

Электромагнитное излучение электронов в гофрированном графене

© С.А. Ктиоров^{+,*}, Р.И. Мухамадьяров⁺

⁺ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

^{*} Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“, 197376 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: ktitorov@mail.ioffe.ru

(Получена 11 января 2016 г. Принята к печати 25 января 2016 г.)

Проанализировано тормозное электромагнитное излучение в гофрированном монослойном графене в присутствии транспортного тока в баллистическом режиме. Излучение подобной природы наблюдается в ондуляторе и вигглере. Рассмотрены случаи регулярной и хаотической гофрировки (ripples). Показано, что квадратичное соотношение монжевской мембранной функции и синтетического калибровочного поля ведет к появлению центрального пика спектральной функции излучения. Предложены возможные механизмы образования гофрировки монослойного графена. В первом из них гофрировка рассматривается как несоразмерная сверхструктура в двумерном кристалле, возникающая в результате развития неустойчивости в подсистеме оптических фононов с образованием периодической последовательности солитонов. Гофрировка возникает в результате взаимодействия подсистем. Другой возможный механизм состоит в неустойчивости плоского состояния мембраны благодаря сильным флуктуациям, характерным для двумерных систем.

1. Введение

Недавние эксперименты показали, что неустойчивость плоской геометрии графена ведет к образованию гофрировки: топологических дефектов и ондуляции [1]. Графен можно рассматривать как кристаллическую мембрану. Идеальный двумерный (2D) кристалл не может существовать при конечной температуре [2], и стабильное состояние графена возникает благодаря гофрировке и топологическим дефектам. Эти факторы восстанавливают равновесие в графене [1] и снимают напряжения в мембране. Насколько нам известно, не существует общепринятой теории гофрировки. Теория сморщенных мембран не работает в случае графена при актуальных температурах. Некоторые авторы пытаются получить гофрировку с помощью ренормализационной группы, но удалось получить только реалистичную оценку для характерной длины. Довольно близкая проблема ондуляции биологических мембран рассматривается с учетом внутренних степеней свободы [3]. Одной из таких флуктуирующих степеней свободы была толщина мембраны. В случае графена естественным кандидатом является подсистема поперечных оптических фононов. Пространственный период гофрировки определяется в этом случае соотношением коэффициентов градиентного разложения функционала Ландау. Изгибная подсистема приобретает периодичность благодаря взаимодействию подсистем.

Несмотря на „квазирелятивистский“ характер электронного спектра, малость отношения скорости Ферми к скорости света позволяет пренебречь запаздыванием и ограничиться дипольным приближением [4]. Наиболее значимые механизмы излучения — тормозное, циклотронное и ондуляторное излучение [5]. Мы рассматриваем

различные модели электромагнитного излучения в графене. Первая — это геометрическая модель, связанная напрямую с гофрировкой, вторая — калибровочная модель, где под влиянием калибровочных полей возникают осцилляции в плоскости. Рассмотрены как регулярная, так и хаотическая системы. В следующих разделах мы рассмотрим различные модели движения электрона в гофрированном графене и выведем формулы для мощности излучения.

2. Электродинамика излучения в графене

2.1. Геометрический механизм

Аномально высокая подвижность электронов в графене [4] ведет к длине пробега микрометрового масштаба [6]. При среднем периоде гофрировки ~ 50 нм отношение длины пробега к периоду структуры составляет величину $\sim (20-30)$, что ведет к уширению спектральной линии $\sim 10\%$. При размерах образца графена порядка нескольких микрометров реализуется баллистический режим транспорта. Движение электронов в гофрированном графене индуцирует электромагнитное излучение, находящееся в терагерцевом диапазоне [4,7,8]. Механизм тормозного излучения в графене аналогичен процессу в ондуляторе или вигглере [9]. В этих приборах периодически искривленная траектория электронов формируется специальным расположением магнитов. Траектория электрона в графене искривляется благодаря гофрировке. Пространственный период гофрировки может достигать сотен нанометров [1], что делает применимым квазиклассический подход.

Фермиевская скорость v_F в окрестности точек Дирака имеет постоянную величину 10^8 см/с. Однако ее ориентация меняется во времени, что и ведет к излучению. Средняя амплитуда гофрировки ~ 1 нм [10], в то время как ее период $L \approx 50$ нм. Приняв это во внимание, мы предполагаем, что величина компоненты скорости в направлении поля остается постоянной, так что электрон можно рассматривать как осциллятор. Для описания случайного процесса излучения мы введем случайную функцию $h(x)$, которая играет роль высоты мембраны относительно базовой плоскости. Считая неоднородности одномерными и учитывая тот факт, что максимальная амплитуда гофрировки в графене много меньше ее периода, $h_m/L \ll 1$, мы можем написать:

$$v_x = v_F, \quad v_z = v_F \frac{d}{dx} h(x(t)). \quad (1)$$

Нетрудно увидеть, что электромагнитное излучение распространяется в перпендикулярном листу графена направлении, бесконечно малые изменения продольной компоненты скорости есть эффекты высших порядков [11] и могут быть опущены.

Фурье-образ векторного потенциала излучения в дальней зоне имеет вид

$$\mathbf{A}_\omega = \frac{e e^{ikr}}{cr} \int_0^\infty \mathbf{v}(t) e^{i(\omega t - \mathbf{k}r_0)} dt, \quad (2)$$

где c — скорость света, e — заряд электрона, r — радиус-вектор точки наблюдения, а r_0 — точки положения движущегося заряда.

Учитывая (1) и пренебрегая запаздыванием, имеем:

$$A_z = \frac{e e^{ikr}}{cr} v_F \int_0^\infty \frac{d}{dx} h(x(t)) e^{i\omega t} dt. \quad (3)$$

Две другие компоненты не дают вклада в излучение в дальней зоне. Фурье-компоненты магнитного поля, есть

$$B_y = -ik_x \frac{e e^{ikr}}{cr} v_F \int_0^\infty \frac{d}{dx} h(x(t)) e^{i\omega t} dt. \quad (4)$$

Магнитное поле входит в выражение для интенсивности электромагнитного излучения в квадратичной форме. Вычисляя квадрат модуля поля, данного уравнением (4), получим:

$$|B_y|^2 = \left(k_x \frac{e}{cr} v_F\right)^2 e^{ikr} e^{-ikr} \int_0^\infty dt \frac{d}{dx} h(x(t)) e^{i\omega t} \times \int_0^\infty dt' \frac{d}{dx'} h(x'(t')) e^{-i\omega' t'}, \quad (5)$$

где $h(x(t))$ и $h(x'(t'))$ суть две различные реализации случайной функции $h(x)$.

Усредняя по ансамблю [12], получим выражение для интенсивности излучения через коррелятор переменной Монжа $h(x)$:

$$\langle |B_x|^2 \rangle = -k_y^2 \frac{e^2 v_F^2}{c^2 r^2} \times \int_0^\infty dt \int_0^\infty dt' \frac{d^2}{dx^2} \langle h(x(t)) h(x'(t')) \rangle e^{i(\omega t - \omega' t')}, \quad (6)$$

$$\langle |B_y|^2 \rangle = -k_x^2 \frac{e^2 v_F^2}{c^2 r^2} \times \int_0^\infty dt \int_0^\infty dt' \frac{d^2}{dx^2} \langle h(x(t)) h(x'(t')) \rangle e^{i(\omega t - \omega' t')}, \quad (7)$$

где угловые скобки обозначают конфигурационное среднее. Случайный процесс $h(x)$ рассматриваем как стационарный гауссов с коррелятором

$$\langle h(x) h(x') \rangle = K(x - x') = K(\xi). \quad (8)$$

Предполагая спектр мощности узкополосным, мы можем написать:

$$K(\xi) = \langle h^2 \rangle e^{-\alpha|\xi|} \cos \gamma \xi, \quad (9)$$

где $\langle h^2 \rangle$ — дисперсия, α — обратный радиус корреляции, а γ — обратный период мембраны, причем $\alpha \ll \gamma$. Сделаем подстановку $\xi = x - x'$, $\tau = t - t'$, $T = (t + t')/2$:

$$\langle |B_x|^2 \rangle = \left(\frac{k_y^2 e^2}{r^2} \right) \frac{v_F^2}{c^2} \frac{\omega}{v_F^2} \langle h^2 \rangle \times \int_0^\infty dT \int_0^\infty d\tau e^{-\alpha v_F |\tau|} \cos(\gamma v_F \tau) e^{iT(\omega - \omega')} e^{i(\tau/2)(\omega + \omega')}, \quad (10)$$

$$\langle |B_x|^2 \rangle = -\delta(\omega - \omega') \frac{k_y^2 e^2 \langle h^2 \rangle \omega^2}{c^2 r^2} \times \left[\frac{\alpha v_F}{\alpha^2 v_F^2 + (\omega + \gamma v_F)^2} + \frac{\alpha v_F}{\alpha^2 v_F^2 + (\omega - \gamma v_F)^2} \right]. \quad (11)$$

Спектрально-угловое распределение электромагнитного излучения записывается формулой

$$\frac{d^2 \mathcal{E}}{d\omega d\Omega} = \frac{c}{4\pi^2} \langle |B_x|^2 \rangle r^2. \quad (12)$$

В результате подстановки (11) в (12) получаем формулу для спектральной плотности электромагнитного излучения в графене:

$$\frac{d^2 \mathcal{E}}{d\omega d\Omega} = \delta(\omega - \omega') \frac{k_y^2 e^2 \langle h^2 \rangle \omega^2}{4\pi^2 c} \times \left[\frac{\alpha v_F}{\alpha^2 v_F^2 + (\omega + \gamma v_F)^2} + \frac{\alpha v_F}{\alpha^2 v_F^2 + (\omega - \gamma v_F)^2} \right]. \quad (13)$$

Интегрируя (13) по частоте и телесным углам, получаем соотношение для мощности электромагнитного излучения:

$$P = \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_0^{2\pi} d\Omega \langle |B_x|^2 \rangle r^2. \quad (14)$$

Для одного электрона:

$$P_e = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_0^{2\pi} d\Omega \cos \theta \frac{e^2 \omega^4 \langle h^2 \rangle}{4\pi c^3} \times \left[\frac{\alpha v_F}{\alpha^2 v_F^2 + (\omega + \gamma v_F)^2} + \frac{\alpha v_F}{\alpha^2 v_F^2 + (\omega - \gamma v_F)^2} \right]. \quad (15)$$

Полученное выражение есть формула для мощности электромагнитного излучения, выраженная через параметры графеновой мембраны. Выражение в скобках дает распределение Лоренца.

В пределе $\alpha \rightarrow 0$ хаотическая поверхность вырождается в синусоиду, и мы получаем для мощности излучения следующее выражение:

$$P_e = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_0^{2\pi} d\Omega \cos \theta \frac{e^2 \omega^4 h_m^2}{4c^3} \delta(\omega - \gamma v_F) = \frac{\pi e^2 (\gamma v_F)^4 h_m^2}{c^3}. \quad (16)$$

Таким образом, принимая период гофрировки равным $L = 50$ нм, максимальную амплитуду $h_m = 1$ нм, и площадь графеновой мембраны 10^{-4} см², мы получаем мощность электромагнитного излучения порядка нескольких милливатт.

2.2. Калибровочный механизм

В этой части работы мы рассматриваем влияние калибровочных полей на электромагнитное излучение. Природа этих полей состоит в следующем. Электронные состояния в плоском графене описываются уравнениями приближения сильной связи, которые в результате линеаризации спектра в окрестности вершины конуса Дирака принимают вид уравнения Дирака–Вейля. Искривление мембраны графена влияет на спектр электронных состояний, причем это влияние математически описывается введением векторного потенциала, ротор которого принято называть синтетическим магнитным полем [1]. Интересно, что присутствие этого поля порождает энергетические уровни, аналогичные уровням Ландау, а также эффект Ааронова–Бома [1]. Теория упругости устанавливает следующие связи между $h(y, z)$ и векторным потенциалом синтетического калибровоч-

ного поля [13]:

$$A_y = -\frac{\beta}{a} \frac{dh}{dx} \frac{dh}{dy}, \quad A_x = \frac{1}{2} \frac{\beta}{a} \left[\left(\frac{dh}{dx} \right)^2 - \left(\frac{dh}{dy} \right)^2 \right],$$

$$\mathcal{H}_z = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}, \quad (17)$$

где a — постоянная решетки, β — безразмерный параметр. Из вида формул (17) следует, что калибровочные поля возникают в графене только в том случае, когда структура неоднородна в обоих направлениях базовой плоскости. Другими словами, графеновый лист должен иметь „горбы“ и „впадины“ в своей структуре.

Рассмотрим случай регулярной гофрировки:

$$h(x, y) = h_m \sin \gamma x \sin \gamma y. \quad (18)$$

Подставляя $h(x, y)$ из (18) в (17), получаем для синтетического поля:

$$\mathcal{H}_z + \mathcal{H}_0 \sin(2\gamma y) [-2 + \cos(2\gamma x)] \quad (19)$$

с амплитудой:

$$\mathcal{H}_0 = \frac{h_m^2 \gamma^3}{2a}. \quad (20)$$

Синтетическое и эквивалентное реальное поля связаны соотношением

$$H = \frac{c\hbar}{e} \mathcal{H}. \quad (21)$$

Модифицируя уравнения движения частицы в ондуляторе [14], мы получаем для квазирелятивистского случая:

$$\frac{E}{v_F^2} \frac{d^2 x}{dt^2} = -e \frac{dy}{dt} H \cos \gamma x,$$

$$\frac{E}{v_F^2} \frac{d^2 y}{dt^2} = e \frac{dx}{dt} H \cos \gamma x, \quad (22)$$

где E — энергия электрона, а H — „магнитное“ поле, выражающееся через (21).

Решение имеет вид

$$\cos \gamma x = \cosh \gamma y - \frac{1}{k} \sinh \gamma y. \quad (23)$$

Траектория при $y\gamma \ll 1$ упрощается:

$$y = y_m \sin^2 \frac{\gamma x}{2}, \quad (24)$$

где амплитуда равна

$$y_m = \frac{2k}{\gamma} = \frac{2v_F \hbar h_m^2 \gamma}{aE}. \quad (25)$$

Таким образом, вид траектории движения электрона в плоскости графеновой мембраны перестанет быть прямолинейным с учетом калибровочных полей.

Потенциал излучения есть

$$A_y = \frac{e e^{ikr}}{cr} \int (y_m \gamma) \sin(\gamma v_F t) e^{i\omega t}. \quad (26)$$

Полная мощность на один электрон в регулярном случае есть

$$P_e = \frac{1}{4\pi} \int d\omega \int d\theta \frac{e^2 v_F^2 \omega^2}{2c^3} (y_m^2 \gamma^2) \times \cos \theta [\delta(\omega + \gamma v_F) + \delta(\omega - \gamma v_F)]. \quad (27)$$

Интегрируя (27), получим:

$$P_e = 2\pi^2 \frac{e^2 v_F^2}{c^3} \frac{h_m^2}{L^4} \left[\left(\frac{v_F \hbar}{E} \right) (h_m \gamma) \right]^2. \quad (28)$$

Мы видим, что полученное выражение мощности электромагнитного излучения для модели калибровочных полей явно зависит от энергии свободных электронов.

Полезно сравнить мощности излучения калибровочной (P_{cal}) и геометрической (P_{geom}) моделей для оценки вкладов этих двух различных механизмов в общую картину:

$$\frac{P_{\text{cal}}}{P_{\text{geom}}} = \frac{1}{8\pi^3} \left(\frac{v_F \hbar}{aE} \frac{h_m}{L} \right)^2. \quad (29)$$

При энергиях $E \sim 0.1$ эВ соотношение (29) будет ~ 1 , из чего следует, что оба вклада должны приниматься в рассмотрение при изучении спектра излучения.

Рассмотрим теперь хаотическую систему. Следует произвести нелинейное преобразование процесса:

$$g(t) = f(h(t)). \quad (30)$$

В соответствии с формулой (17) $g(h) = bh^2$ и коррелятор $\langle g(t)g(0) \rangle$ может быть записан в виде [12]

$$\langle g(t)g(0) \rangle = b^2 \sigma^4 [1 + 2\langle h(t)h(0) \rangle^2], \quad (31)$$

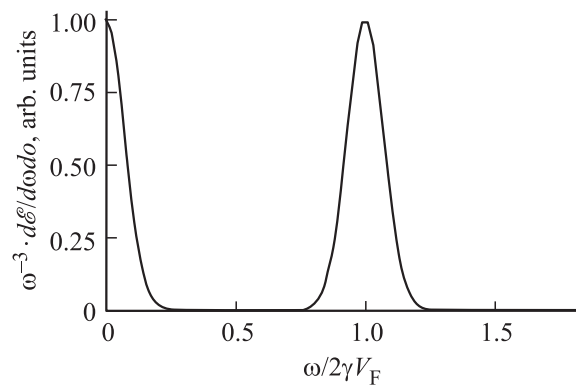
где σ — дисперсия случайного процесса $h(t)$, $\sigma = \langle h^2 \rangle$, а b — некоторый постоянный коэффициент.

Мы не располагаем экспериментальными данными или теоретическими результатами относительно истинной формы коррелятора $\langle h(x)h(x') \rangle$. Все, что мы можем оценить, — это дисперсия и корреляционный радиус. Разумно выбрать простейшую форму, не приводящую к противоречию. В первой части мы выбрали экспоненциальное убывание корреляций, т.е. лоренцевский спектр энергий. В случае калибровочного механизма возникает проблема сингулярности экспоненциального коррелятора: он соответствует бесконечно большому градиенту случайной функции [15]. Выберем гауссову форму коррелятора:

$$K(x) = \frac{\langle h^2 \rangle \alpha^3}{8\pi\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{x^2 \alpha^2}{4}\right) \cos(\gamma x). \quad (32)$$

Подставив (32) в (31) и учитывая равенство $x(t) = v_F t$, получим:

$$\langle g(t)g(0) \rangle = b^2 \sigma^4 \times \left[1 + 2 \left(\frac{\langle h^2 \rangle \alpha^3}{8\pi\sqrt{\pi}} \right)^2 \exp\left(-\frac{2(v_F t)^2 \alpha^2}{4}\right) \cos^2(\gamma v_F t) \right]. \quad (33)$$



Центральный и боковой пики излучения в калибровочной модели.

Принимая во внимание (17), мы получаем для нашего коррелятора следующее выражение:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx e^{ikx} K^2(x) = b^2 \sigma^4 \left(\frac{\langle h^2 \rangle \alpha^3}{8\pi\sqrt{\pi}} \right)^2 \times \int_0^{\infty} dx e^{\alpha^2 x^2 / 2} \left\{ \cos(kx) + [\cos(k+2\gamma)x + \cos(k-2\gamma)x] \right\}. \quad (34)$$

Выполнив интегрирование, получаем для центральной и высокочастотной компонент формулу для спектрального распределения мощности:

$$P \propto P_0 + b^2 \sigma^4 \frac{\langle h^2 \rangle^2 \alpha^5 k^3}{16\pi^2 \sqrt{\pi}} \times \left[e^{-k^2/\alpha^2} + \left(e^{-(k+2\gamma)^2/\alpha^2} + e^{-(k-2\gamma)^2/\alpha^2} \right) \right]. \quad (35)$$

Множитель k^3 в предэкспоненте учитывает дифференцирование в формуле (17). На рисунке приведено спектральное распределение мощности, деленное на k^3 .

Таким образом, квадратичная связь между скоростью и функцией Монжа приведет к появлению центрального пика излучения.

3. Модели гофрировки

3.1. Неустойчивость двумерных фононов

Равновесное состояние мембраны определяется эффективным потенциалом в представлении Монжа [3]:

$$F(h) = \int d^2x \left\{ \frac{\kappa}{2} (\nabla^2 h)^2 + \frac{K_0}{8} [P_{\alpha\beta} (\partial_\alpha h \cdot \partial_\beta h)]^2 \right\}, \quad (36)$$

где κ — изгибная жесткость, $h(x, y)$ — высота мембраны относительно базовой плоскости (переменная Монжа),

второе слагаемое в подынтегральном выражении — гауссова кривизна,

$$P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - q_{\alpha}q_{\beta}/q^2, \quad K_0 = 2\mu(2\mu + D\lambda)/(2\mu + \lambda), \quad (37)$$

$P_{\alpha\beta}$ — поперечный проектор, μ и λ — упругие модули Ламе.

Изолированная система предполагается устойчивой. Простейший функционал Ландау, содержащий определенный пространственный масштаб, не содержащий инварианта Лифшица, был введен в теории несоизмерных сегнетоэлектриков [16]:

$$F_{\text{incomm}} = \int dx dy \left[\frac{a_2}{2} \phi^2 + \frac{a_4}{4} \phi^4 + \frac{c_2}{2} (\nabla\phi)^2 + \frac{d_2}{2} (\nabla^2\phi)^2 \right]. \quad (38)$$

Здесь $a_2 < 0$, $a_4 > 0$, $c > 0$, $d > 0$. Варьируя этот функционал, получаем уравнение равновесия:

$$d_2 \frac{d^4\phi}{dx^4} + c_2 \frac{d^2\phi}{dx^2} + |a_2|\phi - a_4\phi^3 = 0. \quad (39)$$

Рассмотрим одномерное решение. При выбранных знаках коэффициентов имеем период порядка $\sqrt{d_2/c_2}$. Это нарушение симметрии передается изгибной подсистеме посредством взаимодействия

$$g \int dx dy \phi \Delta_2 h \quad (40)$$

или

$$G \int dx dy \phi^2 (\Delta_2^2 h)^2. \quad (41)$$

3.2. Неустойчивость изгибной подсистемы

В соответствии с теоремой Ландау–Пайерлса–Мермина–Вагнера для 2D систем характерно присутствие логарифмических расходимостей. В частности, имеет место следующая ренормировка изгибной жесткости [3]:

$$\kappa_r = \kappa_0 - \frac{3k_B T}{4\pi} \ln(L/a), \quad (42)$$

где a — постоянная решетки, L — размер образца. Мы выдвигаем гипотезу, согласно которой флуктуации могут сделать модуль κ_r отрицательным: плоское состояние становится неустойчивым, возникает неоднородное состояние, которое стабилизируется нелинейными членами, как обычно в теории фазовых переходов.

4. Заключение

Мы рассмотрели влияние гофрировки графена на электромагнитное излучение. Рассмотрены геометрическая и калибровочная модели. Показано, что квадратичная зависимость калибровочного поля от переменной Монжа ведет к появлению центрального пика спектральной функции излучения. Предложены две модели для описания гофрировки монослойного графена. Наши результаты могут быть использованы для изучения морфологии гофрировок и для генерации терагерцевого излучения.

Список литературы

- [1] M.A.H. Vozmediano, M.I. Katsnelson, F. Guinea. Phys. Reports, **496**, 1 (2010).
- [2] N.D. Mermin, H. Wagner. Phys. Rev. Lett., **17**, 1133 (1966).
- [3] D. Nelson, T. Piran, S. Weinberg. *Statistical Mechanics of Membranes Surfaces* (World Scientific, New Jersey, 2004) c. 137.
- [4] K. Tantiwanichapan, J. DiMaria, S.N. Melo. Nanotechnology, **24**, 375 205 (2013).
- [5] H. Motz. J. Appl. Phys., **22**, 527 (1951).
- [6] A.S. Mayorov, R.V. Gorbachev, S.V. Morozov et al. e-print arxiv 1103.4510 (2011).
- [7] T. Zhan, D. Han, X. Hu, X. Liu, S.-T. Chui, J. Zi. Phys. Rev. B, **89**, 245 434 (2014).
- [8] I. Llatser, C. Kremers, D.N. Chigrin, J.M. Jornet, M.C. Lemme, A. Cabellos-Aparicio, E. Alarcon. Radioengineering, **21**, 946 (2012).
- [9] Д.Ф. Алферов, Ю.А. Башмаков, П.А. Черенков. УФН, **157**, 389 (1989).
- [10] A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim. Rev. Mod. Phys., **81**, 109 (2009).
- [11] U. Zulicke, R. Winkler, J. Bolte. Physica E, **40**, 1434 (2008).
- [12] R.L. Stratonovich. *Topics in the theory of random noise* (Gordon and Breach Science Publishers, N.Y.—London, 1963) p. 216.
- [13] F. Guinea, Baruch Horovitz, P. Le Doussal. Phys. Rev. B, **77**, 205 421 (2008).
- [14] R. Combe, M. Feix. Comt. Rend., **237**, 1318 (1953).
- [15] Л.А. Чернов. *Волны в случайно неоднородных средах* (М., Наука, 1975) с. 9.
- [16] Ю.А. Изюмов, В.Н. Сыромятников. *Фазовые переходы и симметрия кристаллов* (М., Наука, 1984) с. 182.

Редактор Л.В. Шаронова

Electromagnetic radiation of electrons in corrugated graphene

S.A. Kitorov^{+,*}, R.I. Myhamadiarov⁺

⁺ Ioffe Institute,

194021 St. Petersburg, Russia

^{*} St. Petersburg Electrotechnical University „LETI“,

197376 St. Petersburg, Russia

Abstract Bressstrahlung in the corrugated monolayer graphene in the presence of the ballistic transport current is analyzed. A radiation of similar nature is observed in undulators and wigglers. Regular and chaotic undulations (ripples) are considered. The quadratic relation between the Monde membrane function and the synthetic gauge field is shown to induce the radiation spectral density central peak. Possible mechanisms of undulation forming are suggested. In the first of them, undulation is considered as the incommensurate superstructure in two-dimensional crystal forming due to instability developing in the optical phonons subsystem with forming the periodic soliton train. Undulation appears in result of the interaction between the subsystems. Another mechanism is the flat state of the membrane instability due to the strong fluctuations characteristic for two-dimensional systems.