

Труды XXIV научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«ОБЩАЯ ФИЗИКА»**

Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – Е.З. Грибова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ЭФФЕКТ КОНЕЧНОСТИ РАЗМЕРА АТОМАРНОГО ДИПОЛЯ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКИХ ГАРМОНИК В ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН ПОРЯДКА ИЛИ МЕНЕЕ НАНОМЕТРА

И.Р. Хайрулин¹⁾, М.Ю. Емелин¹⁾, М.Ю. Рябкин^{1, 2)}

¹⁾ *Институт прикладной физики РАН*

²⁾ *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

В последнее десятилетие был достигнут значительный прогресс в создании мощных фемтосекундных параметрических лазерных источников излучения ближнего и среднего ИК диапазонов. Подобные источники открывают новые перспективы при исследовании взаимодействия высокоинтенсивного лазерного излучения с веществом. В частности, к ним относятся процессы, связанные с перерассеянием электронов [1] при туннельной ионизации. К числу таких процессов относится генерация гармоник высокого порядка (ГВП) лазерного излучения в газах [2].

Согласно полуклассической модели [1], элементарный акт, лежащий в основе генерации ГВП в газах, представляет собой трёхступенчатый процесс, в котором электрон отрывается от атома или молекулы под действием переменного интенсивного лазерного поля, ускоряется им и возвращается к родительскому иону, в результате столкновения с которым может быть испущен высокоэнергетичный фотон. Отличительной особенностью эффекта генерации ГВП в газах является платообразный характер распределения в спектре гармоник. При этом положение отсечки такого плато определяется пондеромоторной энергией оторванного электрона – чем она выше, тем более широким оказывается спектр генерируемых гармоник. Так как пондеромоторная энергия электрона пропорциональна квадрату длины волны лазерного излучения, то ширину плато в спектре высоких гармоник можно значительно увеличить при использовании источников среднего ИК диапазона. Классическим примером такой возможности стал эксперимент [3], в котором при ионизации атомов гелия лазерным излучением с центральной длиной волны 3.9 мкм был получен когерентный широкополосный суперконтинуум с максимальной энергией фотонов, достигающей 1.6 кэВ, что соответствует минимальной длине волны, примерно равной 0.8 нм.

Ещё более длинноволновый лазерный источник был продемонстрирован в недавней работе [4], в которой экспериментально показана генерация фемтосекундных импульсов с центральной длиной волны до 9 мкм и пиковой мощностью порядка 1 ГВт, частота повторения которых составляет 1 кГц. В работе [5] теоретически показана возможность генерации высоких гармоник с энергиями фотонов более 10 кэВ (соответствующая длина волны менее 0.13 нм) при воздействии на атомы гелия фемтосекундными импульсами мощного лазерного излучения с центральной длиной волны 8–10.6 мкм.

В таких длинноволновых лазерных полях из-за большой пондеромоторной энергии электрона становятся существенными факторы, которые дополнительно ограничивают эффективность генерации гармоник. Среди них можно выделить влияние магнитного поля лазерного излучения [6], которое приводит к отклонению («магнитному дрейфу») траекторий электронов, движущихся с субрелятивистскими скоростями, от прямолинейных, в результате чего вероятность столкновения электронов с родительскими ионами уменьшается.

Таким образом, уже сегодня появляется возможность генерировать гармоники с длиной волны порядка ангстрема, что сопоставимо с размером излучающего атомарного диполя. В этом случае атом (или молекулу) нельзя рассматривать как точечный излучатель и необходимо учитывать пространственную задержку между полями, сгенерированными разными частями атомарного диполя.

В настоящей работе исследован вопрос о роли неточности излучающих атомарных диполей в процессе генерации гармоник высокого порядка с длиной волны порядка или менее размера излучающего атома на примере атома водорода, находящегося в основном состоянии. Получен явный вид множителя, который учитывает конечность размера атомарного излучателя в спектре высоких гармоник. Учёт этого множителя приводит к двум следствиям: (а) в пределе малых длин волн генерируемых гармоник нормированная (так, чтобы исключить факторы эффективности возбуждения атомарного диполя) мощность излучателя увеличивается пропорционально квадрату кинетической энергии электрона, (б) с уменьшением длины волны гармоник основная мощность оказывается сосредоточенной в узком конусе, угол раствора которого в направлении движения оторванного электрона уменьшается обратно пропорционально кинетической энергии электрона. Таким образом, при длине волны, много меньшей характерного размера атомарного излучателя, режим генерации высоких гармоник переходит в режим синхротронного излучения.

- [1] Corkum P.B. // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 71, № 13. P. 1994.
- [2] McPherson A., Gibson G., Jara H., Johann U., Luk T.S., McIntyre I.A., Boyer K., Rhodes C.K. // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1987. Vol. 4, № 4. P. 595.
- [3] Popmintchev T., Chen M.C., Popmintchev D., Arpin P., Brown S., Ališauskas S., Andriukaitis G., Balčiunas T., Mücke O.D., Pugzlys A., Baltuška A., Shim B., Schrauth S.E., Gaeta A., Hernández-García C., Plaja L., Becker A., Jaron-Becker A., Murnane M.M., Kapteyn H.C. // *Science.* 2012. Vol. 336, № 6068. P. 1287.
- [4] Wilson D.J., Summers A.M., Zigo S., Davis B., Robotjazi S.J., Powell J.A., Rolles D., Rudenko A., Trallero-Herrero C.A. // *Sci. Rep.* 2019. Vol. 9. P. 6002.
- [5] Емелина А.С., Емелин М.Ю., Рябикин М.Ю. // *Квантовая электроника.* 2014. Т. 44, № 5. С. 470.
- [6] Ким А.В., Рябикин М.Ю., Сергеев А.М. // *Успехи физических наук.* 1999. Т. 169, № 1. С. 58.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ВОДЯНОГО ПАРА В ДАЛЬНОМ ИК ДИАПАЗОНЕ ДЛЯ АТМОСФЕРНЫХ ПРИЛОЖЕНИЙ

А.О. Королева^{1, 2)}, Т.А. Одинцова²⁾, М.Ю. Третьяков²⁾, О. Piralì³⁾, А. Campargue⁴⁾

¹⁾ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾Институт прикладной физики РАН

³⁾SOLEIL Synchrotron

⁴⁾Univ. Grenoble Alpes

Составляя всего около 0.3% массы атмосферы, водяной пар отвечает примерно за 70% поглощаемого атмосферой излучения и является основным парниковым газом. Кроме резонансных линий, соответствующих изменению внутренней энергии отдельных молекул H₂O, вода обладает континуальным поглощением, которое плавно меняется с частотой и в атмосферных условиях возникает вследствие парных межмолекулярных взаимодействий.

Разделяют собственный и сторонний континуум водяного пара (1).

$$\alpha_{cont}(v, P) = \alpha_{self}(v, P) + \alpha_{foreign}(v, P) = C_{self}(v) \cdot P_{H_2O}^2 + C_{foreign}(v) \cdot P_{H_2O} \cdot P_{foreign} \quad (1)$$

Здесь $\alpha_{cont}(v, P)$ – полное континуальное поглощение, $\alpha_{self}(v, P)$ и $\alpha_{foreign}(v, P)$ – собственный континуум и сторонний континуум водяного пара соответственно, v – частота; C_{self} и $C_{foreign}(v)$ – частотно- и температурнозависимые коэффициенты собственного и стороннего континуума. P_{H_2O} – давление водяного пара, $P_{foreign}$ – давление стороннего газа, полное давление смеси $P = P_{H_2O} + P_{foreign}$.

Собственный континуум появляется вследствие взаимодействия молекул воды между собой, а сторонний – вследствие взаимодействия молекул воды с молекулами других (сторонних) газов. Для атмосферных приложений актуальна задача экспериментального исследования поглощения водяного пара в смеси с воздухом и двумя его основными составляющими – азотом и кислородом.

Несмотря на продолжительную историю экспериментального и теоретического исследования, континуум все еще остается плохо изученным. Недостаток экспериментальных данных о континууме в дальнем ИК диапазоне вызван недостатком широкодиапазонных источников излучения с достаточной спектральной яркостью и приемников с достаточной чувствительностью в области «герагерцового провала». Кроме того, континуальное поглощение на несколько порядков ниже резонансного поглощения в максимумах интенсивных спектральных линий, и для его исследования нужен спектрометр с высокой чувствительностью.

В данной работе представлены новые экспериментальные данные о стороннем континууме водяного пара в смеси с азотом, кислородом и воздухом в диапазоне 50–500 см⁻¹. Спектры поглощения регистрировались при комнатной температуре с помощью Фурье-спектрометра высокого разрешения IFS-125HR с многоходовой ячейкой, эффективная длина которой составляла 151 м. Это позволило выявить слабое континуальное поглощение даже при давлениях водяного пара в несколько мбар. Эксперименты проводились в лаборатории ALIES при синхротроне SOLEIL [1]. Использование синхротронного излучения позволяет увеличить чувствительность спектрометра

до 15 раз по сравнению со стандартными тепловыми источниками излучения. В качестве дополнительного источника излучения использовался глобар. В ходе эксперимента было получено 196 записей спектров поглощения влажных азота, кислорода и воздуха. Условия эксперимента приведены в таблице.

Таблица

Сторонний газ Чистота газа, %	N ₂ 99.9999		O ₂ 99.9995	Воздух 99.999	
	Глобар	Синхротрон			
Источник излучения Номер серии	1	2	3	4	5
Максимальное давление водяного пара, мбар	3	2	4	4	4
Максимальное полное давление, мбар	100	200	430	400	400

Наблюдаемый в эксперименте спектр коэффициента поглощения α_{total} рассматривался как сумма резонансного α_{res} и континуального α_{cont} поглощений:

$$\alpha_{total}(v, P_{H_2O}, P_{foreign}) = \alpha_{res}(v, P_{H_2O}, P_{foreign}) + \alpha_{cont}(v, P_{H_2O}, P_{foreign}). \quad (2)$$

В диапазоне 50-500 см⁻¹ резонансное поглощение рассматриваемых в работе сторонних газов пренебрежимо мало в сравнении с поглощением водяного пара. Резонансное поглощение водяного пара моделировалось как сумма линий с общим профилем [2]:

$$\alpha_{Line} = \frac{\alpha_{ab}}{\pi} R(v) \left(\frac{\Delta v_c}{(v - v_0)^2 + \Delta v_c^2} + \frac{\Delta v_c}{(v + v_0)^2 + \Delta v_c^2} \right), \text{ где} \quad (3)$$

$$\Delta v_c = \Delta v_{H_2O} + \Delta v_{foreign}, \quad (4)$$

$$R(v) = \frac{v \tanh\left(\frac{hv}{2kT}\right)}{v_0 \tanh\left(\frac{hv_0}{2kT}\right)}. \quad (5)$$

Здесь α_{ab} – интенсивности линий, v_0 – частоты центров линий, Δv_c – столкновительные ширины линий, в которые входит уширение давлением водяного пара и стороннего газа, k – постоянная Больцмана, h – постоянная Планка, T – температура.

Параметры резонансных линий были взяты из базы данных HITRAN2016 [3] и из теоретических расчетов [4,5].

Для определения коэффициентов стороннего континуума использовались данные о коэффициенте собственного континуума $C_{self}(v)$ из нашей предыдущей работы [6] и следующее соотношение:

$$C_{foreign}(v) = \frac{\alpha_{total}(v, P_{H_2O}, P_{foreign}) - C_{self}(v) \cdot P_{H_2O}^2}{P_{H_2O} \cdot P_{foreign}}. \quad (6)$$

Результат определения стороннего континуума $\text{H}_2\text{O-N}_2$ по трем сериям изменений приведен на рисунке (1). Данные о коэффициенте стороннего континуума, полученные с помощью глобара, имеют большую погрешность в сравнении с синхротронными данными и превышают синхротронные результаты по величине. Тем не менее, результаты определения коэффициента стороннего континуума $\text{H}_2\text{O-N}_2$ для 3 серий измерений сходятся между собой в пределах 3- σ погрешности.

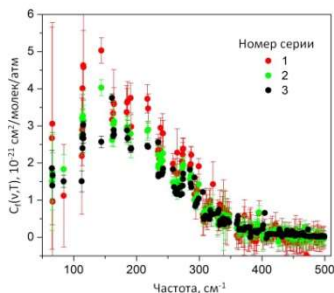


Рис. 1

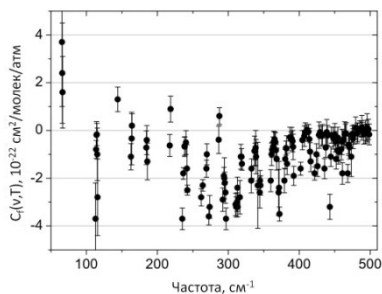


Рис. 2

Величина коэффициента стороннего континуума $\text{H}_2\text{O-O}_2$, как минимум, на порядок меньше, чем $\text{H}_2\text{O-N}_2$ (рис. 2), и не достаточна для точного определения в наших условиях. Это отличие в несколько раз превышает разницу между $\text{H}_2\text{O-N}_2$ и $\text{H}_2\text{O-O}_2$ континуумами, продемонстрированную в работе [7], где теоретические и экспериментальные данные об этих континуумах представлены в диапазоне 22-84 см^{-1} .

Сторонний континуум влажного воздуха определяется взаимодействием самых распространенных в атмосфере молекул – азота (78.084 %), кислорода (20.95 %) и аргона (0.934 %):

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{H}_2\text{O-Air}} &= C_{\text{H}_2\text{O-Air}} P_{\text{H}_2\text{O}} P_{\text{air}} = \\ &= C_{\text{H}_2\text{O-N}_2} P_{\text{H}_2\text{O}} P_{\text{air}} + C_{\text{H}_2\text{O-O}_2} P_{\text{H}_2\text{O}} P_{\text{air}} + C_{\text{H}_2\text{O-Ar}} P_{\text{H}_2\text{O}} P_{\text{air}}. \end{aligned} \quad (7)$$

В рассматриваемых нами условиях сторонний континуум $\text{H}_2\text{O-Ar}$ и $\text{H}_2\text{O-O}_2$ пренебрежимо малы. Поэтому из формулы (7) следует связь между коэффициентами стороннего континуума влажного азота и воздуха.

$$C_{\text{H}_2\text{O-Air}} = 0.78 \cdot C_{\text{H}_2\text{O-N}_2}. \quad (8)$$

Рисунок 3 показывает согласие полученных $C_{\text{H}_2\text{O-N}_2}$ и $C_{\text{H}_2\text{O-Air}}$ между собой и с предшествующими данными (см. [8-10, 11] и ссылки там). Коэффициенты стороннего континуума влажного азота пересчитывались к коэффициентам стороннего континуума влажного воздуха с учетом соотношения (8). Отметим, что в диапазоне частот 90-330 см^{-1} данные о стороннем континууме $C_{\text{H}_2\text{O-N}_2}$ и $C_{\text{H}_2\text{O-Air}}$ ранее отсутствовали.

Сравнение полученных данных с единственной существующей моделью для атмосферных приложений МТ-СКД [12], позволяющей рассчитать континуум влажного воздуха, показывает, что модель недооценивает величину стороннего континуума примерно на 25% в области максимума континуального поглощения. Однако в целом

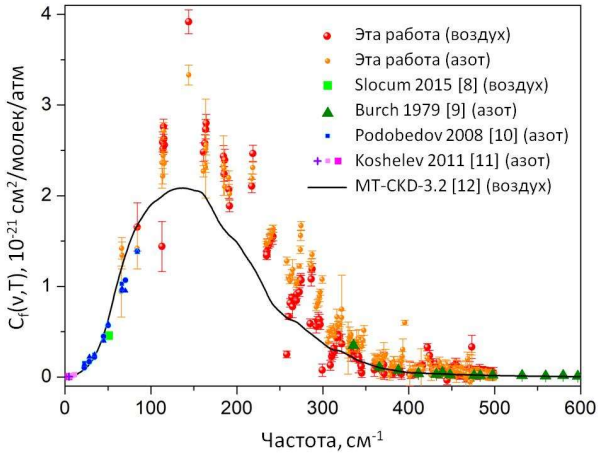


Рис. 3

предсказание модели и результаты эксперимента удовлетворительно согласуются друг с другом. Стоит отметить, что модель MT-CKD получена эмпирически на основе данных из более высокочастотной области спектра водяного пара. Результаты расчета были перенесены на рассматриваемый частотный диапазон, но их применение здесь не вполне обосновано.

Следующим этапом работы станет анализ возможных механизмов, формирующих сторонний континуум.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 18-02-00705, 18-55-16006 и 18-05-00698.

[1] <https://www.synchrotron-soleil.fr/en>

[2] Clough S.A., Kneizys F.X., Davies R.W. // Atmos. Res. 1989. Vol. 23. P. 229.

[3] Gordon I.E. et al // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2017. Vol. 203. P. 3.

[4] Vispoel B. et al // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2019. Vol. 228. P. 79.

[5] Gamache R. Private communication.

[6] Odintsova T.A. et al // J. Mol. Struct. 2020. Vol. 1210. P. 128046.

[7] Podobedov V.B. et al // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2008. Vol. 251. P. 203.

[8] Slocum D.M. et al // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2015. Vol. 159. P. 69–79.

[9] Burch D.E., Gryvnak D.A. // Method of calculating H₂O transmitting between 333 and 633 cm⁻¹. Report No AFGL-TR-79-0054. 1979.

[10] Koshelev M.A. et al // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2011. Vol. 112. P. 2704.

[11] Podobedov V.B. et al // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2008. Vol. 109. P. 458.

[12] Mlawer E.J. et al // Phil. Trans. R. Soc. A. 2012. Vol. 370. P. 2520.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ФОТОПРОВОДИМОСТИ, МАГНИТОПРОПУСКАНИЯ И ДЛИННОВОЛНОВОГО СТИМУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ОСНОВЕ HgCdTe

А.А. Разова¹⁾, В.В. Румянцев²⁾, Л.С. Бовкун³⁾, В.Я. Алешкин²⁾, Н.Н. Михайлов⁴⁾,
С.А. Дворецкий⁴⁾, С.В. Морозов²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

²⁾ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

³⁾ Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, LNCMI-CNRS-UGA-UPS-INS-
EMFL, Grenoble, 38042 France

⁴⁾ Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

Введение

В настоящее время узкозонные гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе твёрдого раствора HgCdTe рассматриваются как перспективный материал для оптоэлектроники инфракрасного и терагерцового диапазонов из-за возможности изменения ширины запрещённой зоны от нескольких сотен мэВ практически до нуля [1]. В последние годы достигнут значительный прогресс в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) твёрдых растворов HgCdTe, что позволяет выращивать структуры высокого качества с *in situ* эллипсометрическим контролем состава и толщины слоёв [2]. Варьируя толщину КЯ (*d*), концентрацию кадмия в КЯ (*x*), концентрацию кадмия в барьерном слое (*y*), можно получить одну и ту же ширину запрещённой зоны в КЯ Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te, однако энергетический спектр электронов и дырок для разных параметров КЯ при этом существенно отличается. Недавно в структурах с КЯ на основе HgCdTe было получено стимулированное излучение (СИ) с длиной волны более 20 мкм [3], что создаёт предпосылки для разработки длинноволновых лазеров. В связи с этим возникает задача детального изучения энергетического спектра электронов и дырок в структурах с КЯ Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te, направленного на оптимизацию структур для дальнейшего «продвижения» СИ по длине волны и увеличения максимальной температуры, при которой возможно добиться генерации СИ.

Объектами исследования данной работы являлись волноводные гетероструктуры с КЯ Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te, предназначенные для получения длинноволнового СИ в диапазоне 10–30 мкм. Все исследуемые структуры были выращены методом МЛЭ на полуизолирующей подложке GaAs, на которой последовательно выращивались буферный слой ZnTe, затем буфер CdTe, далее располагался нижний барьерный (волноводный) слой Cd_yHg_{1-y}Te, затем серия КЯ Hg_{1-x}Cd_xTe, верхний барьерный (волноводный) слой Cd_yHg_{1-y}Te и покровный слой CdTe [2].

Основным методом исследования структур являлся метод фурье-спектроскопии фотопроводимости (ФП) (в режиме непрерывного сканирования). Исследования спектров ФП были выполнены при температуре жидкого гелия (4.2 К) и жидкого азота (77 К). Для одной из структур в лаборатории сильных магнитных полей (Гренобль, Франция) были проведены исследования спектров магнитопротускания. Экспериментальные данные сравнивались с результатами теоретических расчётов, выполненных в

рамках модели Бёрта-Форемана с гамильтонианом Кейна 8×8 с температурно-зависимыми параметрами.

Результаты и обсуждение

Рассмотрим порядок анализа спектров ФП на примере структуры № 4.

На спектре ФП структуры № 4 хорошо заметна «красная» граница ФП (рис. 1), которая соответствует основному межзонному переходу из первой валентной подзоны в первую подзону зоны проводимости ($v1-c1$). Так как ширина запрещённой зоны исследуемых структур увеличивается с увеличением температуры, что является характерной особенностью структур на основе HgCdTe, и указывает на нормальную (не инвертированную) зонную структуру [4], граница ФП смещается в коротковолновую область. Помимо этого, также можно выделить и другие сдвигающиеся с температурой особенности спектра, в частности, соответствующие переходу из третьей подзоны валентной зоны $v3$ в первую подзону зоны проводимости $c1$ и особенности в районе 100–125 мэВ и 170–180 мэВ, которые, согласно теоретическим расчётам, совпадают с переходами $v2-c1$ и $v4-c1$ соответственно.

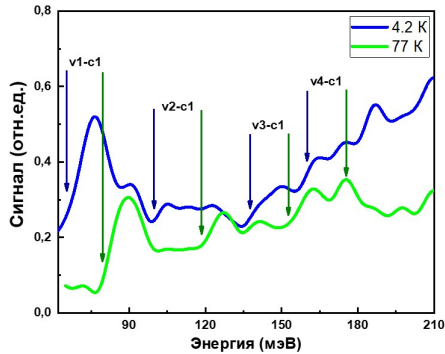


Рис. 1

На основе спектров ФП (*ex situ* характеристика) для структур были определены значения толщины КЯ (d) и концентрации Cd (x) в КЯ. Значения приведены ниже в таблице.

Таблица

Номер структуры	d , nm		x		T_{\max} , К	E_{th} , мэВ
	<i>in situ</i>	<i>ex situ</i>	<i>in situ</i>	<i>ex situ</i>		
1	11	11	0	0.098	--	10.6
2	6.1	6.1	0	0.102	100	19
3	3.65	3.17	0	0	175	42.6
4	7.8	7.8	0	0.08	50	14.7
5	6.8	6.9	0	0.078	80	20.1

Как было сказано выше, в процессе роста структур проводится *in situ* эллипсометрический контроль состава и толщины слоёв. Сравнение *in situ* и *ex situ* характери-

заций показывает, что значение толщины КЯ, определённое данными методиками, совпадает, а концентрация Cd в КЯ – в значительной мере отличается.

Следует отметить, что при анализе спектров ФП форма КЯ предполагалась прямоугольной. В то же время, наличие в спектре ФП переходов между подзонами различной чётности предполагает «смягчение» правил отбора, которое могло бы возникнуть из-за отклонения формы КЯ от прямоугольной. Для подтверждения применимости модели прямоугольной КЯ были проведены исследования спектров магнитопротекания структур и дополнительно рассмотрена модель с трапециевидной формой КЯ для согласования результатов *in situ* и *ex situ* характеристик. В результате было обнаружено, что наблюдаемую картину магнитопротекания невозможно удовлетворительно описать без предположения о наличии Cd в КЯ.

На рис. 2а приведена картина магнитопротекания в структуре № 4 при температуре жидкого гелия. Хорошо заметны две линии магнитопротекания в диапазоне энергий от 70 до 130 мэВ, которые соответствуют наиболее «сильным» межзонным переходам α - и β [5]. На рис. 2д видно, что эти линии хорошо описываются теорией (линия 1 и 2) при использовании параметров КЯ, полученных из анализа спектров ФП, в то время как расчёты, произведённые для нулевой концентрации Cd в КЯ (рис. 2б), что соответствует результатам *in situ* характеристики, не позволяют удовлетворительно описать наблюдаемую картину магнитопротекания. В частности, КЯ в виде прямоугольной трапеции с основаниями 3.5 нм и 7 нм (рис. 2с) не приводит к существенному улучшению совпадения результатов эксперимента и рассчитанных зависимостей энергии перехода от магнитного поля.

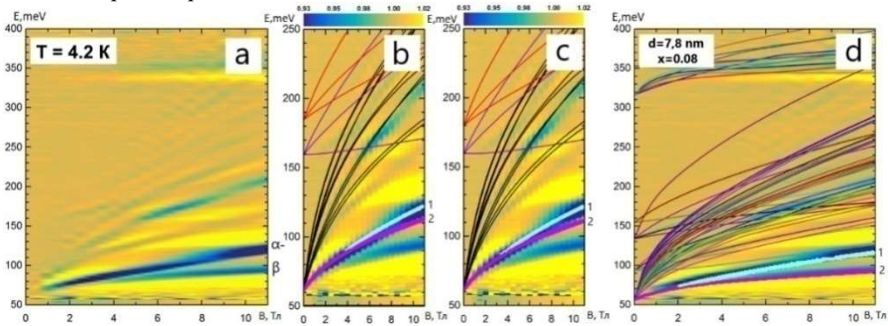


Рис. 2

Таким образом, параметры КЯ, полученные из анализа магнитопротекания, хорошо согласуются с результатами, полученными на основе спектров ФП. Поскольку при малых магнитных полях переходы становятся плохо различимыми, определение ширины КЯ получается более точным из спектров ФП.

В исследуемых структурах, кроме № 1, было получено СИ на длине волны около 10 мкм (структуры № 2 и 3) и 20 мкм (структуры № 4 и 5). Температура «гашения» СИ, т.е. температура T_{\max} , выше которой не удастся наблюдать СИ, имеет различное значение для данных структур (см. табл.). На основе уточнённых параметров КЯ из анализа спектров ФП численно (методом поиска экстремума) было найдено значение пороговой энергии безызлучательной оже-рекомбинации E_{th} с участием двух электро-

нов и дырки (СССН оже-процессе). Пороговая энергия E_{th} является минимальной кинетической энергией трёх носителей, при которой оже-рекомбинация не запрещена законами сохранения энергии и квазиимпульса [6]. Из таблицы видно, что увеличение E_{th} приводит к повышению T_{max} при фиксированной длине волны СИ. В структурах № 2 и 5 значения E_{th} практически совпадают, а температуры «гашения» СИ отличаются на 20 К, так как с увеличением длины волны уменьшается вероятность излучательной рекомбинации, а также растёт поглощение на свободных носителях, что создаёт менее «выгодные» условия для возникновения СИ при больших длинах волн. Эти факторы в совокупности с малым энергетическим порогом оже-процесса приводят к тому, что СИ в структуре № 1 получить не удастся. Таким образом, максимальная температура, при которой возможно добиться усиления и получить СИ на заданной длине волны, ограничивается величиной пороговой энергии оже-рекомбинации.

Заключение

В работе были измерены спектры межзонной ФП и идентифицированы межзонные переходы между различными подзонами размерного квантования волноводных структур с узкозонными КЯ на основе HgCdTe. Совместный анализ спектров ФП и магнитопропускания позволил уточнить толщину КЯ и концентрацию Cd в ней: было показано, что данные *in situ* эллипсометрического контроля дают заниженное значение концентрации кадмия в КЯ. В результате анализа зонных спектров структур, рассчитанных на основе уточнённых параметров, была установлена корреляция между пороговой энергией СССР оже-процесса и предельной температурой, при которой возможно получение СИ в исследуемых структурах.

- [1] Ruffenach S., Kadykov A., Rummyantsev V.V., Torres J., Coquillat D., But D., Krishtopenko S.S., Consejo C., Knap W., Winnerl S., Helm M., Fadeev M.A., Mikhailov N.N., Dvoretzskii S.A., Gavrilenko V.I., Morozov S.V., Teppe F. // *APL Materials*. 2017. Vol. 5, № 3. P. 035503.
- [2] Dvoretzky S., Mikhailov N., Sidorov Yu., Shvets V., Danilov S., Wittman B., Ganichev S. // *Journal of Electronic Materials*. 2010. Vol. 39, № 7. P. 918.
- [3] Morozov S.V., Rummyantsev V.V., Fadeev M.A., Zholudev M.S., Kudryavtsev K.E., Antonov A.V., Kadykov A.M., Dubinov A.A., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A., Gavrilenko V.I. // *Applied Physics Letters*. 2017. Vol. 111, № 19. P. 192101.
- [4] Ikonnikov A.V., Bovkun L.S., Rummyantsev V.V., Krishtopenko S.S., Aleshkin V.Ya., Kadykov A.M., Orlita M., Potemski M., Gavrilenko V.I., Morozov S.V., Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N. // *Semiconductors*. 2017. Vol. 51, № 12. P. 1531.
- [5] Bovkun L. S., Ikonnikov A., Aleshkin V. Ya., Spirin K., Gavrilenko V.I., Mikhailov N., Dvoretzky S.A., Teppe F., Benjamin A. Piot, Potemski M., Orlita M. // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2019. Vol. 31, № 14. P. 145501-1-145501-13.
- [6] Абакумов В.Н., Перель В.И., Ясневич И.Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. – СПб: Изд-во ПИЯФ, 1997, гл. 11. С. 235.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ ВДОЛЬ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ СТЕНОК

Е.О. Смолина¹), Д.А. Смирнова¹), Л.А. Смирнов^{1,2})

¹)Институт прикладной физики РАН

²)ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В настоящее время ведутся активные исследования оптических топологических изоляторов, представляющих собой особым образом сконструированные периодические структуры, границы которых поддерживают топологически защищенные краевые моды [1]. Ожидается, что использование таких состояний для транспортировки оптических сигналов позволит преодолеть многие проблемы, связанные с рассеянием на дефектах волноведущей системы и на приемно-передающих элементах. Диэлектрические материалы, применяемые в топологической фотонике, обладают достаточно сильной оптической нелинейностью. Поэтому возбуждение краевых мод сопровождается генерацией гармоник [2], а также эффектами нелинейного взаимодействия и самовоздействия световых полей [3].

В данной работе с использованием аналитических и численных методов изучены особенности распространения нелинейных импульсов вдоль топологической доменной стенки. Для фотонной топологической решетки на основе димеризованного графена, составленной из одномодовых диэлектрических волноводов с керровской нелинейностью, нами были получены уравнения Дирака для спинорной волновой функции $\psi(x, y, t) = [\psi_1(x, y, t), \psi_2(x, y, t)]^T$, позволяющие описать нелинейный волновой транспорт в континуальном пределе и имеющие вид:

$$\begin{aligned} i\partial_t\psi_1 &= -(i\partial_x + \partial_y)\psi_2 + M\psi_1 - g|\psi_1|^2\psi_1, \\ i\partial_t\psi_2 &= -(i\partial_x - \partial_y)\psi_1 - M\psi_2 - g|\psi_2|^2\psi_2. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь для удобства выполнен переход к нормированным на решеточный параметр $v_D = 3ka/2$ (k – коэффициент туннельной связи между соседними волноводами, a – период решетки) эволюционной переменной $t \sim z/v_D$, пропорциональной длине z трассы продольного распространения излучения, и координатам x и y , поперечным к оси z , параллельно которой ориентированы структурные элементы обсуждаемой системы. В (1) величина M , часто называемая по аналогии с квантовой механикой эффективной массой, характеризует отличие между постоянными распространения в волноводах разных подрешеток, а члены с параметром g ответственны за эффекты самовоздействия, обусловленные кубической нелинейностью. Отметим, что для корректности развитого нами континуального подхода необходимо, чтобы коэффициент k туннельной связи между волноводами существенно превосходил эффективную массу M , т. е. должно выполняться условие $k \gg M$.

Наличие доменной стенки в исходной дискретной модели димеризованной фотонной решетки в рамках системы уравнений (1) описывается инверсией знака M при переходе через границу, которую для определенности будем считать расположенной по линии $y = 0$. В таком случае M зависит от координаты y следующим образом: $M(y < 0) = -M_0$, $M(y > 0) = M_0$. В статье [3] было продемонстрировано, что вдоль подобной границы могут распространяться нелинейные поверхностные волны вида $\psi(x, y, t) = [\psi_1(y, \omega, k), \psi_2(y, \omega, k)]^T e^{ikx - i\omega t}$. В частности,

там установлена взаимосвязь краевых мод с одномерными дираковскими солитонами, что позволило вывести аналитические выражения для компонент $\psi_1(y, \omega, k)$ и $\psi_2(y, \omega, k)$ спинора $\boldsymbol{\psi}(x, y, t)$. Используя их, несложно показать, что для локализованных по y состояний должно выполняться нелинейное дисперсионное соотношение $\omega + k = -gI_1/2$, которое задает частоту ω прижатой к доменной стенке волны как функцию волнового числа k направленного по x распространения и интенсивности поля на линии $y = 0$, $I_1 = |\psi_{1,2}(y = 0)|^2$.

Цель настоящей работы состоит в изучении динамики сосредоточенных теперь одновременно как по y , так и по x волновых импульсов в рамках нелинейных уравнений Дирака (1). В ходе проведенного теоретического исследования данной задачи нам удалось показать, что при условии локализации излучения вблизи доменной стенки, где происходит смена знака эффективной массы $M(y)$, должно выполняться следующее эволюционное соотношение:

$$\partial_t \mathcal{P} = -2\partial_x \mathcal{S}_x, \quad (2)$$

которое можно интерпретировать как уравнение переноса для величин

$$\mathcal{P} = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \boldsymbol{\psi} | \boldsymbol{\psi} \rangle dy, \quad \mathcal{S}_x = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \boldsymbol{\psi} | \hat{\sigma}_x | \boldsymbol{\psi} \rangle dy, \quad (3)$$

представляющих собой интегральные (погонные) мощность и спин, соответственно. Используя найденные в [3] аналитические выражения для профиля однородных нелинейных поверхностных волн, несложно установить, что между \mathcal{S}_x и \mathcal{P} существует функциональная связь $g\mathcal{S}_x = -\sin^{-1}(\sin(g\mathcal{P}/\sqrt{2})/\sqrt{2})$, справедливая в первом приближении и для плавных по x распределений поля. После подстановки данной зависимости в (2) естественным образом получаем уравнение простой волны, которое в слабо нелинейном пределе, когда $gI_1 \ll M_0$, принимает достаточно наглядный и доступный для анализа вид

$$\partial_t I_1 - \left(1 - g^2 I_1^2 / (4M_0^2)\right) \partial_x I_1 = 0. \quad (4)$$

При выводе (4) использовалось нелинейное дисперсионное соотношение краевых мод. Из (4), в частности, вытекает, что эволюция прижатого к границе раздела импульса сопровождается процессом укручения заднего фронта, заканчивающимся его обрушением (градиентной катастрофой).

Заметим, что уравнение простой волны (4) можно получить и другим способом, задействовав последовательное асимптотическое описание, основанное на разложении в ряд компонент спинора $\boldsymbol{\psi}(x, y, t)$ по малому параметру $\mu \sim gI_1/M_0 \ll 1$ и предположении о медленном характере изменения по переменной t соответствующих функций в системе координат $\xi = x + t, y$:

$$\psi_{1,2}(x, y, t) = b(\xi; \mu t) \left(\pm a(\xi, \mu^2 t) e^{-M_0 y} + \sum_{n=1}^{+\infty} \mu^n \psi_{1,2}^{(n)}(\xi, y, \mu t) \right). \quad (5)$$

При таком подходе в первом порядке малости по μ получаем нелинейное дисперсионное соотношение для краевых мод, а во втором порядке – уравнение (4) для интенсивности $I_1 = |a|^2$ одной из составляющих вектора $\boldsymbol{\psi}(x, y, t)$. Данное обстоятельство может служить дополнительным подтверждением развитой теории.

Нами также были проведены детальные численные расчеты задачи о динамике локализованных по x и y волновых импульсов в рамках нелинейных уравнений Дирака (1). Результаты этих расчетов хорошо согласуются с выводами предложенного аналитического рассмотрения. Прежде всего основное внимание было уделено предсказанному на базе (4) ключевому эффекту. Речь идет о градиентной катастрофе, которая влечет за собой разрушение плавного профиля импульса. В качестве примера здесь приведено сравнение поведения волнового поля с исходным распределением в виде краевого пакета, для которого $I_1(x, t = 0) = A \exp(-Bx^2)$, в прямом численном моделировании системы (1) и в редуцированном уравнении (4). По изначальной форме $I_1(x, t = 0)$ с использованием (4) не сложно определить, при каком t должно произойти опрокидывание:

$$t^* = 2M_0^2 \sqrt{e} / (gA^2 \sqrt{B}). \quad (6)$$

При численных оценках момента обрушения регистрировалось событие t_1 , когда максимум производной $\Delta(t) = \max_x (\partial_x |\psi_1(x, y = 0, t)|)$ вдоль линии $y = 0$ возрастает в три раза по сравнению со своим начальным значением при $t_0 = 0$, т. е. $\Delta(t_1) = 3\Delta(t_0)$. На Рис. построены зависимости численной (t_1) и теоретической (t^*) оценок момента обрушения краевого импульса от параметра B при фиксированных значениях $A = 1$, $M_0 = 0.1$ и $g = M_0/3$. Формула (6) корректно описывает процесс опрокидывания – чем больше поперечный масштаб, тем позже наступает градиентная катастрофа.

В нашей работе также показано, что одним из возможных механизмов регуляризации процесса опрокидывания могут выступать эффекты, связанные с наличием слабой пространственной дисперсией в димеризованной графеновой решетке световодов. Учет подобных эффектов в континуальной модели осуществляется с помощью обобщения нелинейных уравнений Дирака (1) путем введения в них производных второго порядка по координатам x и y с коэффициентом $\eta = 3\kappa a^2/8$:

$$\begin{aligned} i\partial_t \psi_1 &= -\left(i\partial_x + \partial_y + \eta(\partial_y - i\partial_x)^2\right) \psi_2 + M\psi_1 - g|\psi_1|^2 \psi_1, \\ i\partial_t \psi_2 &= -\left(i\partial_x - \partial_y + \eta(\partial_y + i\partial_x)^2\right) \psi_1 - M\psi_2 - g|\psi_2|^2 \psi_2. \end{aligned} \quad (7)$$

В ходе численных расчетов было продемонстрировано, что в области обрушения заднего фронта формируются квазисолитонные краевые импульсы, поперечные размеры которых малы по сравнению с масштабом по x изначального распределения поля. Далее эти импульсы распространяются без изменений вдоль доменной стенки.

Работа поддержана грантами РФФИ (19-02-00261, 19-52-12053).

- [1] Ozawa T. et al. // Reviews of Modern Physics. 2019. Vol. 91, №1 P. 015006.
- [2] Smirnova D. et al. // Phys. Rev. Lett. 2019. Vol. 123, №10 P. 103901.
- [3] Smirnova D. et al. // Laser Photonics Rev. 2019. Vol. 13, №12 P. 1900223.

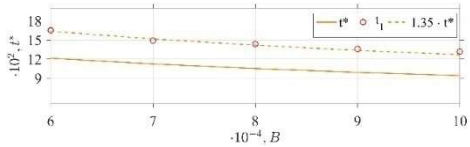


Рис.

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ НА УСТОЙЧИВОСТЬ СТАЦИОНАРНОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ УСКОРЕНИИ ИОНОВ РАДИАЦИОННЫМ ДАВЛЕНИЕМ В РЕЖИМЕ «ПЛУГА»

Д.А. Войтович¹⁾, А.В. Коржиманов^{1, 2)}

¹⁾ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ Институт прикладной физики РАН

В данной работе рассматривается взаимодействие лазерного излучения сверхвысокой интенсивности (порядка 10^{20} – 10^{22} Вт/см²) с плазмой. При таких значениях интенсивности эффекты, возникающие при взаимодействии, носят релятивистский характер [1]. Один из подобных эффектов – это ускорение ионов световым давлением [2]. При большой толщине мишени наблюдается квазистационарный режим ускорения, называемый режимом плуга. В этом случае ионы ускоряются в потенциале, созданном в результате перераспределения под действием ponderомоторной силы электронов (рис. 1, красной стрелкой схематично указан падающий импульс). Ранее в рамках двухкомпонентного гидродинамического приближения холодной плазмы для циркулярно-поляризованного излучения были получены одномерные стационарные решения [3]. Задача решалась в системе отсчёта (СО), двигающейся со скоростью движения границы плазмы. В этой СО плазма представляет собой два взаимопроникающих потока электронов и ионов, скорости которых в каждой точке для каждой из фракций совпадают (рис. 2). Поскольку граница плазмы в рассматриваемой СО покоится, падающая и отражённая волны образуют стоячую волну в областях 2 и 3.



Рис. 1

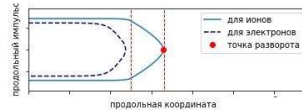


Рис. 2

Полученные решения представлены на рис. 3 (штриховой линии соответствует модуль комплексной амплитуды лазерного поля, пунктиром показана структура продольного электростатического поля, штрихпунктирные линии соответствуют концентрациям ионов и электронов). В системе присутствуют три области: вакуумная (3), область, в которой присутствуют только ионы, (2) и область плазмы (1).

Приближение холодной плазмы оправдано тем, что осцилляторная энергия частиц многократно превосходит их тепловую энергию в толще плазмы. Однако известно, что при малых плотностях плазмы движение границы становится неустойчивым, что приводит к интенсивному бесстолкновительному нагреву электронов на границе. Поэтому представляет интерес изучение влияния их температуры на устойчивость структуры.

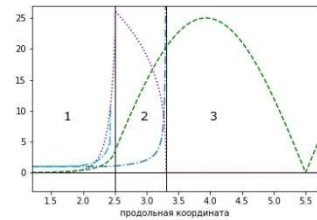


Рис. 3

Будем решать задачу в нулевом приближении. Рассмотрим движение пробного электрона, обладающего некоторым импульсом, отличным от среднего гидродинамического. Отметим, что аналогичный метод был ранее использован в работе [4] для случая неподвижных ионов.

Гамильтониан движения пробного электрона имеет вид: $H(z, p_z) = \gamma(z, p_z) - \varphi(z)$, здесь $\gamma(z, p_z) = \sqrt{1 + a^2(z) + p_z^2}$ – гамма-фактор электрона, p_z – его продольный импульс, a – модуль комплексной амплитуды лазерного поля, φ – электростатический потенциал. Для всех переменных использована релятивистская нормировка.

Пример фазового портрета электрона для амплитуды падающего импульса $a_0 = 30$, и параметра за критичности плазмы $n_0 = 20$ ($n_0 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$) приведен на рис. 4.

В вакуумной области наблюдается чередование состояний равновесия типа седла и центра, обусловленное наличием стоячей волны. Сепаратрисы первого седла S разделяют потоки траекторий на те, что возвращаются в плазму, и те, что уходят на бесконечность. Будем считать, что граница теряет устойчивость, если характерный тепловой импульс электронов оказывается выше его значения $p_{кр}$ на сепаратрисе.

Для приведённых параметров $p_{кр} \approx 50$. Соответствующая этому значению энергия $E_{кр} = p_{кр}mc^2 \approx 25 \text{ MeV}$, что в данном случае превышает осцилляторную энергию электрона $E_{осц} = a_0mc^2 \approx 15 \text{ MeV}$, то есть граница скорее всего останется устойчивой даже в случае бесстолкновительного нагрева.

Порог устойчивости системы относительно продольного импульса электронов зависит от входных параметров задачи. На рис. 5 представлен пример этой зависимости. Цветом показано значение критического импульса. С уменьшением параметра за критичности величина критического импульса понижается, и следовательно, система становится менее устойчивой.

Зависимость на рис. 5 приведена для протонов, однако, вообще говоря, критический импульс зависит от массы ионов. На рис. 6 приведены зависимости критического импульса от входных параметров при различных параметрах $\mu = \frac{m_i}{Z_i m_p}$, где m_i, m_p – масса иона и протона соответственно, Z_i – кратность ионизации иона. На рис. 6 цвета соотносятся со значением критического импульса так же, как на рис. 5.

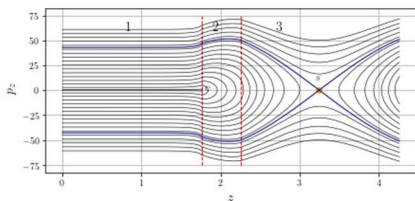


Рис. 4

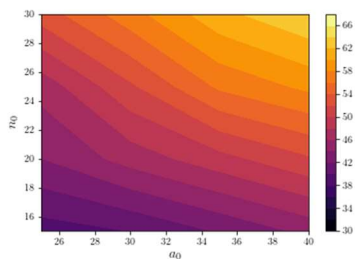


Рис. 5

Характерным является снижение критического импульса i , как следствие, устойчивости системы с увеличением массы ионов. Это обусловлено тем, что более инертным ионам требуется больший ускоряющий потенциал, который стремится вырвать граничные электроны навстречу лазерному излучению.

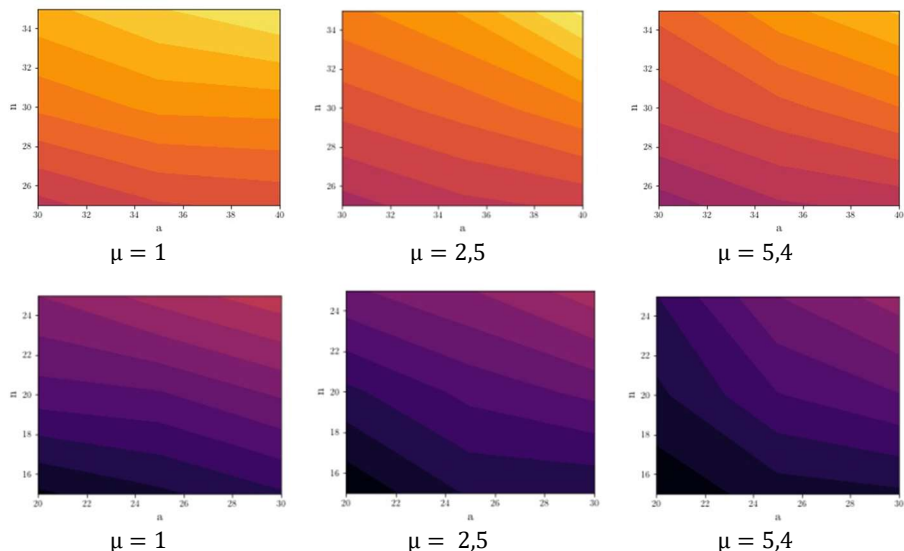


Рис. 6

- [1] Коржиманов А.В., Еремин В.И., Ким А.В., Тушенцов М.Р. // ЖЭТФ. 2007. Т. 132, вып.4 (10). С.771.
- [2] Macchi A., Borghesi M., Passoni M. // RMP. 2013. Vol. 85. С. 773.
- [3] Войтович Д.А., Коржиманов А.В. // В кн.: Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике, 14 мая 2019 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 332-333.
- [4] Siminos E., Grech M., Skupin S., Schlegel T., Tikhonchuk V. T. // Physical Review. 2012. Vol. 86, 056404.

Секция «Общая физика»

Заседание секции проводилось 21 мая 2020 г.
Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – Е.З. Грибова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.