

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Дисперсия поверхностных плазмон-поляритонов в диэлектрической пленке со слоями графена	
<i>А.С. Абрамов, Д.А. Евсеев, Д.И. Семенцов, И.В. Федорова</i>	2
Безмассовые составные бозоны, образованные связанными электрон-позитронными парами	
<i>А.И. Агафонов</i>	5
Генерация высших гармоник в двумерной сверхрешетке на основе графена в постоянном и переменном электрических полях с учетом ионизации примеси	
<i>П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов, Г.А. Сыродоев</i>	7
Роль ион-молекулярных превращений в формировании электродинамических свойств воды и льда	
<i>А.А. Васин, А.А. Волков (мл.), А.А. Степанов, С.А. Старцев, А.А. Волков</i>	11
Рассеяние монополярного импульса излучения на диэлектрическом цилиндре	
<i>В.Н. Корниенко, В.В. Кулагин, А.Я. Олейников</i>	14
Радиофизический метод исследования гравитационных свойств электрона	
<i>М.Г. Гапочка, И.П. Денисова, А.Ф. Королев, Н.Н. Кошелев</i>	17
Электрооптика жидкокристаллических сегнето- и антисегнетоэлектриков	
<i>Е.П. Пожидаев</i>	21
Влияние ионизации примесных центров на проводимость двумерной сверхрешетки на основе графена в сильных внешних электрических полях	
<i>С.Ю. Глазов, Г.А. Сыродоев</i>	22

Дисперсия поверхностных плазмон-поляритонов в диэлектрической пленке со слоями графена

А.С. Абрамов, Д.А. Евсеев, Д.И. Семенцов, И. В Федорова

Ульяновский государственный университет

aleksei_abramov@mail.ru

В последнее время активно исследуются волновые свойства тонкопленочных слоистых структур, содержащих включения из графена, который в настоящее время является одним из перспективных материалов оптоэлектроники [1]. В частности, показано, что в таких структурах могут возбуждаться и распространяться вдоль границы раздела «графен-тонкая пленка» поверхностные волны ИК диапазона - поверхностные плазмон поляритоны (ППП). Их волновые характеристики определяются как характером дисперсии материальных параметров волноведущей структуры, так и дисперсией поверхностной проводимости графена. Управление дисперсионными характеристиками может быть реализовано в результате изменения химического потенциала (ХП) графена, который, в свою очередь, зависит от приложенного электрического поля и температуры [2]. В настоящей работе исследовано влияние на дисперсионные свойства поверхностных симметричных и антисимметричных мод в диэлектрической пленке слоев графена, нанесенных на ее поверхности. Рассмотрена возможность управления фазовой и групповой скоростью волноводных мод за счет изменения ХП графеновых слоев.

Особенности распространения поверхностных ПП исследовались в планарной структуре, состоящей из тонкого диэлектрического слоя толщиной d , диэлектрическая проницаемость (ДП) которого в рабочем частотном диапазоне постоянна и равна $\epsilon_d = 5$, его толщина $d = 10$ nm. На границы слоя $z = 0$ и $z = d$ нанесены два монослоя графена с поверхностными электрическими проводимостями $\sigma_{1,3}$. Структура находится в вакууме. Анализ проводился для спектрального диапазона $\omega = (0.3 - 1.5) \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$, на котором изменение ХП графена приводит к значительным изменениям постоянной распространения, в результате чего управление дисперсионными характеристиками ППП оказывается наиболее эффективным.

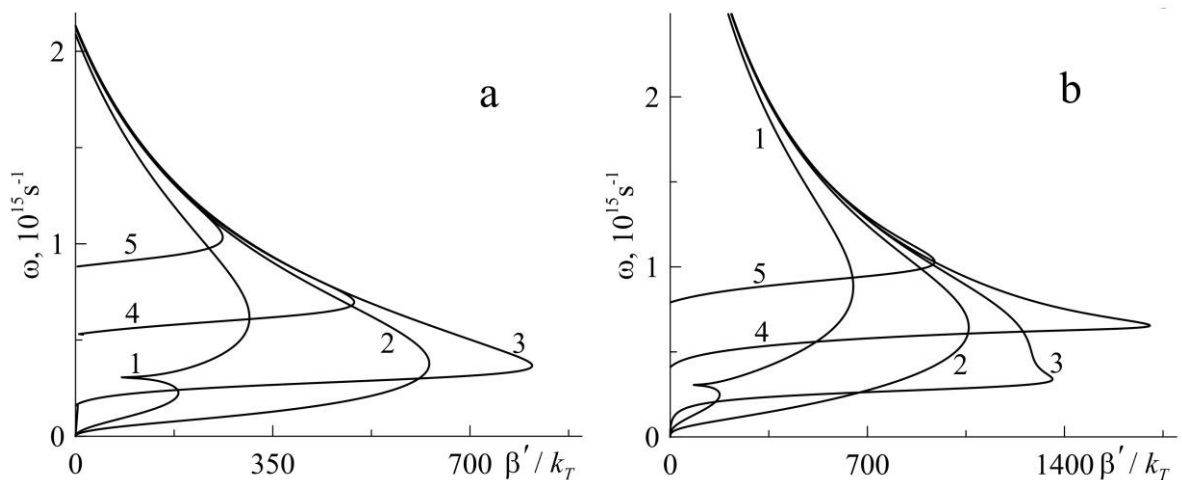


Рис. 1. Дисперсионные зависимости для симметричных (а) и антисимметричных (б) плазмон-поляритонов для значений ХП $\mu = -0.1, 0.0, 0.1, 0.2, 0.3$ eV (кривые 1-5). Толщина диэлектрического слоя $d = 10$ nm.

Дисперсионные соотношения для распространяющихся симметричных и антисимметричных ППП может быть записано в виде:

$$\frac{q_d d}{2} + \arctg \frac{\gamma q_d}{\varepsilon_d q} = \pi m, \quad \frac{q_d d}{2} + \operatorname{arcsctg} \frac{\gamma q_d}{\varepsilon_d q} = \pi m, \quad (1)$$

где q_d и q - поперечные составляющие волнового вектора в диэлектрической среде и вакууме соответственно, введен параметр $\gamma = 1 + i4\pi\sigma q / ck_0$.

На **рис. 1** представлены дисперсионные зависимости $\omega(\beta')$, которые являются решениями уравнений (1) для симметричных (а) и антисимметричных (б) мод (постоянная распространения β' нормирована на величину $k_T = k_B T / \hbar c = 1.31 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$). Расчетные значения ХП графеновых слоев приняты равными $\mu = -0.1, 0.0, 0.1, 0.2, 0.3 \text{ eV}$ (кривые 1-5). Из приведенных зависимостей следует, что для антисимметричных мод область изменения β' практически в два раза больше соответствующей области для симметричных мод. Для отрицательных значений ХП на дисперсионных кривых появляются характерные резонансы, связанные с резонансами мнимой части проводимости графена на частоте $\omega = 3 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$. Указанная особенность приводит к появлению дополнительной частотной области, в которой групповая скорость ППП может принимать нулевые и отрицательные значения. Положением резонансов можно управлять, изменяя рабочую температуру. Анализ показывает, что поверхностные волны реализуются в структуре и для больших значений ХП $\mu > 0.3 \text{ eV}$. В этом случае спектральный интервал их существования смещается в высокочастотную область, а диапазон изменения постоянных распространения сужается.

На основе приведенных дисперсионных зависимостей рассмотрим поведение групповых скоростей распространяющихся в структуре ППП. На **рис. 2** приведены зависимости $V_g(\omega)$ для симметричных и антисимметричных (а, б) поверхностных мод для трех значений ХП $\mu = (-0.1, 0.0, 0.1) \text{ eV}$.

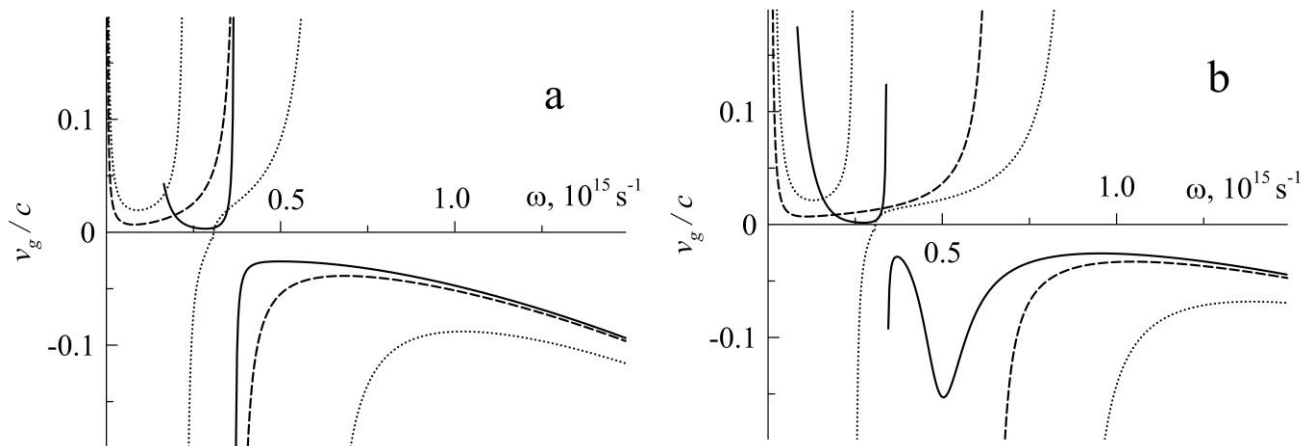


Рис. 2. Частотные зависимости групповых скоростей для симметричных (а) и антисимметричных (б) поверхностных мод для трех значений ХП $\mu = (-0.1, 0.0, 0.1) \text{ eV}$ (точки, штриховые и сплошные кривые).

В рассматриваемом частотном диапазоне для обоих типов мод могут достигаться как положительная, так и отрицательная групповые скорости. Видно, что на критической частоте ω_{cr} , которая на дисперсионных зависимостях отвечает максимуму константы распространения β' , групповая скорость меняет свой знак. До критической частоты групповая скорость положительна, а для частот $\omega > \omega_{cr}$ характерна

отрицательная групповая скорость ППП. Границы частотной области, в которой групповая скорость отрицательна, расширяются при увеличении ХП. В узкой области частот, близких к критической, групповая скорость стремится к бесконечности. Исключение составляет случай $\mu = 0$ (точки), для которого при смене знака групповой скорости в области резонанса для обоих типов мод реализуется нулевая групповая скорость, т. е. полная остановка поверхностной волны.

Важным для практического использования поверхностных волн является вопрос об их длине пробега в направляющей структуре, которая связана с мнимой частью константы распространения соотношением $l \approx 1/\beta''$. На **рис. 3** для рассматриваемого спектрального диапазона представлена частотная зависимость величины β'' для симметричных и антисимметричных (а, б) мод, полученная при значении ХП $\mu = 0.1$ eV и толщинах пленки $d = 20, 30, 50$ nm (кривые 1-3).

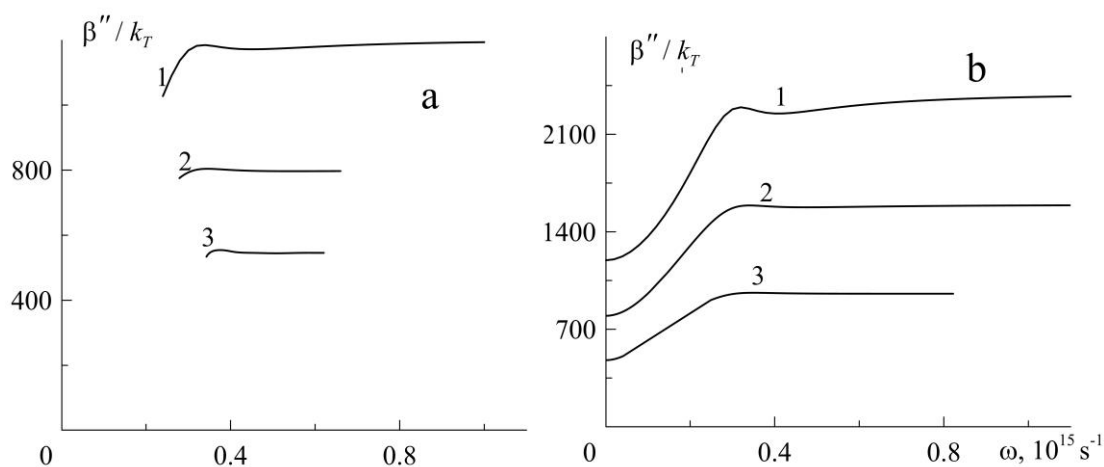


Рис. 3. Частотные зависимости мнимой части постоянной распространения для симметричных (а) и антисимметричных (б) поверхностных мод для толщин 20, 30 и 50 нм (кривые 1-3).

Видно, что в области существования ППП с ростом толщины пленки затухание уменьшается и растет длина пробега. При этом для симметричных мод величина l практически в два раза должна быть больше, чем для антисимметричных при одинаковых толщинах пленки. Тем не менее, длина пробега волны в структуре крайне мала и сопоставима с толщиной волноводного слоя. В связи с этим обстоятельством для использования указанных в работе особенностей на практике необходима компенсация потерь в структуре. Это можно реализовать, например, за счет создания эффективного взаимодействия поля ПП с подводимой в структуру волной токовой накачки в условиях, близких к фазовому синхронизму.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект №17-72-10135) и Российского фонда фундаментальных исследований (18-42-730005).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Xiao et al. // Front. Phys. 2016. V. 11. P. 117801.
2. С.Н. Gan et al. // Phys. Rev. B 2012. V. 85. P.125431.

Безмассовые составные бозоны, образованные связанными электрон-позитронными парами

А.И. Агафонов

КЯФК НИЦ “Курчатовский Институт”

aiagafonov7@gmail.com

Во время становления квантовой электродинамики Фейнманом были рассмотрены два различных пути построения теории. В первом, который по существу является общепризнанным, предполагается, что в природе должна существовать симметрия частица-античастица. Основываясь на этом, был выведен пропагатор свободных фермионов, в котором полное число степеней свободы, соответствующих полному базису плоских волн Дирака, разделены на две половины. Одна половина присваивается электронам, а вторая – позитронам.

Отметим, что ни электроны, ни позитроны не характеризуются полным базисом свободных состояний фермиона. Поэтому в таком подходе не будет найден полный спектр связанных состояний системы электрон-позитрон.

В работе [1] мы попытались выяснить, что можно ожидать во втором пути построения теории, который также обсуждался Фейнманом, но до сих пор оставался не изученным. В этом подходе был также предложен пропагатор для свободного фермиона, учитывающий полный набор плоских волн Дирака. В этом случае единственная возможность - рассматривать электрон и позитрон как независимые частицы и использовать аналогичный пропагатор для позитрона.

В этом полностью симметричном представлении частиц проведено исследование уравнения Бете – Солпитера в лестничном приближении с использованием этого пропагатора. Найдена новая ветвь электрон-позитронных связанных состояний, которая представляет безмассовые композитные бозоны. Обнаружено, что: 1) безмассовые бозоны имеют нормированные комплексные волновые функции, представляющие поперечно сжатые плоские волны; 2) среднее поперечное расстояние между электроном и позитроном увеличивается, когда кинетическая энергия бозона стремится к нулю, что согласуется с тем, что частица с нулевой массой не может находиться в состоянии покоя; 3) с увеличением кинетической энергии бозона происходит сжатие волновой функции поперечного движения сильно связанной электрон-позитронной пары.

В отличие от общепринятого процесса аннигиляции, продуктами которой являются только фотоны и ничего не остается от электрона и позитрона, предсказывается аннигиляционно - подобный процесс, в котором продуктами реакции являются два или три гамма-кванта и безмассовый композитный бозон. Исследована реакция $e^-e^+ \rightarrow V\gamma\gamma$, продуктами которой являются безмассовый композитный бозон и два фотона. Получено сечение этой реакции для нерелятивистских встречных пучков спин-поляризованных электронов и позитронов. В этом случае 2γ угловой корреляционный спектр характеризуется узким пиком с полной шириной на половине максимума, не превышающим 0,2 мрад. Наличие угловой ширины в 2γ корреляционных спектрах является фундаментальным для исследуемой реакции.

Мы не нашли экспериментальных данных, которые могли бы установить, имеет ли место общепринятая аннигиляция синглетной электрон-позитронной пары или исследуемая реакция, продуктами которой являются три частицы. Показано, что эти две реакции можно различить при определенных характеристиках встречных пучков электронов и позитронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.I. Agafonov. Advances in High Energy Physics, ID 6137380, 2018.

Генерация высших гармоник в двумерной сверхрешетке на основе графена в постоянном и переменном электрических полях с учетом ионизации примеси

П.В. Бадикова¹, С.Ю. Глазов^{1,2}, Г.А. Сыродоев¹

¹ФГБОУ ВО «Волгоградский государственный социально-педагогический университет»

² ФГБОУ ВО «Волгоградский государственный медицинский университет»
polin.badicova@gmail.com

В работе исследована зависимость амплитуд высших гармоник плотности тока в двумерной сверхрешетке на основе графена (2D ГСР) от характеристик приложенных к системе постоянного и переменного электрических полей с учетом ионизации примесных центров. Показана возможность существенного управления амплитудами гармоник поперечными электрическими полями в ГСР с примесями по сравнению с «чистыми» ГСР. При определенных соотношениях параметров примесей и приложенных полей выявлено существенное превалирование одних гармоник над другими. Определены области параметров системы для первых четырех гармоник, амплитуда каждой из которых превосходит остальные.

Энергетический спектр носителей заряда в 2D ГСР в приближении сильной связи выбран в виде [1]

$$\varepsilon(\vec{p}) = \pm \Delta \sqrt{f_1^2 + f_2^2 (1 - \cos(p_x d_1 / \hbar)) + f_3^2 (1 - \cos(p_y d_2 / \hbar))} \quad (1)$$

где Δ – полуширина запрещенной зоны щелевой модификации графена, коэффициенты f_i подбираются численно на основе непосредственного решения дисперсионного соотношения из [2], $\vec{p} = (p_x, p_y)$ – вектор квазиимпульса электрона, $d = d_1 + d_{II}$ – период СР, d_1 и d_{II} – ширины полосок бесщелевого и щелевого графена, Разные знаки относятся к минизоне проводимости и валентной минизоне.

Для расчета рассмотрим случай, когда $d_1 = d_2 = d = 2 \cdot 10^{-6}$ см, $f_1 = 0.4217$, $f_2 = f_3 = 0.3318$, ширина запрещенной зоны между валентной зоной и зоной проводимости $\varepsilon_g = 0.8573\Delta$; ширина запрещенной зоны между первой и второй зонами проводимости $\varepsilon_{g12} = 0.6270\Delta$; ширина первой минизоны проводимости $\varepsilon_e = 0.2111\Delta$.

Использовался квазиклассический подход, при котором закон дисперсии носителей заряда определялся аппроксимацией квантовомеханического расчета [3], а вычисление электрического тока производилось с помощью классического кинетического уравнения Больцмана с модельным интегралом столкновений Батнагара-Гросса-Крука. Для нахождения гармоник тока использовалось разложение в ряд Фурье[4]:

$$j(t) = a_0 + \sum_{l=1}^{\infty} (a_l \cos l\omega t + b_l \sin l\omega t) \quad (2)$$

$$a_l = j_0 B_{ion} \sum_{k,m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{nm} C_{nm} J_k(D_{nm}) J_{k+l}(D_{nm}) [\sin \varphi_{(k+l)nm} \cos \varphi_{(k+l)nm} + (-1)^l \sin \varphi_{-(k+l)nm} \cos \varphi_{(k+l)nm}]$$

$$b_l = -j_0 B_{ion} \sum_{k,m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{nm} C_{nm} J_k(D_{nm}) J_{k+l}(D_{nm}) [\sin \varphi_{(k+l)nm}^2 - (-1)^l \sin \varphi_{-(k+l)nm}^2]$$

где $j_0 = -edn_0\Delta/2\hbar$, n_0 – концентрация электронов в зоне проводимости, $B_{ion} = 1 + \frac{N}{n_0} \frac{\exp(-2\sigma \text{Im}S)}{\tau_0 v_r + \exp(-2\sigma \text{Im}S)}$, N – концентрация примесей в графене, $\sigma = \Delta/\hbar v$, $\gamma = v/v_r$, v_r – частота рекомбинации, $J_n(x)$ – функция Бесселя 1-го рода n -го порядка, $A_{nm} = \frac{1}{C_{00}} \frac{f_2^2}{2\pi^2} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \sin(x)\sin(nx)\cos(my)\xi(x,y)^{-1} dx dy$, $\xi(x,y) = \sqrt{f_1^2 + f_2^2(1-\cos x) + f_3^2(1-\cos y)}$, $C_{nm} = \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos(nx)\cos(my)\exp(-\delta\xi(x,y)) dx dy$, $\delta = \Delta/k_B T$, $D_{nm} = nF_{0x}/w + mF_{0y}/w$, $\sin \varphi_{knm} = 1/\sqrt{1 + (nF_{1x} + mF_{1y} + kw)^2}$, $\vec{F}_1 = \{deE_{1x}/\hbar v, deE_{1y}/\hbar v\}$, $\vec{F}_0 = \{deE_{0x}/\hbar v, deE_{0y}/\hbar v\}$, $w = \omega/v$, ν – частота столкновений. Амплитуда l -ой гармоники плотности тока определяется выражением $j_l = \sqrt{a_l^2 + b_l^2}$.

Время туннелирования τ_0 определяется из решения трансцендентного уравнения

$$ch[x(\tilde{\tau}_0)] + ch[y(\tilde{\tau}_0)] = \frac{2f_2^2 + f_1^2 - (f_1 - \tilde{\nu})^2}{f_2^2} \quad (3)$$

где $\tilde{\tau}_0 = \tau_0 \nu$, $x(\tilde{\tau}_0) = F_{1x}\tilde{\tau}_0 + F_{0x}sh(w\tilde{\tau}_0)/w$, $y(\tilde{\tau}_0) = F_{1y}\tilde{\tau}_0 + F_{0y}sh(w\tilde{\tau}_0)/w$, $\tilde{\nu} = \nu/\Delta$.

Учитывая, что выход частицы из-под барьера происходит при $t=0$ [3], находим мнимую часть действия, входящего в вероятность ионизации примеси

$$\text{Im}S = \int_0^{\tilde{\tau}_0} \left\{ \sqrt{f_1^2 + f_2^2(2 - ch[x(t)] - ch[y(t)])} + (\tilde{\nu} - f_1) \right\} dt \quad (4)$$

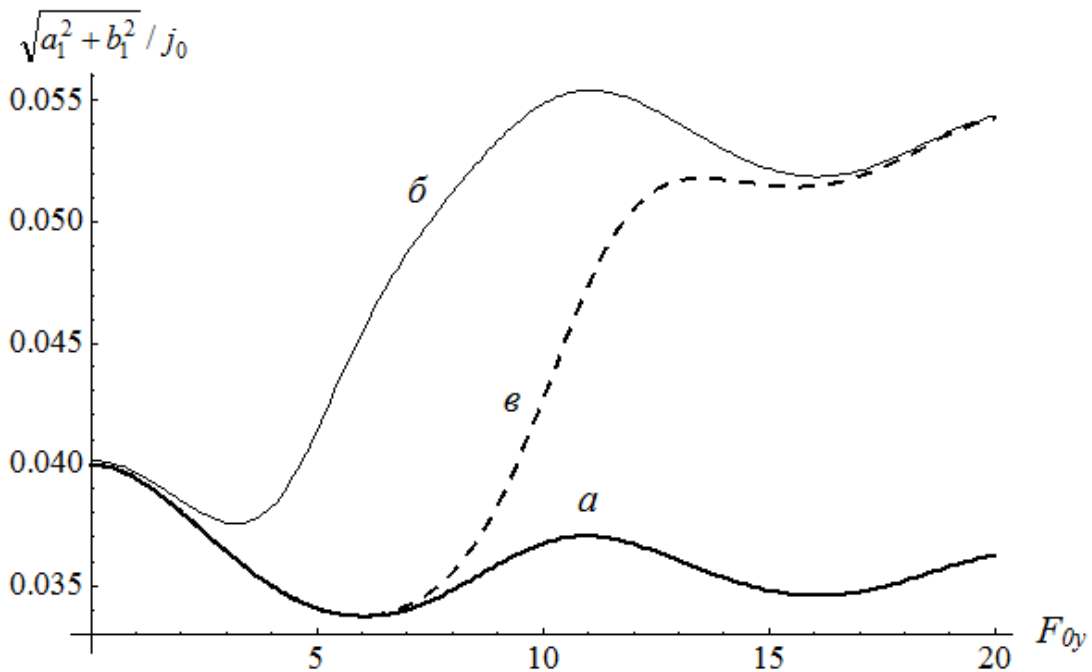


Рис.1 Зависимость амплитуды первой гармоники от амплитуды переменного электрического поля приложенного вдоль оси Y , при фиксированных значениях $F_{0x} = F_{1x} = 2.7$, $F_{1y} = 0$, $w = 3.0$: а) без учета ионизации примеси, б) с учетом ионизации примеси $\tilde{\nu} = 0.1f_1$, в) с учетом ионизации примеси $\tilde{\nu} = 0.14f_1$.

Вследствие неаддитивности энергетического спектра и учета столкновений, характеризующихся частотой релаксации ν , 2D ГСР гармоник плотности тока, текущего вдоль исследуемого направления, зависят как от напряженности постоянного и амплитуды переменного электрических полей, поляризованных вдоль этого направления, так и от параметров полей ориентированных перпендикулярно.

На рис.1 приведена зависимость амплитуды первой гармоники от амплитуды переменного электрического поля при фиксированных значениях напряженности постоянного поля приложенного вдоль оси Y , частоты и параметров полей поляризованных вдоль оси X . В отсутствие примесей (а) эффективность воздействия поперечных электрических полей на амплитуды гармоник в графеновой сверхрешетке меньше по сравнению с шелевым графеном [5], из-за существенного отличия их энергетических спектров. Резкое возрастание амплитуды гармоники (б,в) определяется ионизацией примеси, причем для более глубоких примесей (в) начало роста сдвигается в сторону более сильных полей.

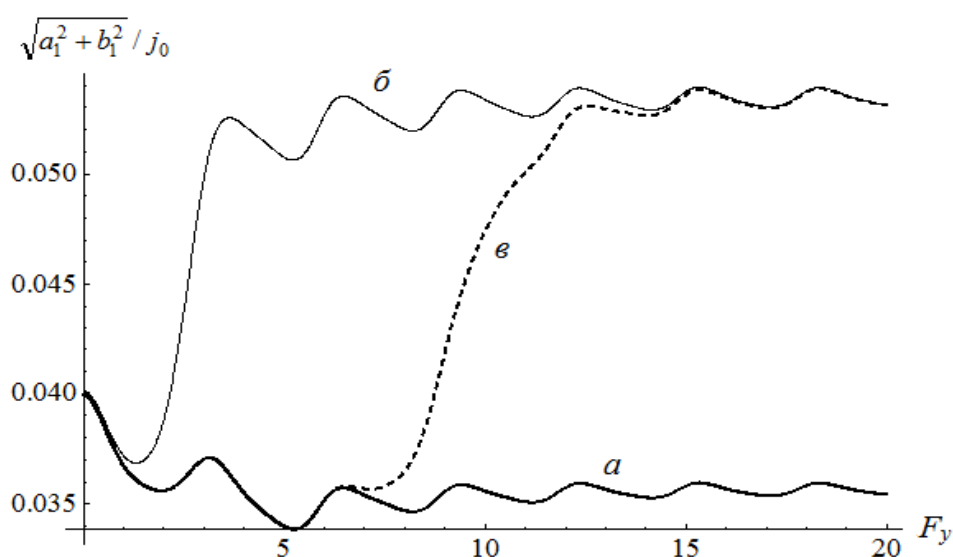


Рис.2 Зависимость амплитуды первой гармоники от электрического поля, приложенного вдоль оси Y , когда $F_y = F_{0y} = F_{1y}$, $F_{0x} = F_{1x} = 2.7$, $w = 3.0$: а) без учета ионизации примеси, б) с учетом ионизации примеси $\tilde{\nu} = 0.1f_1$, в) с учетом ионизации примеси $\tilde{\nu} = 0.2f_1$.

Для случая, когда система зависит как от амплитуды напряженности переменного, так и от постоянного поперечного электрического поля (рис.2), наблюдаемые на рис.1 эффекты достигаются при меньших значениях электрических полей и для более глубоких примесей.

Зависимость амплитуд гармоник плотности тока от характеристик, приложенных к системе полей имеет немонотонный осциллирующий характер. Это дает возможность в широком интервале значений управлять амплитудой гармоник, усиливая одни и подавляя другие.

На рисунке 3 показаны области значений полей для первых четырех гармоник, амплитуда каждой из которых превосходит три остальные для фиксированной частоты переменного электрического поля. Особенно перспективным в плане практического приложения представляется начальная область полей, поскольку именно здесь амплитуда осцилляций максимальна. Жирными точками на рисунке отмечены области гармоник плотности тока, амплитуды каждой из которых наиболее превосходят три остальные.

Сделаем численные оценки: значения безразмерных напряженностей $F_{0,1} = 1$ соответствуют $E_{0,1} \approx 30 \text{ В см}^{-1}$, а безразмерной частоте $w = 1$ соответствует $\omega = 10^{11} \text{ Гц}$, $N=5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $n_0=10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\nu_r=10^7 \text{ Гц}$, $T \approx 70 \text{ К}$.

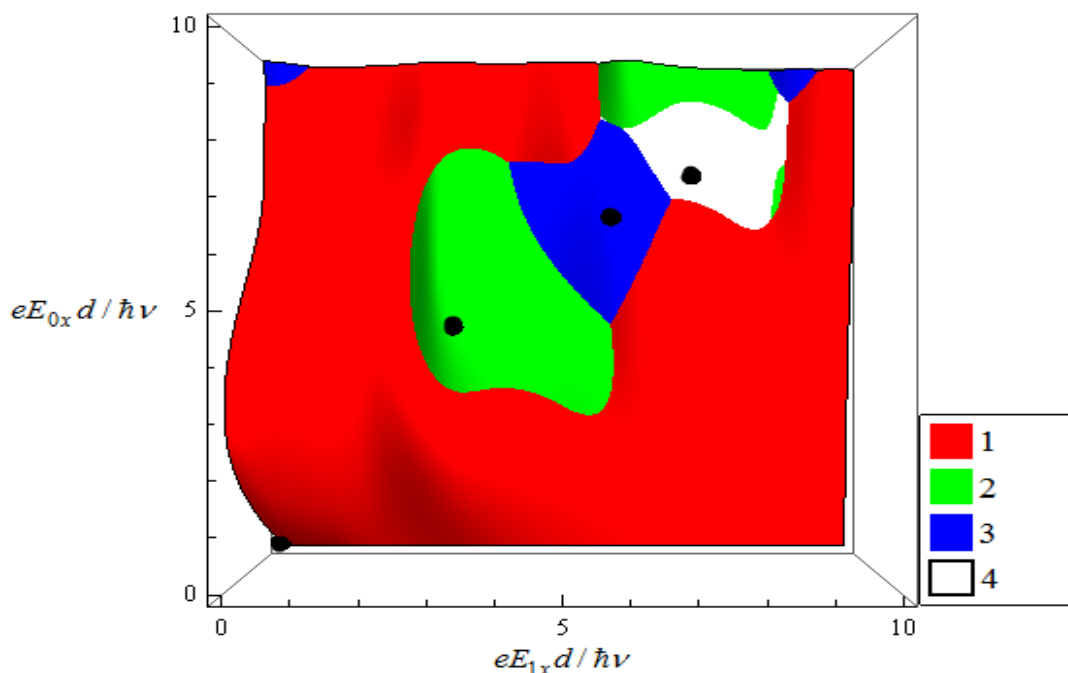


Рис.3 Карта максимумов первых четырех гармоник: $eE_{1y}/\hbar\nu = eE_{0y}/\hbar\nu = 0$, $\omega/\nu=3.0$

В заключении сформулируем кратко основные выводы из проделанной работы:

1. Выявлена возможность управления амплитудами гармоник поперечными электрическими полями.
2. По сравнению с щелевым графеном, эффективность воздействия поперечных электрических полей на амплитуды гармоник в графеновой сверхрешетке меньше из-за существенного отличия их энергетических спектров.
3. В результате комплексного анализа выявлены области параметров рассматриваемой системы для первых четырех гармоник, амплитуды каждой из которых превосходят три остальные.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-42-340005 и Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках проектной части государственного задания, код проекта: 3.2797.2017/4.6.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.V. Kryuchkov, С.А. Popov // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2017. V. 9. No 2. P. 02013.
2. П.В. Ратников // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. В. 6. С. 515.
3. П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов, Г.А. Сыродоев // ФТП. 2019. Т.53. В.7. С.927.
4. С.Ю. Глазов, Н.Е. Мещерякова // Наносистемы: физика, химия, математика. 2012. 3 (1). С.64.
5. С.Ю. Глазов // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 1.С. 19.

Роль ион-молекулярных превращений в формировании электродинамических свойств воды и льда

А.А. Васин^{1,2}, А.А. Волков (мл.)², А.А. Степанов², С.А. Старцев², А.А. Волков¹

¹ ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, Москва, 119991, ул. Вавилова, 38

² ООО «НИРА», Москва, 119501, ул. Нежинская, 1/1

alexcampeones@yandex.ru

Вода и лёд традиционно относятся к классу полярных диэлектриков, однако механизм поляризации до сих пор дискутируется. На сегодня предложено множество специфичных моделей воды и льда, друг с другом, практически, не пересекающихся. Механизмом поляризации в воде считается упорядочение диполей молекул H_2O , а во льду - динамика дефектов кристаллической решётки. Ни одна из моделей, ни для льда, ни для воды, не описывает экспериментальные данные по электродинамике этих веществ в удовлетворительной степени последовательно и целостно.

В работах [1] мы рассмотрели модель, связывающую одинаково для воды и льда электродинамику воды с диффузией собственных зарядов противоположного знака. Зарядами являются протонированные и депротонированные молекулы H_2O (ионы H_3O^+ и OH^-). Новизна модели в том, что молекулы и ионы не объединены водородными связями, а находятся в тепловом столкновительном движении. Они обмениваются протонами и таким образом взаимопревращаются. Диффузия короткоживущих зарядов имеет биполярный характер.

Описанную ситуацию мы передаем:

1) уравнением баланса нейтральных молекул и зарядов:

$$(N_0 - N_{Ion}) / t_D = N_{Ion} / t_{Ion},$$

2) выражением для коэффициента диффузии частицы при броуновском движении

$$D = l^2 / [6(t_{Ion} + t')],$$

3) формулой связи этой диффузии с порождаемой ею проводимостью

$$\sigma = q^2 N_{Ion} D / kT,$$

4) формулой дебаевской релаксации

$$\sigma_D = (2\pi\varepsilon_0\Delta\varepsilon_D) / t_D = n\sigma.$$

В представленных формулах N_0 и N_{Ion} – концентрации молекул и ионов, t_D и t_{Ion} – времена жизни молекул и ионов, t' – время ион-молекулярного переноса заряда, σ_D – проводимость, D – коэффициент диффузии, l – диффузионная длина, $\Delta\varepsilon_D$ – диэлектрический вклад дебаевской релаксации, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, $n \sim 2$ – подгоночный коэффициент и $C = q^2 / (kT)$, где q – элементарный заряд и k – константа Больцмана.

Из уравнений следуют выражения для мгновенной концентрации ионов

$$N_{Ion} = \varepsilon_0\Delta\varepsilon_D / (\tau_D C D n),$$

их времени жизни

$$\tau_{Ion} = \varepsilon_0\Delta\varepsilon_D / (N_0 C D n),$$

и диффузионной длины

$$l = [12\pi n D (\tau_{Ion} / n + \tau')]^{1/2}$$

Зависимости N_{Ion} , τ_{Ion} и l от температуры приведены на рисунке 1.

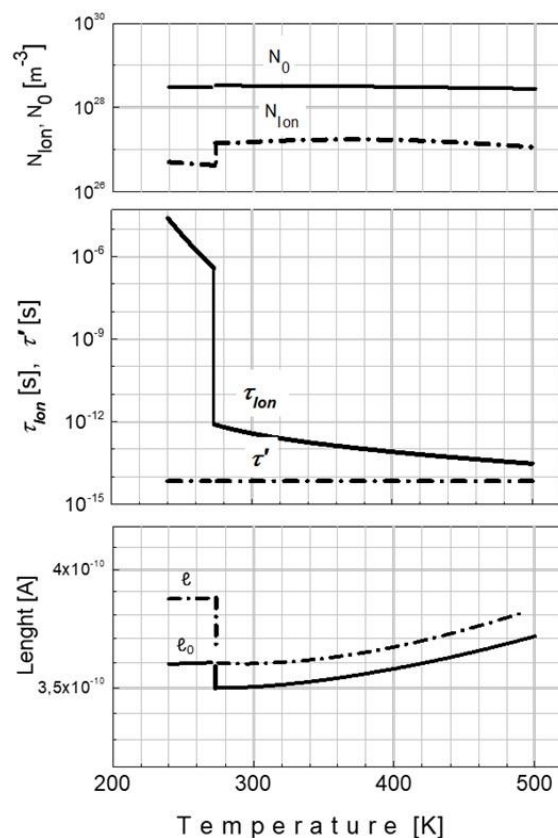


Рис. 1. Выходные параметры модели: температурные зависимости, сверху вниз, из концентрации ионов N_{Ion} ; время диффузии (время жизни ионов) τ_{Ion} ; время межмолекулярного перехода протона τ' , длина диффузии l ; расстояние между молекулярными центрами l_0 .

Главное, что модель дает для воды и для льда, – высокая концентрация ионов, N_{Ion} , – до 5% в максимуме при ~ 370 К. Ионами на короткое время τ_{Ion} (в масштабе пикосекунд) становятся все молекулы H_2O . Вокруг иона мгновенно находятся 22 поляризованные нейтральные молекулы. Заряд в форме лишнего или недостающего протона обегает эти молекулы за время τ_D . Время τ_{Ion} , как и τ_D , быстро падает с температурой. Температурное поведение N_{Ion} коррелирует с поведением общего числа молекул в объеме N_0 так, что можно полагать, что кулоновское поле заряда является связующим фактором конденсата (каковым на сегодня является сетка водородных связей). Фактор – принципиально динамический.

Помимо τ_{Ion} модель выявляет время $\tau' \sim 10^{-14}$ с, практически не зависящее от температуры. В модели оно с очевидностью представляет собой время межмолекулярного перехода протона (с молекулы на молекулу при столкновении). В инфракрасном спектре ему соответствует пик поглощения в районе $2 \cdot 10^{13}$ Гц. Пик подвержен изотоп-эффекту и сегодня считается отражением внутримолекулярного движения, хотя по добротности он существенно уступает более высокочастотным, чем от них качественно отличается.

С точностью лучше 3% длина диффузии l для воды совпадает с межкислородным расстоянием, вычисленным из условия плотной упаковки шаров $N_0 l^3 = 1.41$. Это

соответствует высказанному выше предположению о существенно динамическом характере организации структуры воды – путем непрерывного её воспроизводства в результате тепловой диффузии. В этих условиях из уравнений следует выражение:

$$\Delta\varepsilon = q^2 \sqrt[3]{2N_0} / (12\pi kT\varepsilon_0 A),$$

которое хорошо описывает эксперимент. Из него следует, что вклад в проницаемость дают все молекулы воды H_2O .

В нашей модели не используется незыблемый для воды и льда постулат – удержание молекул сеткой водородных связей: «The hydrogen bond network and its fluctuations determine the unique properties of liquid water» [2]. «Молекулы непрерывно меняют своих соседей, среднее время жизни водородной связи составляет несколько пикосекунд ...» [3]. Малость времен удержания молекул позволяет говорить о молекулярных взаимодействиях как о соударениях, происходящих в кулоновском поле введенных нами в рассмотрение зарядов. Вопрос о динамике сетки водородных связей, как удерживающем факторе, в таком случае заменяется вопросом о динамике зарядов.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.A. Volkov et all // J. Mol. Liq. 2017. 248. P.564–568. Ferroelectrics. 2019; DOI:10.1080/00150193.2019.1598182.
2. F.N. Keutsch et all // J. Am. Chem. Soc. 2001. 123. P.5938-5941. DOI: 10.1021/ja003683r
3. Г.Г. Маленков // Журнал структурной химии. Приложение. 2006. 47. С. 5-35.

Рассеяние монополярного импульса излучения на диэлектрическом цилиндре

В.Н.Корниенко, В.В.Кулагин, А.Я.Олейников

ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

korn@cplire.ru

Интерес к методам генерации и особенностям распространения монополярных импульсов (МИ) электромагнитного излучения вызван, прежде всего, исследованиями в области воздействия электромагнитного поля на различные среды. Так, в [1, 2] было показано, что изменения в биоподобных структурах, вызванные монополярными электрическими импульсами, оказываются большими, чем в случае биполярных импульсов или волновых цугов. Следует отметить, что указанные импульсы были пространственно локализованными, т.е. не излучались в свободное пространство. Один из способов получения пары разделенных в пространстве МИ излучения был предложен в [3]. Возможность генерации аналогичных импульсов была продемонстрирована также в ряде вычислительных экспериментов [4, 5]. Однако проблеме управления распространением МИ должного внимания уделено не было. Для ее решения, прежде всего, следует рассмотреть задачу рассеяния таких импульсов на объектах с различными электромагнитными свойствами.

Целью данной работы является исследование пространственно-временной структуры поля рассеяния одного МИ на бесконечном диэлектрическом цилиндре.

Для этого рассмотрим двумерную прямоугольную область G (рис.1), которая ограничена сверху и снизу идеальным проводником. На левой и правой границах G выполнены условия излучения электромагнитного поля. Введем декартову систему координат x, y, z , ось z которой перпендикулярна плоскости рисунка. Пусть вдоль оси x распространяется линейно поляризованный МИ с плоским фронтом, E_y и H_z компоненты которого отличны от нуля. Для удобства нормируем время на длительность падающего импульса τ , определяемую по уровню 0.5 амплитуды E_y . Пространственную координату нормируем на величину $c\tau$, где c – скорость света в вакууме. Отметим, что линейные размеры G много больше $c\tau$. Область G содержит диэлектрический цилиндр, ось которого параллельна оси z . Найдем вид рассеянного на цилиндре поля, для чего воспользуемся системой уравнений Максвелла в дифференциальной форме, задав для компонент поля E_x , E_y и H_z соответствующие поставленной задаче граничные и начальные условия.

Пусть в начальный момент времени падающий импульс задан следующими выражениями:

$$E_y(x, y, t=0) = \begin{cases} 0, & t - (x - x_0)/c < 0 \\ -\alpha_0(t - (x - x_0)/c)^2 \exp(-\beta(t - (x - x_0)/c)), & t - (x - x_0)/c \geq 0 \end{cases}$$

$$H_z = -E_y.$$

Здесь α_0 – амплитуда МИ, x_0 – начальное положение фронта, β – коэффициент, определяющий длительность МИ.

Решение поставленной задачи будем проводить численным методом, основанным на конечно-разностной аппроксимации уравнений в частных производных [6]. Как известно, в этом методе каждой вычисляемой компоненте поля ставится в соответствие сеточная функция, определенная в дискретных узлах (узлах пространственной сетки):

$$E_x \rightarrow E_{x\ i+1/2, j}^n, E_y \rightarrow E_{y\ i, j+1/2}^n, H_z \rightarrow H_{z\ i+1/2, j+1/2}^{n+1/2}$$

где i, j - номер узла по координате x и y , n - номер шага по времени. Полуцелые значения индексов означают сдвиг координаты узла или момента времени на половину соответствующего шага.

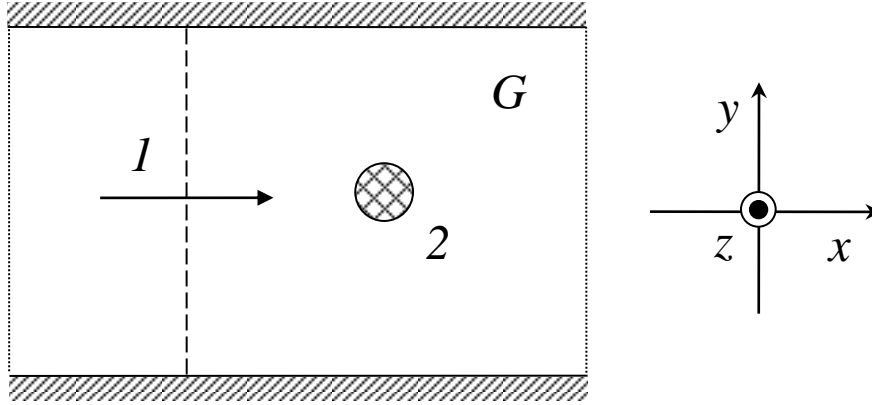


Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой области. 1 - фронт и направление распространения монополярного импульса, 2 - диэлектрический цилиндр (поперечное сечение).

Влияние возможных нежелательных «сеточных» эффектов при определении рассеянного цилиндром поля минимизируем, используя принцип суперпозиции. Решение будем проводить в два этапа. На первом этапе найдем значения сеточных функций $E_{x\ i+1/2, j}^{n(1)}$, $E_{y\ i, j+1/2}^{n(1)}$ и $H_{z\ i+1/2, j+1/2}^{n+1/2(1)}$ для случая, когда G не содержит цилиндр. На втором этапе вычислим поля $E_{x\ i+1/2, j}^{n(2)}$, $E_{y\ i, j+1/2}^{n(2)}$ и $H_{z\ i+1/2, j+1/2}^{n+1/2(2)}$ с учетом диэлектрической неоднородности. Тогда поле рассеяния без учета распространяющегося МИ будет равно

$$\begin{aligned} E_{x\ i+1/2, j}^{n(s)} &= E_{x\ i+1/2, j}^{n(2)} - E_{x\ i+1/2, j}^{n(1)} \\ E_{y\ i, j+1/2}^{n(s)} &= E_{y\ i, j+1/2}^{n(2)} - E_{y\ i, j+1/2}^{n(1)} \\ H_{z\ i+1/2, j+1/2}^{n+1/2(s)} &= H_{z\ i+1/2, j+1/2}^{n+1/2(2)} - H_{z\ i+1/2, j+1/2}^{n+1/2(1)} \end{aligned}$$

В проведенных вычислительных экспериментах были рассмотрены случаи, когда электрический поперечный размер цилиндра был сравним с продольной длиной падающего импульса. Диаметр объекта равнялся $2\ c\tau$.

На рис.2. изображены зависимости магнитной компоненты поля от времени в точке наблюдения, расположенной на расстоянии $\sim 7\ c\tau$ от центра диэлектрической неоднородности перед нею. Поле нормировано на максимальное значение поля падающего импульса.

Кривая 1 соответствует исходному МИ. Видно, что импульс имеет только одну полярность. Кривая 2 показывает зависимость рассеянного поля в направлении, противоположном направлению распространения МИ, для значения диэлектрической проницаемости цилиндра $\epsilon = 8$. Аналогичная зависимость для $\epsilon = 4$ соответствует кривой 3.

Из представленных результатов следует, что конфигурация рассеянного поля отличается от формы падающего импульса: появляются как положительные, так и отрицательные значения. Т.е. если размер тела рассеяния (с учетом значения ε) оказывается больше или сравним с характерной длиной падающего МИ, то рассеянное поле перестает быть монополярным. Количество формируемых при этом переколебаний зависит от формы, размера объекта и его диэлектрической проницаемости.

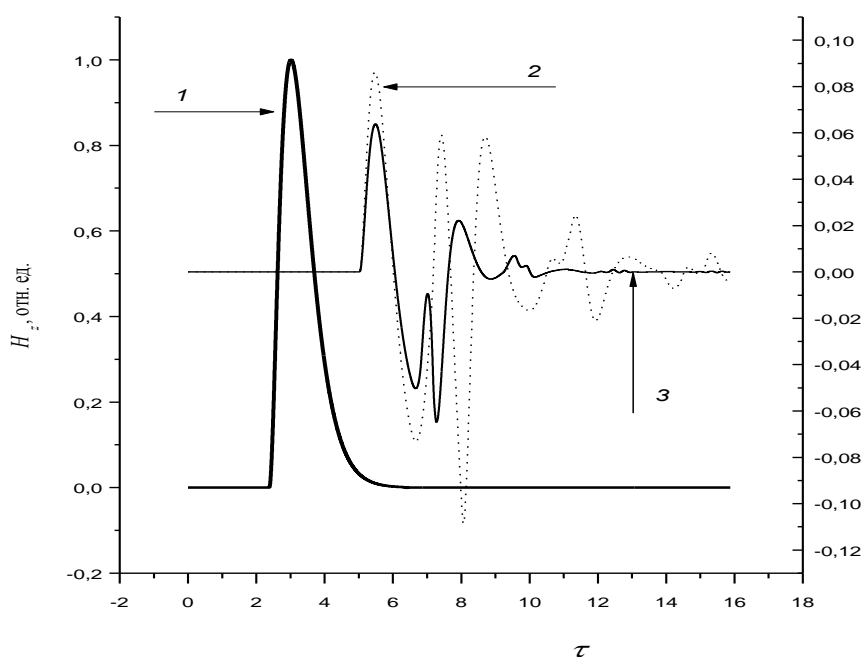


Рис. 2. Зависимость магнитной компоненты поля от времени. 1 – падающий монополярный импульс (левая шкала), поле рассеяния при $\varepsilon = 8$ (кривая 2) и $\varepsilon = 4$ (кривая 3) (правая шкала).

Таким образом, можно сделать вывод о том, что использование диэлектрических объектов (линзы и пр.) для управления распространением МИ нежелательно, так как это может привести к существенному искажению пространственно-временной формы электромагнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Kotnik et al. // *BBA – Biomembranes*. 2003. V.1614. No 2. P. 193.
2. A.G. Pakhomov et al. // *Cell. Mol. Life Sci.* 2014. V. 71. No 22. P. 4431.
3. В.Н. Корниенко, Д.Р. Румянцев, В.А. Черепенин // *Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]*. 2017. No 3. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/mar17/8/text.pdf>
4. H.-C. Wu, J. Meyer-ter-Vehn // *Nature Photonics*. 2012. V. 6. P. 304.
5. J. Xu et al. // *Scientific Reports*. 2018. V. 8. No 1. P.2669
6. A. Taflove “*Computational Electrodynamics: the finite-difference time-domain method*” London: Artech House, 1995.

Радиофизический метод исследования гравитационных свойств электрона

М.Г.Гапочка¹, И.П.Денисова², А.Ф.Королев¹, Н.Н.Кошелев¹

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

²Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)

n.koshelev@mail.ru

Изучение различных взаимодействий элементарных частиц представляет собой одну из важнейших задач теоретической и экспериментальной физики. Электро-слабые и сильные взаимодействия частиц в настоящее время более или менее хорошо изучены. Однако гравитационное взаимодействие элементарных частиц исследовано очень слабо. И первым вопросом, на который должен быть получен экспериментальный ответ, является вопрос о соотношении между инертной массой отдельной элементарной частицы с ее пассивной и активной гравитационными массами.

В теории гравитации у любого тела различают [1] три типа масс: пассивную гравитационную m_G , активную гравитационную m_a и инертную m_i . Инертная масса - это масса, которая характеризует способность тела приобретать то или иное ускорение под действием приложенной к нему силы не гравитационной природы. В нерелятивистском случае эту массу можно определить из соотношения: $m_i \vec{a} = \vec{F}$. Пассивная гравитационная масса тела характеризует меру воздействия на него гравитационного поля и в случае слабых полей $|U| \ll 1$ служит коэффициентом пропорциональности между силой \vec{F}_g , действующей на тело со стороны гравитационного поля и градиентом его потенциала: $\vec{F}_g = -m_G \vec{\nabla} U$. И, наконец, активная гравитационная масса тела характеризует способность тела создавать его собственное гравитационное поле.

Согласно слабому принципу эквивалентности для массивных тел и частиц [2] это означает равенство пассивной гравитационной и инертной масс. Для электрона это теоретическое предсказание попытались проверить еще в 1967 году на эксперименте Уитборна и Файербенка [3]. В этом эксперименте измерялось время пролета медленно движущимися вертикально вверх электронами фиксированного расстояния внутри вакуумной области, окруженной медной оболочкой.

Однако вскоре выяснилось, что основным препятствием для изучения гравитационных свойств электрона в этом эксперименте является сила Барнхилла-Шиффа [4]: под действием гравитационного поля Земли свободные электроны в стенках дрейфовой проводящей трубки перераспределяются, создавая в ней однородное электрическое поле E порядка $m_i g / e$, где m_i - инертная масса электрона, g - гравитационное ускорение макроскопической нейтральной материи и e - абсолютное значение электрического заряда электрона. Поэтому электрическая сила, действующая со стороны этого поля на свободные электроны в стенках трубки, полностью компенсирует действие на них гравитационного поля Земли. В силу граничных условий электродинамики такое же электрическое поле должно существовать и в вакуумной области, окруженной проводящей дрейфовой трубкой. Поэтому в данной области суммарная сила, действующая на медленно движущийся электрон, должна быть равной нулю, что и было продемонстрировано в эксперименте Уитборна-Файербенка [3].

Основной целью настоящего доклада является теоретическое обоснование радиофизического метода, позволяющего нарушить равенство между силой Барнхилла-Шиффа и гравитационной силой, действующей на электрон в поле Земли. Все расчеты будем проводить в рамках общей теории относительности Эйнштейна [5], предполагая, что инертная масса электрона равна его пассивной гравитационной массе.

Пусть, как и в эксперименте Уитборна и Файербенка, на поверхность Земли помещена вакуумная камера, окруженная медной трубой. Поместим начало декартовой системы координат в центр этой камеры. Ориентируем оси декартовой системы координат, так, чтобы ось Oz была направлена по местной вертикали. Предположим, что вдоль оси медной трубы соленоидом создано постоянное и однородное магнитное поле $\vec{B} = \{0, 0, B_0\}$. В вакуумной области, в силу эффекта Барнхилла-Шиффа окруженной медной трубой, будет существовать и постоянное электрическое поле $\vec{E} = \{0, 0, -mg/e_0\}$.

Предположим далее, что в вакуумную область под небольшим углом $\alpha \ll 1$ к горизонтальной плоскости инжектируются электроны. Эти электроны будем считать слабoreлятивистскими ($v^2/c^2 \sim 0.1$).

Согласно общей теории относительности [6] четырехмерные уравнения движения электрона с массой m_0 и зарядом $q = -e_0$ во внешнем электромагнитном и гравитационном полях с учетом силы радиационного трения принимают вид:

$$m_0 c \left\{ \frac{du^i}{ds} + \Gamma_{kn}^i u^k u^n \right\} = \frac{q}{c} F_{\bullet k}^i u^k \quad (1)$$

где $ds = \sqrt{g_{ik} dx^i dx^k}$ – интервал, $u^i = dx^i/ds$ – четырехвектор скорости, Γ_{kn}^i – символы Кристоффеля второго рода, $F_{ik} = -F_{ki}$ – тензор электромагнитного поля.

Четырехвектор скорости u^i , как обычно, удовлетворяет условию

$$u^i u^k g_{ik} = 1 \quad (2)$$

Гравитационное поле Земли на ее поверхности с требуемой точностью можно считать сферически симметричным. Поэтому гравитационный потенциал Земли при $R \geq R_{\oplus}$ будет иметь вид:

$$U = \frac{GM}{c^2 R},$$

где G – гравитационная постоянная, $R = \sqrt{x^2 + y^2 + (z + R_{\oplus})^2}$ – расстояние от центра Земли до точки наблюдения, M – масса Земли, а R_{\oplus} – ее радиус.

Так как в нашей задаче электрон предполагается слабо релятивистским ($v^2/c^2 \sim 0.1$) и эта величина превышает $U_{\oplus} \sim 10^{-9}$, то с точки зрения постньютоновского формализма [7] метрический тензор псевдориманова пространства-времени g_{ik} для описания его движения следует брать с той же точностью, что и в случае описания движения фотонов. Поэтому отличные от нуля компоненты метрического тензора псевдориманова пространства-времени g_{ik} для нашей задачи запишем в виде:

$$g_{00} = 1 - 2U, \quad g_{\alpha\beta} = -\delta_{\alpha\beta} [1 + 2\gamma U], \quad (3)$$

где γ – постньютоновский параметр, который в общей теории относительности Эйнштейна равен единице, $\delta_{\alpha\beta}$ – символ Кронекера.

В выражении для интервала $ds = \sqrt{1 - 2U - v^2(1 + 2\gamma U)}/c^2 c dt$ мы будем пренебрегать величиной гравитационного потенциала Земли $U_{\oplus} \sim 10^{-9}$ по сравнению с величиной отношения $(v^2/c^2 \sim 0.1)$. Запишем уравнения (1) в привычном трехмерном виде. Учитывая, что $u^\alpha = u^0 v^\alpha / c$, $d/ds = u^0 d/(c dt)$, и комбинируя эти уравнения при $i=0$ и $i=\alpha$, получим с учетом (2):

$$\frac{dv^\alpha}{dt} = \frac{c^2}{(u^0)^2} \left\{ \frac{v^\alpha}{c} \left[\Gamma_{nk}^0 u^n u^k - \frac{1}{m_0 c} (F^0 - F_{rad}^0) \right] - \Gamma_{nk}^\alpha u^n u^k + \frac{1}{m_0 c} [F^\alpha - F_{rad}^\alpha] \right\} \quad (4)$$

Запишем и уравнение для компоненты u^0 :

$$\frac{du^0}{dt} = \frac{c}{u^0} \left\{ -\Gamma_{nk}^0 u^n u^k + \frac{1}{m_0 c} F^0 \right\} \quad (5)$$

Асимптотически главным членом в правой части выражения (4) является ускорение, вызываемое магнитной частью силы Лоренца $q(1 - 2\gamma U_{\oplus}) [\vec{v} \times \vec{B}] / (m_0 c u^0)$, остальные слагаемые являются малыми поправками к этому ускорению. Поэтому и решать уравнения (4) и (5) мы будем методом последовательных приближений:

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0(t) + \vec{r}_1(t),$$

где $\vec{r}_0(t)$ – закон движения электрона под действием одной только магнитной части силы Лоренца, а $\vec{r}_1(t)$ – поправки к этому движению, вызываемые воздействием на электрон гравитационного поля Земли (3) и электрического поля Барнхилла-Шиффа. При слаборелятивистском движении $v^2 \sim 0.1c^2$ сумма этих воздействий не обращается в нуль, как это было в случае медленного $v \ll c$ движения электрона.

В начальном приближении уравнение (4) принимает вид:

$$\frac{d^2 \vec{r}_0}{dt^2} = \frac{q(1 - 2\gamma U_{\oplus})}{m_0 u^0} \left[\frac{d\vec{r}_0}{dt} \times \vec{B} \right]. \quad (6)$$

Отсюда следует, что асимптотически главная часть силы, действующей на электрон, лежит в горизонтальной плоскости. В этом же приближении правая часть уравнения (5) равна нулю. Это означает, что

$$u^0 = const \approx \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Поэтому решение уравнения (6), удовлетворяющее начальным условиям $\vec{r}_0(0) = \{x_0, y_0, z_0\}$, $\vec{v}_0(0) = \{v_{0x}, v_{0y}, v_{0z}\}$, имеет вид:

$$x_0(t) = x_0 + \rho \sin(\omega t + \psi), \quad y_0(t) = y_0 + \rho \cos(\omega t + \psi), \quad z_0(t) = z_0 + v_{0x} t$$

где $\omega = qB(1 - 2\gamma U_{\oplus}) \sqrt{1 - \beta^2} / (m_0 c)$, $\rho = \sqrt{v_{0x}^2 + v_{0y}^2} / \omega$, $\text{Atan}(v_{0x} / v_{0y})$.

Это решение описывает движение электрона по винтовой линии радиусом ρ и шагом $h = 2\pi v_{0x} / \omega$.

В следующем приближении, учитывающем влияние на движение электрона гравитационного поля Земли и электрического поля Барнхилла-Шиффа, нас интересует только уравнение движения электрона вдоль оси Oz . Будем также предполагать, что начальная скорость электрона в вертикальном направлении $|v_x| \sim 10^2 \text{ см/сек}$. Так как $|v_x| \ll c$, то уравнение движения электрона (4) вдоль оси Oz в этом приближении принимает вид:

$$\frac{d^2 z_1(t)}{dt^2} = -\left(\gamma + \frac{1}{2}\right)g\beta^2.$$

Решая это уравнение с учетом начального приближения, получим:

$$x(t) = \frac{a_x t^2}{2} + v_{0x} t + z_0,$$

где $a_x = -\left(\gamma + \frac{1}{2}\right)g\beta^2$.

Таким образом, электрон в рассматриваемом случае совершает слаборелятивистское движение в горизонтальной плоскости и существенно нерелятивистское движение вдоль оси Oz . Вдоль этой оси электрон движется равнозамедленно с ускорением, пропорциональным ускорению свободного падения. Это означает, что при слаборелятивистском движении гравитационная сила, действующая на электрон, не компенсируется силой Барнхилла-Шиффа.

Поэтому эксперименты со слаборелятивистскими электронами позволяют проконтролировать влияние гравитационного поля Земли на движение электрона и, тем самым, выяснить гравитационные свойства электронов. Следует еще раз отметить, что основной интерес в этом эксперименте представляет измерение величины ускорения a_z , а остальные величины могут и не измеряться.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Bondi // Rev. of Modern Phys. 1957. V. 29. P. 423.
2. L.M. Krauss and S. Tremaine // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 176.
3. F.C. Witteborn, W.M. Fairbank // Phys. Rev.Lett. 1967. V. 19. P. 1049.
4. L.I. Schiff and M.V. Barnhill // Phys. Rev. 1966. V. 151, P. 1067.
5. А. Эйнштейн «Собрание научных трудов» Т.1. М. Наука, 1965.
6. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц «Теория поля» М. Наука, 1988.
7. К. Уилл «Теория и эксперимент в гравитационной физике» М. Энергоатомиздат, 1985.

Электрооптика жидкокристаллических сегнето- и антисегнетоэлектриков

Е.П. Пожидаев, д.ф.-м.н.
ФИАН

Рассматриваются основные электрооптические эффекты в жидкокристаллических сегнетоэлектриках (ЖКС): эффект стабилизированного поверхностью сегнетоэлектрического жидкого кристалла (surface stabilized ferroelectric liquid crystal, SSFLC), эффект деформированной полем спиральной структуры ЖКС (известный в англоязычной литературе как DHF-effect) и электроклинный эффект. Возникновение би- и мультистабильности, а также инверсной бистабильности в слоях ЖКС анализируется с точки зрения необходимого сочетания молекулярного строения и граничных условий.

Показывается возможность существования в жидкокристаллических антисегнетоэлектриках (ЖКАС) как типичного гистерезиса, так и безгистерезисного, нечувствительного к знаку приложенного поля электрооптического отклика. Приводятся примеры электрооптических модуляторов килогерцового диапазона для видимой и инфракрасной областей спектра, на основе эффектов светорассеяния в ЖКС и ЖКАС.

Рассматриваются существующие и перспективные дисплейные и фотонные устройства на основе различных электрооптических эффектов в ЖКС и ЖКАС.

Влияние ионизации примесных центров на проводимость двумерной сверхрешетки на основе графена в сильных внешних электрических полях

С.Ю. Глазов^{1,2}, Г.А. Сыродоев¹

¹Волгоградский государственный социально-педагогический университет

²Волгоградский государственный медицинский университет

SGA-823@yandex.ru

Исследована зависимость плотности тока в двумерной (2D) сверхрешетке на основе графена (ГСР) от характеристик и ориентации приложенных статического и переменного электрических полей с учетом ионизации примесных центров. Для расчета тока использовано решение кинетического уравнения Больцмана с модельным интегралом столкновений Батнагара-Гросса-Крука при учете темпа генерации и рекомбинации. Выявлены особенности управления проводимостью ГСР поперечными электрическими полями при учете ионизации примесей в зависимости от концентрации носителей.

В последнее время внимание исследователей сосредотачивается на изучении двумерных (2D) ГСР. В [1] сообщается о новом подходе к изготовлению ГСР, в котором сверхрешеточный потенциал модулируется подложкой с периодическими наноотверстиями. В работе [2] исследуется уникальная 2D сверхрешетка, получаемая в результате осаждения графена на подложку из металлических наночастиц. Развитие идеи получения одномерной ГСР на двумерный случай выполнено в работах [3,4], в которых исследуется влияние внешних электрических полей на транспортные свойства 2D ГСР. В отличие от работ [3,4] здесь используется методика, развитая для щелевого графена [5], позволяющая с достаточной точностью описывать проводимость графеновой сверхрешетки в широком диапазоне параметров с одновременным учетом ионизации примесных центров.

Энергетический спектр носителей заряда в 2D ГСР на полосчатой подложке в одноминизонном приближении можно описать следующим выражением [3]

$$\varepsilon(\vec{p}) = \pm \sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_2^2(1 - \cos(p_x d_1 / \hbar)) + \Delta_3^2(1 - \cos(p_y d_2 / \hbar))}, \quad (1)$$

где p_x, p_y – компоненты квазиимпульса электрона, $d_i = a_i + b_i$ – период ГСР, a_i и b_i – ширины полосок бесщелевого и щелевого графена.

Для аппроксимации зависимости энергетического спектра электронов первой минизоны проводимости от компоненты квазиимпульса p_{\parallel} вдоль оси ГСР воспользуемся законом дисперсии

$$\varepsilon_1(p_{\parallel}, 0) = \Delta \sqrt{f_1^2 + f_2^2(1 - \cos(p_{\parallel} d / \hbar))}, \quad (2)$$

где Δ – полуширина запрещенной зоны щелевой модификации графена, коэффициенты f_i подбираются численно на основе непосредственного решения дисперсионного соотношения из [6]. Спектр (2) использовался для описания носителей в ГСР, но известен еще раньше в теории узкозонных полупроводников и квантовых полупроводниковых сверхрешеток [7].

Используя принцип симметрии и известный закон дисперсии носителей заряда для одномерной ГСР, определяем значения параметров в (1) через параметры одномерной ГСР

$$\Delta_1 = \Delta f_1(d_1, d_2), \Delta_2 = \Delta f_2(d_1), \Delta_3 = \Delta f_2(d_2). \quad (3)$$

Наличие запрещенной зоны в спектре (1) позволяет вести расчеты в однозонном приближении, накладывая условия на параметры внешних полей и температуру.

Рассмотрим отклик графена на действие постоянного и переменного электрических полей. $\vec{E} = (E_{1x} + E_{0x} \cos \omega t, E_{1y} + E_{0y} \cos \omega t)$ – напряженность электрического поля, E_1 – модуль напряженности постоянного электрического поля, E_0 и ω – амплитуда и частота переменного электрического поля.

Плотность тока j_x текущего вдоль оси x определяется по формуле

$$j_x = -e \sum_{\vec{p}} v_x(\vec{p}) f(\vec{p}), \quad (2)$$

где e – заряд электрона, $f(\vec{p})$ – неравновесная функция распределения носителей. Для нахождения функции распределения носителей использовано классическое уравнение Больцмана с модельным интегралом столкновений Батнагара-Гросса-Крука, позволяющее адекватно учесть ионизацию примесей. Будем считать электронный газ невырожденным.

После разложения скорости носителей в ряд Фурье по двум переменным p_x и p_y , и с учетом найденной неравновесной функции распределения, после усреднения по времени определяем постоянную составляющую плотности тока

$$j_x = j_0 B_{ion} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{nm} C_{nm} \sin \varphi_{knm} \cos \varphi_{kmn} J_k^2(n\alpha_x + m\alpha_y), \quad (4)$$

где $j_0 = -ed_1 n \Delta / 2\hbar$, n – концентрация электронов в зоне проводимости,

$B_{ion} = 1 + \frac{N}{n_0 \tau_0 v_r} \frac{\exp(-2\sigma \text{Im}S)}{\exp(-2\sigma \text{Im}S)}$, N – концентрация примесей в графене, $\sigma = \Delta / \hbar v$, $\gamma = v / v_r$, v_r

– частота рекомбинации, $J_n(x)$ – функция Бесселя 1-го рода n -го порядка, ν – частота

столкновений, $\Omega_x = eE_{1x} d_1 / \hbar$, $\Omega_y = eE_{1y} d_2 / \hbar$, $\sin \varphi_{knm}^{\pm} = \frac{\nu}{\sqrt{\nu^2 + (m\Omega_x \pm n\Omega_y + k\omega)^2}}$,

$\alpha_x = eE_{0x} d_1 / \hbar \omega$, $\alpha_y = eE_{0y} d_2 / \hbar \omega$, $A_{nm} = \frac{1}{C_{00}} \frac{f_2^2}{2\pi^2} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\sin(x) \sin(nx) \cos(my) dx dy}{\sqrt{f_1^2 + f_2^2 (1 - \cos x) + f_3^2 (1 - \cos y)}}$,

$C_{nm} = \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos(nx) \cos(my) \exp\left(-\delta \sqrt{f_1^2 + f_2^2 (1 - \cos x) + f_3^2 (1 - \cos y)}\right) dx dy$, $\delta = \Delta / k_B T$.

Для дальнейшего расчета выберем период ГСР $d_1 = d_2$.

Для случая сонаправленных постоянного и переменного электрических полей, ориентированных вдоль оси x формула (4) переходит в формулу плотности тока из [8]. Так как этот случай уже исследован, рассмотрим случаи произвольной ориентации электрических полей.

Из формулы (4) видно, что постоянная составляющая плотности тока, текущего вдоль оси x , зависит не только от напряженности постоянного и амплитуды переменного электрических полей, ориентированных вдоль этой оси, но и от параметров полей ориентированных перпендикулярно. Это следствие неаддитивности энергетического спектра графена (полная энергия электронов графена не является суммой ее компонент по двум взаимно перпендикулярным направлениям). Отметим, что неаддитивность энергетического спектра присуща не только структурам на основе графена, но и узкозонным полупроводникам и полупроводниковым сверхрешеткам.

Ключевую роль в рассматриваемых в этой работе эффектах играют столкновения электронов с решеткой. Учет влияния ионизации примесей на проводимость ГСР проведен с использованием кинетического уравнения Больцмана с модельным интегралом столкновений Батнагара–Гросса–Крука $I_{st} = -\nu(f(\vec{p}, t) - nf_0(\vec{p})/n_0)$, членами генерации и рекомбинации, где n – стационарная концентрация, а n_0 – равновесная концентрация электронов в зоне проводимости, ν – характерная частота релаксации. Выбор интеграла столкновений в подобной форме приводит к зависимости неравновесной концентрации носителей заряда в зоне проводимости, которая определяется частотой рекомбинации носителей. Зависимость плотности тока от амплитуды напряженности продольного электрического поля имеет максимум, определяемый характерной частотой релаксации и участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

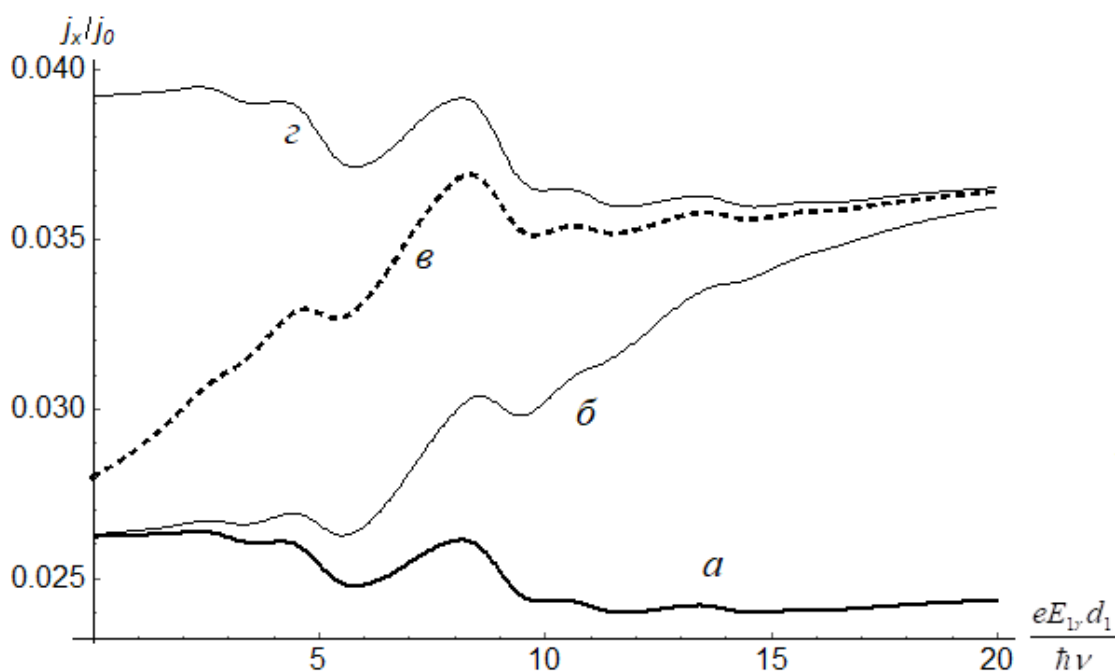


Рис.1 Зависимость плотности тока от напряженности постоянного электрического поля, приложенного вдоль оси Y, когда $\Omega_x/\nu=7$; $\alpha_x=6$, $\alpha_y=10$, $\omega/\nu=2.0$: а) без учета ионизации примеси, и с учетом ионизации примеси б) $\tilde{\nu}=0.1f_1$, в) $\tilde{\nu}=0.17f_1$, г) $\tilde{\nu}=0.2f_1$.

Учет ионизации примесных центров, проведенный в квазиклассически сильных полях методом мнимого времени [9], приводит к росту концентрации носителей заряда в минизоне проводимости и соответственно, к увеличению плотности тока. Начало роста тока и длительность процесса установления насыщения ионизации определяются глубиной залегания примеси и ее концентрацией. На рис. 1 показана возможность управления плотностью тока вдоль оси x поперечным постоянным электрическим полем, а на рис. 2 поперечным переменным электрическим полем. Программный комплекс, созданный на основе анализа нашей компьютерной модели, при сравнении с экспериментальными значениями тока позволит создать детектор определения глубины залегания примеси или ее концентрации.

В результате можно сделать следующие выводы.

1. Получено аналитическое выражение для нахождения плотности тока в ГСР в условиях воздействия во взаимно перпендикулярных направлениях постоянных и переменных электрических полей.

2. Выявлен осцилляционный характер зависимости постоянной составляющей плотности тока от величины напряженности постоянного электрического поля, амплитуды и частоты переменного электрического поля.

3. Выявлен эффект абсолютной отрицательной проводимости.

4. Неаддитивность энергетического спектра графена приводит к взаимной зависимости движений носителей заряда вдоль перпендикулярных друг другу направлений. Постоянная составляющая плотности тока, текущего вдоль оси x , зависит не только от напряженности постоянного электрического поля, направленного вдоль этой оси, но и от параметров полей ориентированных перпендикулярно.

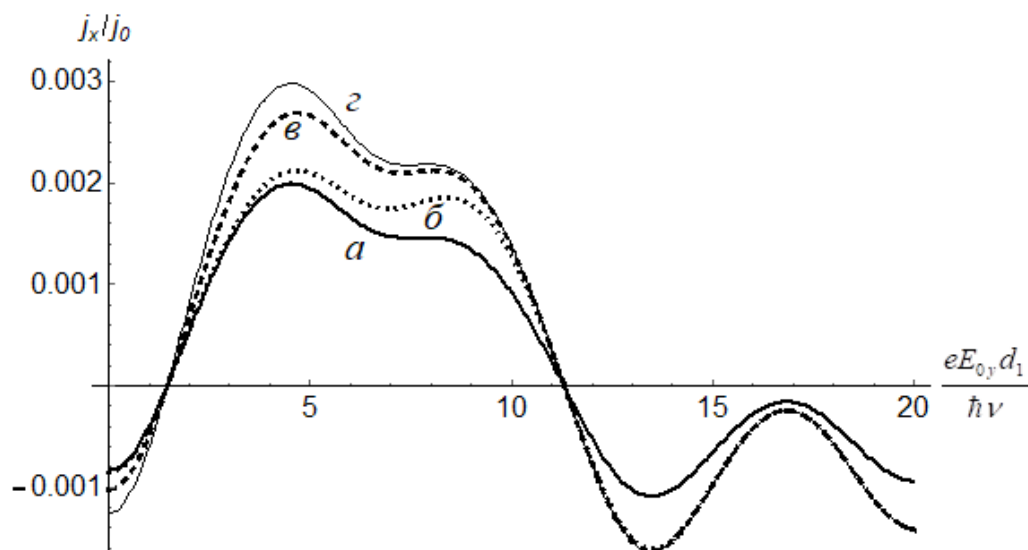


Рис.2 Зависимость плотности тока от амплитуды напряженности поперечного электрического поля, когда $\Omega_x/\nu=3$; $\alpha_x=6$, $\Omega_y/\nu=0$, $\omega/\nu=2.0$: а) без учета ионизации примеси, и с учетом ионизации примеси б) $\tilde{\nu} = 0.05f_1$, в) $\tilde{\nu} = 0.1f_1$, г) $\tilde{\nu} = 0.12f_1$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-42-340005 и Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках проектной части государственного задания, код проекта: 3.2797.2017/4.6.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Forsythe, et al. // Nature Nanotechnology. 2018. V. 13. P. 566.
2. Y. Zhang Y., et al. // arXiv:1703.05689 [cond-mat.mes-hall] 2018.
3. S.V. Kryuchkov, С.А. Popov // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2017. V. 9. № 2. P. 02013.
4. S.V. Kryuchkov, С.А. Popov // Proceedings of the 2017 IEEE 7th International Conference on Nanomaterials: Application & Properties (NAP-2017). 2017 Part 3.
5. С.Ю. Глазов // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 1. С. 19.
6. П.В. Ратников // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. В. 6. С. 515.
7. С.В. Крючков, Г.А Сыродоев // Изв. ВУЗов СССР. Радиофиз. 1990. Т.6. С. 762.
8. С.Ю. Глазов, Н.Е. Мещерякова // Наносистемы: физика, химия, математика. 2012. 3 (1). С.64.
9. П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов, Г.А. Сыродоев // ФТП. 2019. Т. 7. В. 53. С. 927.