

УДК 537.87, 537.9

**СТАБИЛИЗАЦИЯ ФОРМЫ УЕДИНЕННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В
ГРАФЕНОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ЛАЗЕРНЫМ
ИЗЛУЧЕНИЕМ**

С.В. Крючков^{*,**}, Е.И. Кухарь^{*}

^{*}Волгоградский государственный социально-педагогический университет, Лаборатория
физики низкоразмерных систем[×], Волгоград 400066, Россия

^{**}Волгоградский государственный технический университет, Волгоград 400005, Россия

Е-mail: eikuhar@yandex.ru

[×] <http://edu.vspu.ru/physlablds>

Исследовано влияние высокочастотного электромагнитного излучения на распространение уединенных электромагнитных волн в графеновой сверхрешетке с учетом диссипации. Найдено выражение для потенциала диссипативного солитона. Показано, что форма диссипативного солитона зависит от амплитуды высокочастотного излучения. Найдены интервалы амплитуд высокочастотного поля, для которых в графеновой сверхрешетке формируются два типа диссипативных солитонов. Показано, что площади этих солитонов регулируются изменением амплитуды высокочастотного излучения.

PACS: 72.20.Ht, 72.80.Vp, 73.21.Cd, 78.67.Wj, 41.20.Jb

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-97033 p_поволжье_a, и выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках базовой части государственного задания №2014/411 (код проекта: 522).

1. Введение

Возможности использования графеновых структур в оптоэлектронике обуславливают повышенный интерес среди исследователей к изучению нелинейных электрических и оптических эффектов в таких материалах [1-8]. Оптические свойства графена исследовались теоретически и экспериментально в [2-4,9-13]. Изученные нелинейные оптические свойства графеновых структур открывают новые перспективы в оптоэлектронном приборостроении [8,14-16]. В [3,11] обсуждалось применение графеновых структур для генерации электромагнитного (ЭМ) излучения терагерцового (ТГц) диапазона. В [8,15,16] продемонстрировано использование поглотителя на основе графена для генерации ЭМ импульсов длительностью менее чем 200 fs.

Интерес к электронному транспорту в графеновых сверхрешетках (ГСР) [3,13,17-23] вызван возможностями использования сверхрешеток (СР) в качестве рабочей среды генераторов и усилителей ТГц ЭМ излучения [24,25], а также для формирования уединенных ЭМ волн [26-31]. Например, для генерации солитонов в полупроводниковой СР требуются меньшие электрические поля (~ 1 kV/cm), чем в объемных кристаллах [26]. Распространение ЭМ 2π -импульса в ГСР теоретически изучено в [30,31].

Формирование нелинейных волн в полупроводниковых структурах связано с движением электронов в поле волны как целого. Такое коллективное поведение электронного газа разрушается за время, равное по порядку величины времени релаксации [26,29]. Это приводит к сильному затуханию солитонов, что является препятствием их использованию для передачи информации на большие расстояния. В полупроводниковых СР, например, длина пробега ЭМ солитона составляет менее 1 mm. Поэтому в настоящее время актуален поиск способов усиления и стабилизации формы уединенных ЭМ волн [32,33]. Подвижность носителей заряда в графене (которая определяется временем релаксации) значительно превышает подвижность носителей заряда даже в относительно чистых полупроводниковых СР [1]. Это позволяет надеяться, что использование ГСР значительно увеличит длину пробега уединенных ЭМ волн.

В [27,34,35] для стабилизации формы солитона в полупроводниковой СР предлагалось использовать высокочастотное (ВЧ) лазерное излучение. Наличие дополнительного ВЧ излучения приводило к динамической модификации электронного

спектра СР так, что при определенных амплитудах ВЧ поля последняя становилась средой с инверсной населенностью. В [27] показана возможность формирования в полупроводниковой СР так называемого диссипативного солитона, причем в достаточно мощном ВЧ поле время пробега солитона значительно увеличивается. Аналогичная ситуация рассмотрена в [34,35], где показано, что учет второй гармоники в электронном спектре полупроводниковой СР приводит к принципиально новым результатам.

Модификация электронного спектра графеновых структур в ВЧ ЭМ поле изучалась в [36-38], где предсказано динамическое наведение щели в изначально бесщелевом графене. Квазиэнергетический спектр ГСР, подверженной ВЧ ЭМ излучению, найден в [39], где изучено влияние ВЧ поля на распространение уединенных ЭМ волн в идеальной (без диссипации) ГСР.

Ниже исследуется стабилизация ВЧ ЭМ излучением формы уединенной ЭМ волны, распространяющейся в ГСР с учетом диссипации. Показано, что в ГСР возможно формирование диссипативного солитона. Однако в отличие от полупроводниковой СР площадь диссипативного солитона в ГСР зависит от амплитуды ВЧ поля.

2. Усиление уединенной ЭМ волны, распространяющейся в идеальной ГСР

Один из способов изготовления ГСР основан на создании пространственной модуляции щели, наводимой в графене подложкой, состоящей из периодически чередующихся слоев SiO₂/SiC [17,20]. В [19-22] показано, что электронный спектр такой структуры может быть записан в виде:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sqrt{\Delta^2 + p_x^2 v_F^2 + \Delta_1^2 \left(1 - \cos \frac{p_y d}{\hbar}\right)},$$

где $v_F = 10^8$ cm/s – скорость на поверхности Ферми, $xу$ – графеновая плоскость, Oy – направление чередования слоев (ось ГСР), d – период ГСР, параметры Δ , Δ_1 задаются в процессе изготовления ГСР и определяются прозрачностью формируемых в графене энергетических барьеров. Численный анализ [20] показал, что в случае подложки из периодически чередующихся слоев SiO₂/SiC $\Delta \sim 0.13$ eV, $\Delta_1 \sim 0.1\Delta$.

Рассмотрим ситуацию, когда ГСР находится в поле двух ЭМ волн. Одна из этих волн является синусоидальной ВЧ волной, распространяется перпендикулярно графеновой плоскости и описывается векторным потенциалом:

$$\mathbf{A}^{\text{HF}} = \left(0, -\frac{cE_0^{\text{HF}}}{\omega} \sin \omega t, 0 \right),$$

где E_0^{HF} – амплитуда электрического поля ВЧ волны. Вторая волна с векторным потенциалом \mathbf{A} распространяется так, что ее плоскость поляризации совпадает с графеновой плоскостью, а напряженность электрического поля направлена вдоль Oy . Форма последней волны определяется из уравнения д’Аламбера, записанного с учетом электрического тока, наводимого ЭМ полем вдоль Oy .

Пусть температура θ и частота ВЧ излучения ω удовлетворяют условиям:

$$\frac{n_0 \hbar^2 v_F^2}{\Delta} \ll \theta \ll \Delta, \quad (1)$$

$$\omega \gg \omega_{\text{pl}}, \quad (2)$$

где $\omega_{\text{pl}} = \sqrt{2\pi n_0 e^2 \Delta_1^2 d^2 / \hbar^2 a_0 \Delta}$ – плазменная частота, a_0 – толщина графенового слоя, n_0 – поверхностная концентрация свободных носителей заряда в графене. Кроме того, считаем $\Delta_1 \ll \Delta$. В этом случае, как показано в [39], уравнение д’Аламбера, записанное для ЭМ поля с потенциалом \mathbf{A} , принимает вид уравнения double sine-Gordon:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \omega_{\text{pl}}^2 (D(a) \sin \varphi + 2\gamma G(a) \sin 2\varphi) = 0, \quad (3)$$

где $\varphi = edA_y / \hbar c$, $a = edE_0^{\text{HF}} / \hbar \omega$, $\gamma = (\Delta_1 / \hbar \omega)^2$,

$$D(a) = J_0(a) + \frac{a^2}{8} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(k+1)^2} \left[J_k\left(\frac{a}{2}\right) + J_{k+2}\left(\frac{a}{2}\right) \right]^2, \quad G(a) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1} J_k^2(a)}{k^2},$$

$J_k(a)$ – функция Бесселя целого порядка. Одним из решений уравнения (3) является потенциал, описывающий уединенный ЭМ импульс, площадь которого может регулироваться изменением амплитуды ВЧ поля [39].

Случай $4\gamma|G(a)| > D(a)$ соответствует неустойчивым кинкам [41-43]. В этой ситуации возможно автомодельное решение уравнения (3), отвечающее усилению ЭМ импульса. Численный расчет, выполненный для $\gamma = 0.1$, показывает, что значения параметра a , удовлетворяющие условию неустойчивости кинка, лежат в одном из следующих интервалов: [4.359, 5.671]; [10.679, 11.951] и т.д.

Введем новые переменные: $\xi = \omega_{\text{pl}}(ct + x)/2c$ и $\eta = \omega_{\text{pl}}(ct - x)/2c$. Тогда вместо (3) имеем:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi \partial \eta} = -4\gamma G \sin \varphi (\lambda + \cos \varphi), \quad (4)$$

где $\lambda = D(a)/4\gamma G(a)$, $|\lambda| < 1$. Для автомодельной переменной $u = \xi\eta$ уравнение (4) переписывается в виде:

$$u \frac{d^2 \varphi}{du^2} + \frac{d\varphi}{du} = -4\gamma G \sin \varphi (\lambda + \cos \varphi). \quad (5)$$

Уравнение (5) имеет регулярные при $x = \pm ct$ решения. Эти решения таковы, что производная φ'_u по переменной u представляет собой волновой пакет монополярный в окрестности точки $u = 0$. Напряженность электрического поля связана с решением уравнения (5) следующим соотношением:

$$E_y(x, t) = \frac{\hbar \omega_{\text{pl}}^2 x}{ced} \varphi'_u(x, t). \quad (6)$$

Как видно из (6) по мере распространения ЭМ импульса его амплитуда возрастает. Отметим, что аналогичная ситуация исследована в [27,40] для системы, описываемой уравнением sine-Gordon. Как и в [27,40] усиление импульса связано с сильным перераспределением электронов по минизоне, вызванным действием ВЧ ЭМ излучения.

Зависимость энергии электронов $\langle \varepsilon \rangle$, усредненной по каноническому ансамблю и периоду ВЧ волны, от амплитуды ВЧ волны показана на рисунке 1 (температура $\theta = 77.4$ K). Видно, что для определенных интервалов амплитуд a ВЧ поле сильно перераспределяет электронный газ по минизоне, так что значение $\langle \varepsilon \rangle$ превышает энергию, соответствующую середине минизоны. Заштрихованная область – область, соответствующая неустойчивым кинкам, – оказывается внутри этих интервалов. ГСР в этом случае является средой с инверсной населенностью, поэтому ЭМ импульс, распространяющийся вдоль графенового слоя, должен усиливаться.

3. Диссипативный солитон в ГСР

Усиление ЭМ импульса происходит до тех пор, пока энергия, снимаемая в инвертированной среде уединенной волной за единицу времени, не сравнивается с

энергией, теряемой за единицу времени за счет диссипации. Диссипация, препятствующая усилению импульса, связана как с рассеянием носителей заряда на неоднородностях графена, так и с поглощением на межминизонных переходах. Для учета диссипации добавим в левую часть уравнения (3) слагаемое $\beta \partial \varphi / \partial t$, где β – феноменологическая постоянная [29]. В результате имеем:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \beta \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \omega_{\text{pl}}^2 (D(a) \sin \varphi + 2\gamma G(a) \sin 2\varphi) = 0. \quad (7)$$

Известно, что в формировании солитонов в СР решающую роль играет периодичность скорости движения электронов в узкой зоне проводимости [26]. В ГСР ВЧ поле приводит не только к динамическому сужению минизоны, как в СР на основе AlAs/AlGaAs [27], но и к изменению структуры зоны Бриллюэна так, что блоховские осцилляции электронов становятся негармоническими. Следствием этого, в частности, является влияние ВЧ поля на площадь солитонов, распространяющихся в ГСР. Если амплитуда ВЧ поля a является нулем функции $D(a)$, то период обратной решетки уменьшится в 2 раза по сравнению со случаем отсутствия ВЧ излучения [39]. В этой ситуации вместо 2π -импульса в идеальной ГСР распространяется π -импульс [39]. Подобного эффекта следует ожидать и в ГСР с учетом диссипации.

Для нахождения решений уравнения (7), соответствующих уединенным ЭМ волнам, введем переменную: $\xi = (x - ct)\omega_{\text{pl}}^2 / \beta c$. В результате вместо (7) получим:

$$\varphi'_\xi = -F(\varphi), \quad (8)$$

где

$$F(\varphi) = D(a) \sin \varphi + 2\gamma G(a) \sin 2\varphi. \quad (9)$$

После интегрирования в (8) с начальным условием $\varphi(0) = \varphi_m$, где φ_m – потенциал, соответствующий максимуму абсолютного значения напряженности E_y ЭМ импульса, получим:

$$4\gamma G(1 - \lambda^2)\xi = 2\lambda \ln \left(\operatorname{tg} \frac{\varphi_m}{2} \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} \right) + \ln \left(\frac{\lambda + \cos \varphi}{\lambda + \cos \varphi_m} \frac{\sin \varphi}{\sin \varphi_m} \right), \quad (10)$$

или

$$D(\lambda_1^2 - 1)\xi = 2\lambda \ln \left(\operatorname{tg} \frac{\varphi_m}{2} \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} \right) + \lambda_1 \ln \left(\frac{1 + \lambda_1 \cos \varphi}{1 + \lambda_1 \cos \varphi_m} \frac{\sin \varphi}{\sin \varphi_m} \right), \quad (11)$$

где $\lambda_1 = \lambda^{-1}$. Выражение (10) (или (11)) описывает стационарную уединенную ЭМ волну, снимающую энергию в ГСР с инверсной населенностью и рассеивающую ее за счет межминизонных переходов. Такое локализованное состояние называют диссипативным солитоном [32]. Для полупроводниковой СР динамика диссипативного солитона (π -импульса) изучена в [27,34,35]. Однако в отличие от полупроводниковой СР в ГСР площадь диссипативного импульса (10) может отличаться от π и регулируется изменением амплитуды ВЧ излучения. В частности, если амплитуда a_n^D является n -м нулем функции $D(a)$, то из (10) следует: $\cos 2\varphi = \text{th}(4\gamma G_n \xi)$, и потенциал φ описывает распространение $(\pi/2)$ -импульса (здесь $G_n = G(a_n^D)$). Для k -го нуля a_k^G функции $G(a)$ из (11) следует: $\cos \varphi = \text{th}(D_k \xi)$, а потенциал φ соответствует π -импульсу (здесь $D_k = D(a_k^G)$).

4. Амплитуда и площадь диссипативного солитона в ГСР

Найдем амплитуду диссипативного солитона. В случае $\lambda > -1$ потенциал φ_m определится из формулы:

$$\cos \varphi_m^a = \frac{\sqrt{8 + \lambda^2} - \lambda}{4}.$$

Тогда амплитуда напряженности электрического поля солитона равна:

$$E_{ym}^a = -E_0 \gamma G \left(\sqrt{8 + \lambda^2} + 3\lambda \right) \sqrt{4 - \lambda^2 + \lambda \sqrt{8 + \lambda^2}}, \quad (12)$$

где $E_0 = \hbar \omega_{pl}^2 / 2\sqrt{2}ed\beta$. Из (12) видно, что если $\lambda > -1$, то при $\varphi = \varphi_m^a$ напряженность поля солитона имеет отрицательную проекцию (рис 2, антикинк).

В случае $\lambda < 1$ потенциал φ_m определится из выражения:

$$\cos \varphi_m^k = -\frac{\sqrt{8 + \lambda^2} + \lambda}{4}.$$

Тогда амплитуда напряженности электрического поля солитона имеет вид:

$$E_{ym}^k = E_0 \gamma G \left(\sqrt{8 + \lambda^2} - 3\lambda \right) \sqrt{4 - \lambda^2 - \lambda \sqrt{8 + \lambda^2}}. \quad (13)$$

Из (13) видно, что если $\lambda < 1$, то при $\varphi = \varphi_m^k$ напряженность электрического поля солитона имеет положительную проекцию (рис 2, кинк).

Если $-1 < \lambda < 1$, то возможно распространение как кинка, так и антикинка. В этом случае площади импульсов определяются амплитудой ВЧ поля и равны $\varphi_0 = \pm \arccos(-\lambda)$. Зависимости амплитуды электрического поля и площади диссипативного солитона от a показаны на рисунках 2 и 3 соответственно.

5. Увлечение носителей заряда в ГСР диссипативным солитоном

Одним из проявлений существования диссипативного солитона в ГСР, описанного выше, может выступить эффект увлечения электронов такой волной [26] – возникновение тока в направлении распространения волны. Природа этого эффекта сходна с природой радиоэлектрического эффекта и объясняется как результат передачи импульса ЭМ волной электронной подсистеме [26]. Чтобы оценить заряд, переносимый диссипативным солитоном вдоль своего направления, воспользуемся следующим выражением для плотности тока увлечения [30]:

$$j_x = -\frac{n_0 e}{a_0} \frac{p_1 v_F^2}{\sqrt{\Delta^2 + p_1^2 v_F^2}},$$

где p_1 – средний импульс одного электрона, равный отношению плотности импульса, передаваемой электронной подсистеме ЭМ волной в направлении оси Ox к концентрации электронов: $p_1 = a_0 E_y^2 / 4\pi n_0$. Таким образом:

$$j_x = -\frac{j_0 \chi F^2(\varphi)}{\sqrt{1 + \chi^2 F^4(\varphi)}},$$

где $j_0 = en_0 v_F / a_0$, $\chi = \Delta_1^2 \omega_{pl}^2 v_F / \Delta^2 \beta^2 c$. Электрический заряд, переносимый ЭМ импульсом вдоль оси Ox , равен ($|\lambda| < 1$):

$$Q = \frac{j_0 \beta \chi}{\omega_{pl}^2} \int_0^{\varphi_0} \frac{F(\varphi) d\varphi}{\sqrt{1 + \chi^2 F^4(\varphi)}}, \quad (14)$$

Подставляя (9) в (14) и учитывая, что выполняется условие: $\chi \ll 1$, получим:

$$Q(a) = \mp \frac{2 j_0 \beta \chi}{\omega_{pl}^2} \gamma G(a) (1 \pm \lambda(a))^2. \quad (15)$$

Здесь верхний знак выбирается для антикинка, а нижний знак – для кинка. Для следующих значений параметров [3,17]: $\Delta = 0.13$ eV, $n_0 = 10^9$ см⁻², $d = 2 \times 10^{-6}$ см,

$E_0^{\text{HF}} = 5 \times 10^4$ V/cm, заряд, увлекаемый кинком, согласно (15), составляет $Q \sim 5$ pC/cm², что может быть измерено в эксперименте.

6. Заключение

Выше описана возможность распространения в ГСР диссипативного солитона, стабильность которого обеспечивается за счет энергии носителей заряда в инвертированной минизоне. Инверсная населенность в ГСР достигается внешним ВЧ излучением, амплитуда электрического поля которого лежит в интервале: 4.4×10^4 V/cm $< E_0^{\text{HF}} < 5.7 \times 10^4$ V/cm. В отличие от полупроводниковой СР площадь диссипативного солитона в ГСР зависит от амплитуды ВЧ излучения (рис. 3) и может быть отлична от π . Профили диссипативных солитонов при различных значениях параметра a показаны на рисунке 4 (сплошные линии – кинки, пунктирные линии – антикинки). Как уже говорилось, зависимость площади диссипативного солитона от амплитуды ВЧ поля является следствием модификации ВЧ излучением электронного спектра, которая приводит к негармоничности блоховских колебаний электронов в минизоне ГСР.

Оценим температуру θ и частоту ω , при которых выполнены условия (1) и (2). Согласно (1) и (2), для выше указанных значений параметров температура лежит в интервале: 10 К $\ll \theta \ll 10^3$ К, а частота ВЧ излучения удовлетворяет неравенству: $\omega \gg 10^{13}$ Гц. Поэтому приведенные выше рассуждения справедливы, если использовать, например, температуру кипения азота ($\sim 77,4$ К) и ЭМ излучение с частотой $\omega \sim 10^{14}$ с⁻¹.

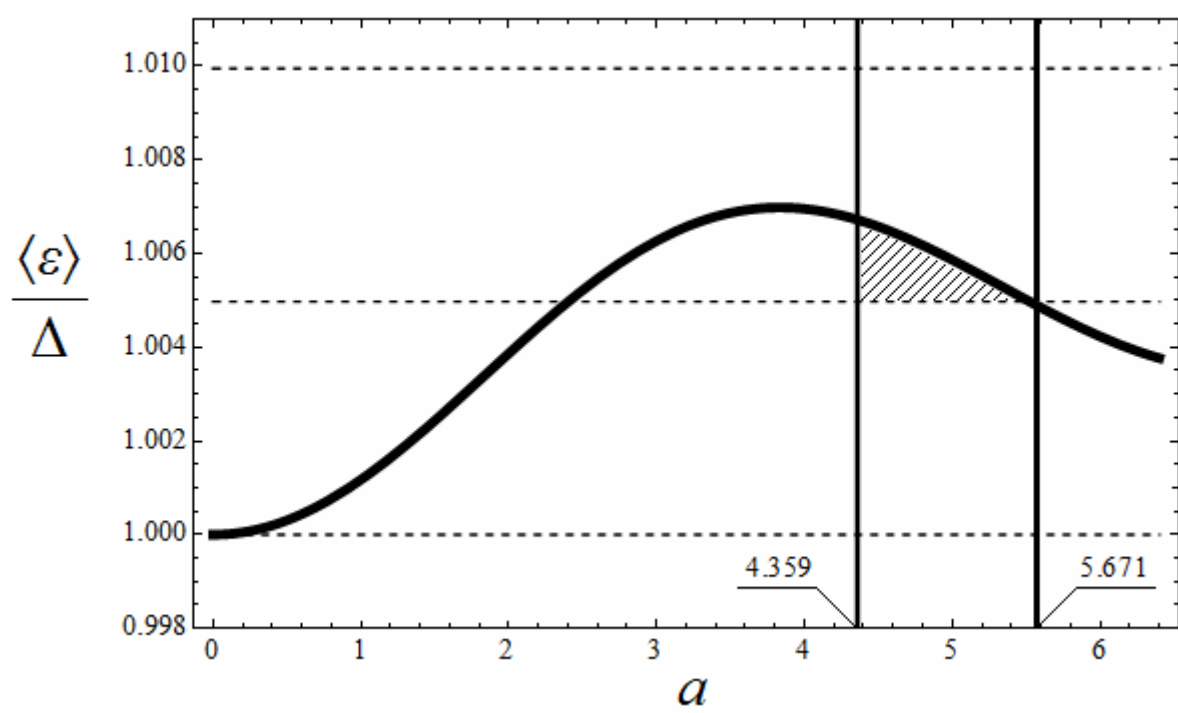
Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-97033 p_поволжье_a, и выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках базовой части государственного задания №2014/411 (код проекта: 522).

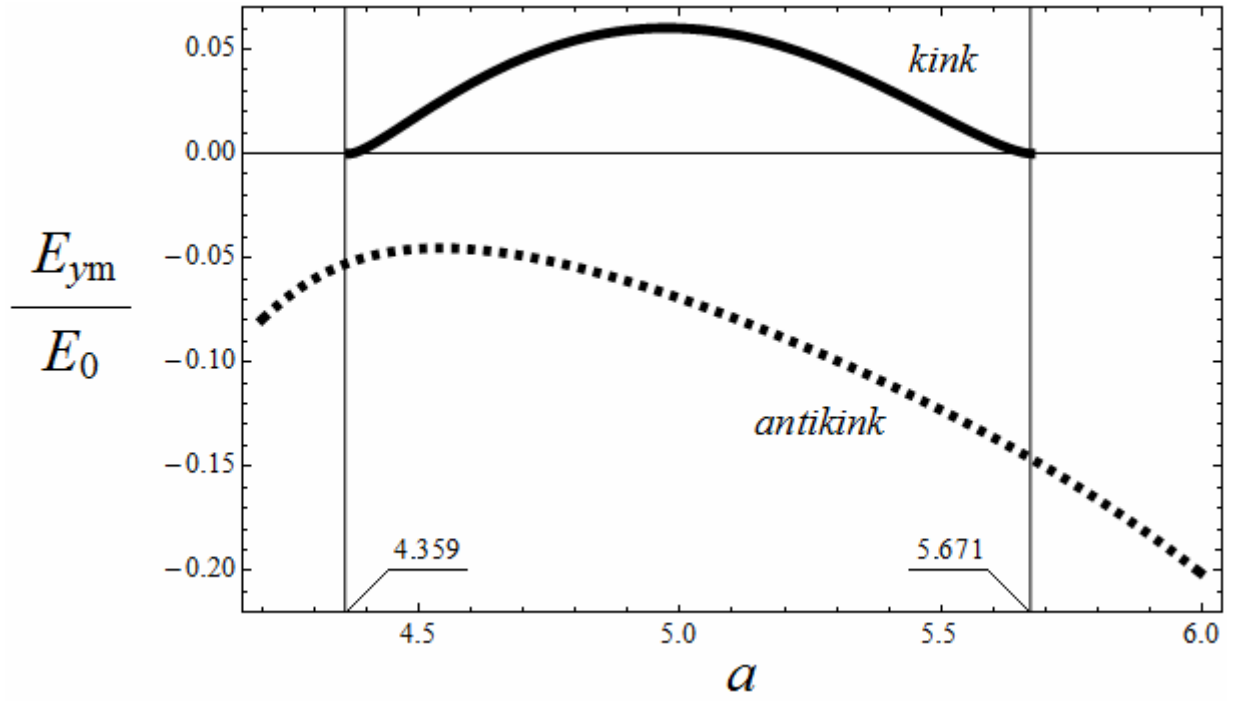
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

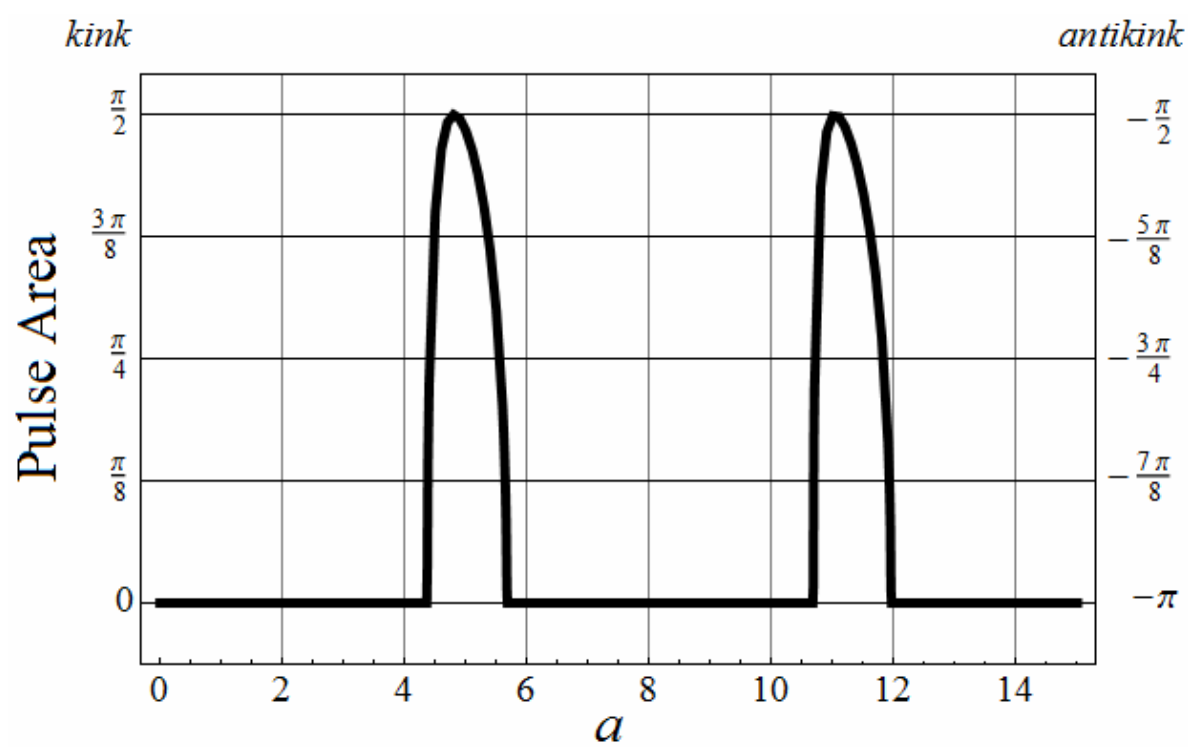
1. Peres N.M.R., Guinea F., Castro Neto A.H. // Physical Review B. 2006. V. 73. P. 125411.
2. Sadowski M.L., Martinez G., Potemski M., Berger C., de Heer W.A. // Physical Review

- Letters. 2006. V. 97. P. 266405.
3. Фальковский Л.А. // УФН. 2008. Т. 178. № 9. С. 923.
4. Mikhailov S.A. // Physica E. 2008. V. 40. P. 2626.
5. Abergel D.S.L., Chakraborty T. // Applied Physics Letters. 2009. V. 95. P. 062107.
6. Bolmatov D., Mou C.-Y. // Physica B. 2010. V. 405. P. 2896.
7. Abergel D.S.L., Apalkov V., Berashevich J., Ziegler K., Chakraborty T. // Advances in Physics. 2010. V. 59. P. 261.
8. Popa D., Sun Z., Torrisi F., Hasan T., Wang F., Ferrari A.C. // Applied Physics Letters. 2010. V. 97. P. 203106.
9. Gusynin V.P., Sharapov S.G., Carbotte J.P. // Journal of Physics: Condensed Matter. 2007. V. 19. P. 026222
10. Nair R.R., Blake P., Grigorenko A.N., Novoselov K.S., Booth T.J., Stauber T., Peres N.M.R., Geim A.K. // Science. 2008. V. 320. P. 1308.
11. Mikhailov S.A., Ziegler K. // Journal of Physics: Condensed Matter. 2008. V. 20. P. 384204.
12. Zhang X.-L., Zhao X., Liu Z.-B., Shi S., Zhou W.-Y., Tian J.-G., Xu Y.-F., Chen Y.-S. // Journal of Optics. 2011. V. 13. P. 075202.
13. Neetu Agrawal (Garg), Ghosh S., Sharma M. // International Journal of Modern Physics B. 2013. V. 27. P. 1341003.
14. Liu Z.-B., Li L., Xu Y.-F., Liang J.-J., Zhao X., Chen S.-Q., Chen Y.-S., Tian J.-G. // Journal of Optics. 2011. V. 13. P. 085601.
15. Konstantatos G., Badioli M., Gaudreau L., Osmond J., Bernechea M., Garcia de Arquer F.P., Gatti F., Koppens F.H.L. // Nature Nanotechnology. 2012. V. 7. P. 363.
16. Thongrattanasiri S., Koppens F.H.L., Garcia de Abajo F.J. // Physical Review Letters. 2012. V. 108. P. 047401
17. Ратников П.В. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. В. 6. С. 515.
18. Bolmatov D., Mou C.-Y. // JETP. 2011. V. 112. P. 102.
19. Barbier M., Vasilopoulos P., Peeters F.M. // Physical Review B. 2010. V. 81. P. 075438.
20. Завьялов Д.В., Конченков В.И., Крючков С.В. // ФТП. 2012. Т. 46. В. 1. С. 113.
21. Kryuchkov S.V., Kukhar' E.I. // Physica E. 2012. V. 46. P. 25.
22. Killi M., Wu S., Paramekanti A. // International Journal of Modern Physics B. 2012. V. 26. P. 1242007.

23. Sattari F., Faizabadi E. // *International Journal of Modern Physics B*. 2013. V. 27. P. 1350024.
24. Романов Ю.А., Романова Ю.Ю. // *ФТП*. 2005. Т. 39. В. 1. С. 162.
25. Hyart T., Alekseeva N.V., Mattas J., Alekseev K.N. // *Physical Review Letters*. 2009. V. 102. P. 140405.
26. Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. (Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками). М.: Наука, 1989. 288 с.
27. Басс Ф.Г., Крючков С.В., Шаповалов А.И. // *ФТП*. 1995. Т. 29. В. 1. С. 19.
28. Mensah S.Y., Allotey F.K.A., Mensah N.G. // *Physica Scripta*. 2000. V. 62. P. 212.
29. Lonngren K., Scott A. (Solitons in Action). New York: Academic Press, 1978. 312 с.
30. Kryuchkov S.V., Kukhar' E.I. // *Physica B*. 2013. V. 408. P. 188.
31. Kryuchkov S.V., Kukhar' E.I., Zav'yalov D.V. // *Laser Physics*. 2013. V. 23. P. 065902.
32. Розанов Н.Н. // *УФН*. 2000. Т. 170. № 4. С. 462.
33. Montesinos G.D., Perez-Garcia V.M., Torres P. // *Physica D*. 2004. V. 191. P. 193.
34. Крючков С.В., Шаповалов А.И. // *Оптика и спектроскопия*. 1998. Т. 84. № 2. С. 286.
35. Крючков С.В., Федоров Э.Г. // *ФТП*. 2002. Т. 36. В. 3. С. 326.
36. Oka T., Aoki H. // *Physical Review B*. 2009. V. 79. P. 081406(R).
37. Abergel D.S.L., Chakraborty T. // *Nanotechnology*. 2011. V. 22. P. 015203.
38. Calvo H.L., Pastawski H.M., Roche S., Foa Torres L.E.F. // *Applied Physics Letters*. 2011. V. 98. P. 232103.
39. Kryuchkov S.V., Kukhar' E.I. // *Superlattices and Microstructures*. 2014. V. 70. P. 70.
40. Беленов Э.М., Назаркин А.В. // *Письма в ЖЭТФ*. 1990. Т. 51. В. 5. С. 252.
41. Condat C.A., Guyer R.A., Miller M.D. // *Phys. Rev. B*. 1983. V. 27. P. 474.
42. Campbell D.K., Peyrard M., Solano P. // *Physica D*. 1986. V. 19. P. 165.
43. Mussardo G., Riva V., Sotkov G. // *Nucl. Phys. B*. 2004. V. 687. P. 189.







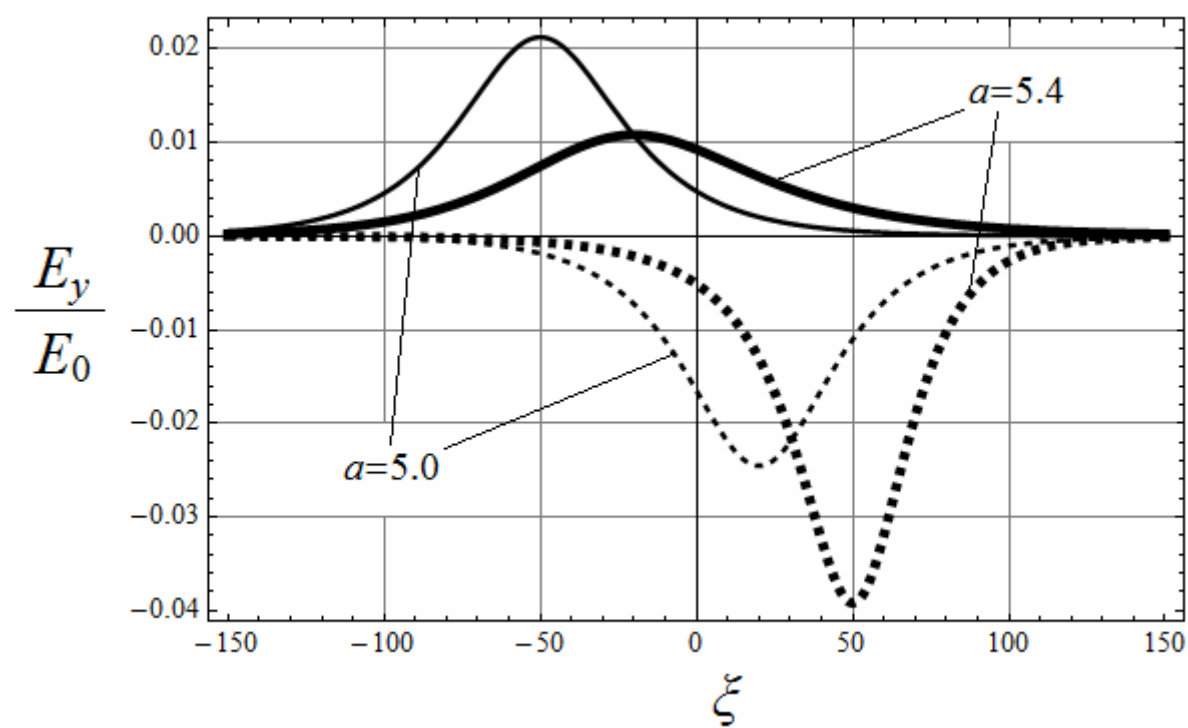


Рис. 1. Зависимость средней энергии электронов от амплитуды ВЧ поля.

Рис. 2. Зависимость амплитуды диссипативного солитона от амплитуды ВЧ поля.

Рис. 3. Зависимость площади диссипативного солитона от амплитуды ВЧ поля.

Рис. 4. Профили диссипативных солитонов.