различной формы и структуры. Наибольший интерес привлекают плазмонно-резонансные золотые наночастицы. Для этих наночастиц активно исследуется возможность использования в медицине для диагностики и терапии патологических состояний.

Целью нашей работы являлась оценка эффективности проведения лазерного воздействия на раковые клетки в присутствии золотых наночастиц. Исследование выполнено на клетках линии SKOV-3. В работе использовали золотые наночастицы в форме стержней, покрытые полиэтиленгликолем (ПЭГ) с молекулярной массой 6000 Да и 40000 Да. Взаимодействие наночастиц с клетками исследовали методом многофотонной флуоресцентной микроскопии. Лазерное воздействие осуществляли в непрерывном режиме с выходной мощностью от 0,5 до 3 Вт и длительностью 10 мин.

Предварительно было проведено исследование взаимодействия наночастиц с клетками методом многофотонной флуоресцентной микроскопии, в ходе которого было установлено, что наночастицы, покрытые ПЭГ 6000 Да, проникали в клетки, сигнал флуоресценции регистрировался из цитоплазмы клеток. Напротив, частицы, покрытые ПЭГ 40000 Да, были не способны проникать в цитоплазму, и сигнал флуоресценции регистрировался в обла-

сти мембраны. В связи с этим для дальнейших исследований были выбраны частицы, покрытые ПЭГ 6000 Да. При проведении лазерного воздействия на клетки, содержащие наночастиц, отмечалась гибель 33% клеток уже при 0,5 Вт. По мере увеличения мощности гибель клеток увеличивалась и достигала 89% при 3 Вт, тогда как воздействие на клетки, не содержащие наночастицы, сопровождалось гибелью 64% и 72% только при мощностях 2,5 Вт и 3 Вт соответственно (см. рис.). Важно отметить, что в случае воздействия на клетки, содержащие наночастицы, было зафиксировано большее повышение температуры, чем при воздействии на клетки, не содержащие наночастиц.

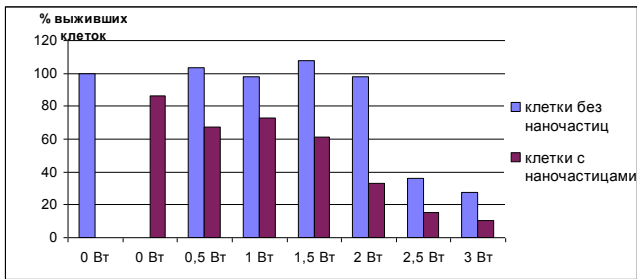


Рис.

Таким образом, нами установлено, что наночастицы, покрытые ПЭГ 6000 Да, способны проникать внутрь клеток. Также показано, что наличие данных наночастиц позволяет увеличить количество погибших клеток при проведении лазерного воздействия.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (ГК № 02.740.11.0713, договор № 11.G34.31.0017), РФФИ (проект № 09-02-00539).

СТРУКТУРНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В МОДЕЛЬНОЙ НЕЙРОНАЛЬНОЙ СЕТИ С НЕВЗАИМНОЙ СИСТЕМОЙ ВХОДОВ И ВЫХОДОВ

Ф.Д. Иудин, Д.И. Иудин, В.Б. Казанцев

Нижегородский госуниверситет

В настоящей работе в рамках представлений теории перколяции рассматривается связь информационной динамики сети нервных клеток (нейронов) с ее топологическими свойствами. У каждого нейрона в сети есть множество его адресантов, в котором можно выделить подмножество реципиентов (клеток, получающих возбуждение) и подмножество транзиттеров (клеток, передающих возбуждение). В общем случае эти подмножества не совпа-

дают, хотя и могут иметь непустое пересечение. Ограничимся рассмотрением нейрональной сети на плоской подложке, предполагая что:

1. центры нейронов случайно-однородно распределены на плоскости;

2. каждый нейрон сети имеет изотропное распределение входов (дендритов), покрывающих круговую область с характерным радиусом R . (см. рис. 1);

3. имеется изотропное распределение направлений от тела клетки (сомы) до единственного выхода (синаптического терминала на конце аксона), причем расстояние от сомы до терминала характеризуется длиной H (характерная длина аксона).

В рамках сделанных предположений транмиттеры изотропно распределены вокруг выбранного нейрона, а реципиенты изотропно распределены вокруг пресинаптического терминала его аксона. Размеры всей сети существенно превосходят и радиус дендритной зоны, и характерную длину аксона. Вероятность постсинаптического контакта с произвольным нейроном имеет постоянное значение p в круге радиуса R и равна нулю за его пределами.

Другими словами, нервный импульс, достигший синаптического терминала на конце аксона, с вероятностью p возбуждает нейрон – реципиент, расстояние до центра сомы которого от рассматриваемого терминала не превышает R .

Таким образом, каждый нейрон в этом случае может быть представлен направленной парой окружностей радиуса R и вектором длины H соединяющим их центры. Задача сводится здесь к проблеме перколяции [1, 2] в ансамбле направленных пар окружностей.

Дополним модель нейрона функцией I_j , которая может принимать только два значения: $I_j(t)=1$, если j -й нейрон генерирует импульс, и $I_j(t)=0$ в противном случае.

В дополнение к этому предполагается, что каждый j -й нейрон имеет энергетический ресурс E_j . Этот ресурс увеличивается за счет внешнего воздействия и уменьшается всякий раз, когда данный нейрон генерирует импульс:

$$\frac{dE_j}{dt} = -\beta(E_j - E_0) - H(E_j - E')E \sum_i \delta(t - t_i), \quad (1)$$

где E_0 – уровень внешнего воздействия, E – количество потраченной j -ым нейроном энергии при генерации импульса в момент $t=t_i$, E' – пороговая энергия нейрона ($0 < E' < E_0$) и $H(x)$ – функция Хэвисайда, наличие которой в формуле объясняется тем, что нейрон не может генерировать импульсы при

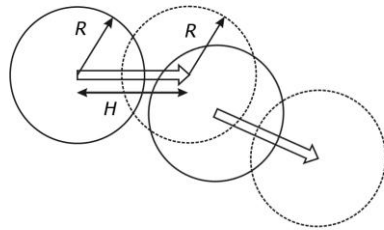


Рис. 1

$E_j < E'$. Мы также предположим, что $t_i - t_{i-1} > \tau$, где τ – период рефрактерности нейронов – время, в течение которого клетка деактивирована за счет ионных механизмов.

Для построенной модели получены следующие результаты.

1. Обнаружены перколяционные фазовые переходы в модельной сети нейронов.

2. Выявлена зависимость порога перколяции от соотношения длины аксона и радиуса дендритной зоны.

3. Показано, что с уменьшением средней синаптической эффективности растёт критическое значение среднего числа ближайших соседей, необходимое для возбуждения квазисинхронных популяционных разрядов (рис. 2).

На рис. 2 изображена растровая диаграмма для данной нейрональной сети, по осям отложены время t и номера нейронов N .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 10-01-00690-а) и Министерства образования и науки Российской Федерации (проект № 2.1.1/6020).

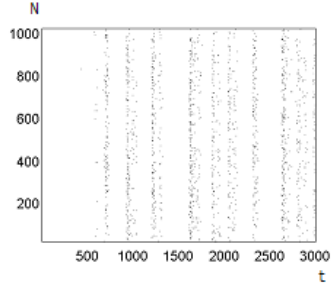


Рис. 2

- [1] Bunde A., Halvin S. Fractals and disordered systems. – Berlin: Springer-Verlag, 1995, 408 p.
- [2] Иудин Д.И., Трахтенгерц В.Ю. //В кн. Сб. трудов XXIII школы по нелинейным волнам/Ред. А.В. Гапонов-Грехов, В.И. Некоркин – Н. Новгород: Изд-во ИПФ РАН, 2007. С.360.