Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 4, с. 294 – 305 © 2025 г. 25 февраля

Эффект фотонного увлечения на границе металла и двумерного полупроводника[1)]

Д. Свинцов[2)], *Ж. Девизорова*

Центр фотоники и двумерных материалов, Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 6 декабря 2024 г.
После переработки 16 декабря 2024 г.
Принята к публикации 16 декабря 2024 г.

Эффект фотонного увлечения представляет собой механизм генерации фототока, в котором импульс электромагнитного поля передается непосредственно носителям заряда. Считается, что этот эффект слаб в силу малости импульса фотона по сравнению с типичными значениями импульса носителей заряда. В данной работе мы показываем, что фотонное увлечение становится особенно сильным на контакте между металлами и 2d-материалами, где при дифракции генерируются крайне неоднородные локальные электромагнитные поля. Для этого мы объединяем точное решение задачи дифракции на контакте "металл–2d-материал" с микроскопической теорией эффекта фотонного увлечения и выводим зависимости соответствующего фотонапряжения от параметров электромагнитного поля и 2d-системы. Отклик по напряжению оказывается обратно пропорционален частоте электромагнитной волны ω, двумерной плотности заряда и безразмерному коэффициенту передачи импульса α, который зависит только от 2d-проводимости, измеренной в единицах скорости света $\eta = 2\pi\sigma/c$ и поляризации в падающей волне. Для p-поляризованного падающего света коэффициент передачи импульса оказывается конечным даже для исчезающе малой 2d проводимости η, что является следствием динамического эффекта громоотвода. Для s-поляризованного падающего света коэффициент передачи импульса масштабируется как $\eta \ln \eta^{-1}$, что является следствием дипольного характера излучения контакта на больших расстояниях. Теория обобщена на случай когда в системе присутствуют два типа носителей зарядов (электроны и дырки) и предсказан дальнейший рост эффекта увлечения по обе стороны от точки зарядовой нейтральности

DOI: 10.31857/S0370274X25020213, EDN: JXHVHC

1. Введение. Свет оказывает давление на проводящие твердые тела. В полностью квантовой парадигме это давление возникает в результате передачи импульса фотона носителям заряда. В полуклассическом описании давление света возникает из-за силы Лоренца, с которой поле действует на электроны. Такая передача импульса может привести к измеримому фототоку, известному как эффект фотонного увлечения (ЭФУ) [1, 2]. По сравнению с другими фотогальваническими эффектами фотонное увлечение сильно зависит от направления падающего света. Это позволило наблюдать его в различных низкоразмерных полупроводниковых структурах [3–5].

ЭФУ считается слабым из-за пренебрежимо малой величины импульса фотона по сравнению с электронными. При определенных межзонных резонансных условиях ЭФУ может быть усилен [6]. Нетривиальное усиление эффекта увлечения фотонами может возникнуть в изогнутых наноструктурах, где проекция электрического поля ЭМ волны на направление движения электронов резко меняется в пространстве [7, 8]. Фототок увлечения также появляется при распространении вдоль проводника однонаправленных поверхностных плазмонов [9]. Запуск таких однонаправленных плазмонов достигается с помощью специально разработанных асимметричных метаповерхностей, простейшим примером которых является металлическая решетка без центра инверсии [10, 11]. Такой фототок часто называют "плазмонным увлечением" [12], хотя он вызван теми же электромагнитными силами (ЭМ), что и при фотонном увлечении.

В более общем смысле, появление ненулевой средней силы Лоренца, действующей на носители заряда, можно ожидать в любых неоднородных ЭМ полях. Для этого не требуется наличие ни плоских волн в свободном пространстве, ни плазмонов. Такая возможность рассматривалась в работе [13], где анализировались фототоки, индуцированные светом с пространственно-структурированной амплитудой

[1)]См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

[2)]e-mail: svintcov.da@mipt.ru

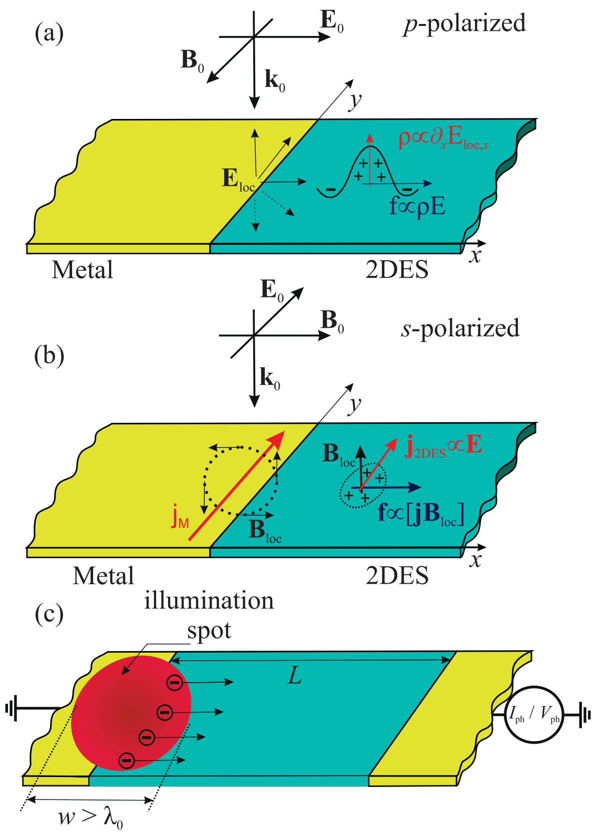

Рис. 1. (Цветной онлайн) Качественная иллюстрация возникновения ЭФУ на контакте металл–двумерный полупроводник. (a) – Для p-поляризованной падающей волны дифракция на краю приводит к тому, что локальное электрическое поле $\mathbf{E}_{\rm loc}$ неоднородно по x-координате. Эта неоднородность приводит к динамической плотности заряда в ДЭС $\rho_\omega \propto \partial_x E_x$, а поле E_x увлекает индуцированный заряд. (b) – Для s-поляризованной падающей волны неоднородные токи в металле индуцируют магнитное поле $\mathbf{B}_{\rm loc}$. Это поле создает силу Лоренца, действующую на токи в ДЭС, которая толкает носители от области контакта. (c) – Схема возможного эксперимента по наблюдению эффекта фотонного увлечения на контакте. Лазерное излучение с пятном размером $w > \lambda_0$ падает на один из контактов металл–ДЭС. Другой контакт (расположенный на расстоянии $L > w$) используется для измерения фототока

и фазой. Хотя подобное внешнее структурирование падающего света и, возможно, другое (внутреннее) структурирование повсеместно происходит в низкоразмерных субволновых оптоэлектронных устройствах. Действительно, конечный размер проводящего канала (например, двумерной чешуйки или нанотрубки) и наличие металлических контактов подразумевают сильные изменения локальной проводимости. Это приводит к сильным вариациям локальных полей, как показано в модельных теоретических исследованиях [14, 15] и хорошо визуализируется в сканирующей ближнепольной микроскопии [16–20]. Если структура устройства асимметрична, средняя пондеромоторная сила $\mathbf{f}_{pd}$ от этих локальных полей, как правило, не равна нулю. Направление такого фототока больше не связано с волновым вектором падающей волны $\mathbf{k}$, как в случае объемного ЭФУ. Оно скорее управляется геометрией структуры и распределением проводимости/диэлектрической проницаемости. Такой вид эффекта увлечения привлек лишь ограниченное внимание в оптоэлектронике [10]. Тем не менее, он достаточно хорошо изучен в оптомеханике, где направление оптической силы, действующей на наночастицы, зависит от диэлектрического окружения [21, 22].

В этой статье мы показываем, что эффект фотонного увлечения, связанный с неоднородными локальными полями, особенно силен на латеральных контактах между металлами и 2D-полупроводниками. Оценки соответствующих фототока и фотонапряжения важны не только как частный пример усиленного ЭФУ, но и из-за повсеместного присутствия металлических контактов почти во всех структурах фотодетекторов [23–25]. Начиная с точной теории Зоммерфельда о дифракции света на клиньях [26], известно, что локальное ЭМ поле вблизи края металла усиливается как $|x|^{-1/2}$, где x – расстояние до края. Мы покажем, что при контакте 2d-электронной системы (ДЭС) с металлом такая сингулярность поля приводит к усилению ЭФУ.

Физика ЭФУ на металл-ДЭС переходе зависит от поляризации света и иллюстрируется на рис. 1a, b. Для p-поляризованной падающей волны (магнитное поле $\mathbf{B}_0$ направлено вдоль перехода, рис. 1a), ЭМ дифракция приводит к возникновению пространственно-неоднородной x-компоненты электрического поля. Неоднородность приводит к динамическому накоплению плотности заряда $\rho_\omega \propto$ $\propto \partial_x E_x$. x-компонента поля увлекает индуцированные заряды в продольном направлении, что приводит к фототоку. Для s-поляризованной падающей волны (электрическое поле $\mathbf{E}_0$ направлено вдоль контакта, рис. 1b), ЭМ дифракция приводит к появлению локальной z-компоненты магнитного поля, которая индуцируется электрическими токами в металле. Эта компонента создает силу Лоренца, действующую на ток j_y в ДЭС. Средняя сила не равна нулю и снова приводит к появлению конечной x-компоненты фототока.

Во многих работах наличие фототоков, вызванных неоднородными ЭМ полями в двумерных-наноструктурах, называли эффектом “резистивного самосмешивания” и “выпрямлением Дьяконова–Шура” [27–29]. Несмотря на различную терминологию, эти фототоки вызваны одними и теми же пондеромоторными силами. Это становится ясно, если записать выражения для фотонапряжения в терминах локальных полей. К сожалению, все теоретические расчеты соответствующего фотонапряжения основывались либо на упрощенном представлении локальных полей в виде суперпозиции плоских волн [27, 30, 31], либо на ЭМ моделировании [32, 33]. Такое рассмотрение не позволило выявить эффект сильного фотонного увлечения на границе металл-ДЭС в предыдущих работах.

Рассматриваемая структура схематически изображена на рис. 1c. Она состоит из длинной ДЭС (длиной $L \gg \lambda_0$, где λ_0 – длина волны в свободном пространстве), расположенной между металлическими контактами (исток и сток). Один из контактов (например, исток) освещается лазером с размером пятна w таким, что $\lambda_0 < w < L$, и генерирует фототок или фотонапряжение исток–сток (в зависимости от схемы измерения). Такой размер пятна освещения соответствует недавним экспериментам по измерению фототока в графене [34–36]. При таком выборе фототок, генерируемый на истоке, изучается независимо от фототока на стоке, который остается “темным”. В то же время условие $w > \lambda_0$ позволяет пренебречь конечной шириной спектра поля $\mathbf{E}(\mathbf{q})$ в пространстве волновых векторов. В результате фототок можно расчитывать так, как если бы один контакт освещался неограниченной плоской волной, а другой отсутствовал.

II. Теоретический вывод фотонапряжения фотонного увлечения. Наш расчет выполняется в три этапа. Во-первых, мы рассчитываем импульс, переданный произвольным неоднородным электромагнитным полем двумерной электронной системе. Во-вторых, мы выводим выражение для результирующего фотонапряжения из уравнений баланса импульса и энергии. В-третьих, мы используем результаты точной ЭМ теории дифракции на переходе металл–2ДЭС [37, 38] и рассчитываем фотонапряжение ЭФУ для конкретного профиля локального поля.

A. Пондеромоторная сила, действующая на 2d-электроны. Ключевым компонентом последующего вывода является плотность пондеромоторной силы от ЭМ поля $\mathbf{f}_{\rm pd}$, действующая на 2d-электроны. Она равна производной по времени от плотности импульса двумерных электронов, $\mathbf{f}_{\rm pd} = (\partial \mathbf{P}/\partial t)_{\rm field}$. Эта плотность силы может быть получена либо из тензора электромагнитного поля в присутствии проводящей среды, либо напрямую путем усреднения полной плотности силы Лоренца, действующей на 2d-электроны:

$$\mathbf{f}_{\rm pd} = \left(\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}\right)_{\rm field} = \langle \rho\,(t)\,\mathbf{E}\,(t)\rangle + \frac{1}{c}\,\langle [\mathbf{j}\,(t)\,, \mathbf{B}\,(t)]\rangle\,. \quad (1)$$

В приведенном выше выражении скобки $\langle ... \rangle$ обозначают усреднение по времени быстрых осцилляций поля, $\rho(t)$ и $\mathbf{j}(t)$ – это плотности заряда и тока в ДЭС (в линейном по полю приближении), которые индуцируются самим полем. Наконец, $\mathbf{E}\,(t)$ и $\mathbf{B}\,(t)$ – это переменные электрическое и магнитные поля, действующие на ДЭС, которые в общем случае отличаются от падающего поля из-за самосогласованного экранирования. Первый и второй члены в уравнении (1) релевантны для p- и s-поляризаций падающей волны соответственно.

Мы рассматриваем случай монохроматических волн, $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_\omega e^{-i\omega t} + \text{h.c.}$, и аналогично для других зависящих от времени величин. Плотности заряда и тока в этом случае можно выразить с помощью уравнения непрерывности и закона Ома:

$$-i\omega\rho_\omega + (\nabla, \mathbf{j}_\omega) = 0, \qquad \mathbf{j}_\omega = \sigma_\omega \mathbf{E}_\omega, \qquad (2)$$

где σ_ω – динамическая проводимость ДЭС. Функциональный вид σ_ω не ограничивается моделью Друде и может быть произвольным. Связывая $\mathbf{B}$ и $\mathbf{E}$ с помощью закона Фарадея и выполняя явное усреднение по времени в (1), находим:

$$\mathbf{f}_{\rm pd} = \frac{2}{\omega}\mathrm{Im}\left(\sigma_\omega \mathbf{e}_i E_j^* \frac{\partial E_j}{\partial x_i}\right), \qquad (3)$$

где индексы i и j пробегают двумерные декартовы оси ($i = \{x, y\}$, $j = \{x, y\}$), $\mathbf{e}_i$ – единичный вектор вдоль i-й оси, повторяющиеся индексы суммируются, и мы опускаем Фурье-индекс ω у всех полей.

Уравнение (3) для плотности силы применимо для произвольных вариаций полей и динамической проводимости с координатой x. Единственным предположением является локальность соотношения ток–поле $\mathbf{j}_\omega(x) = \sigma_\omega(x)\mathbf{E}_\omega(x)$, которое справедливо, если поле слабо меняется на длине свободного пробега электрона. Удобство приведенного выше выражения состоит в том, что профили поля $\mathbf{E}(x)$ могут быть найдены из решения уравнений Максвелла в рамках линейного отклика, например, из ЭМ моделирования или точных решений задач дифракции. Расчет фототока, являющегося квадратичной функцией от ЭМ поля, осуществляется независимо от решения задачи дифракции.

B. Фотонное увлечение и термоэлектрический эффект. Зная плотность пондеромоторной силы, действующей на 2d-электроны (3), мы выведем выражение для фотонапряжения, генерируемого на линейном контакте металла и ДЭС, как на рис. 1c. Поскольку проникновение ЭМ поля в металл пренебрежимо мало, фотонапряжение $V_{\rm ph}(x)$ возникает только в ДЭС. Мы находим его из уравнения баланса локального импульса во втором порядке по ЭМ полю:

$$\frac{\partial \Pi_{ij}^{(2)}}{\partial x_j} - en\left(x\right)\frac{\partial V_{\rm ph}}{\partial x_i} = \left(\frac{\partial P_i}{\partial t}\right)_{\rm coll} + \left(\frac{\partial P_i}{\partial t}\right)_{\rm field}, \quad (4)$$

где $\Pi_{ij}^{(2)}$ – поправка второго порядка к тензору напряжений 2d-электронов, вызванная полем, $V_{ph}(x)$ – локальное фотонапряжение, а два члена в правой части описывают потерю импульса из-за столкновений электронов и прирост импульса из-за увлечения фотонами соответственно.

Хотя уравнение (4) и не имеет границ применимости, оно может стать полезным для вычисления фототока, только если задать функциональный вид вектора импульса P_i и тензора напряжений $\Pi_{ij}^{(2)}$. На этом этапе мы предполагаем, что все угловые гармоники усредненной по времени функции распределения (вычисленной во втором порядке по полю волны), за исключением нулевой и первой, затухают. Это происходит либо при сильных электрон-электронных столкновениях [39], либо при доминировании кулоновского рассеяния на малые углы на заряженных примесях. В таком приближении $\Pi_{ij}^{(2)}$ сводится к скалярному давлению, в то время как его градиент обусловлен пространственными изменениями электронной температуры (C_e – теплоемкость):

$$\frac{\partial \Pi_{ij}^{(2)}}{\partial x_j} = \frac{C_e}{2}\frac{\partial T}{\partial x_i}. \quad (5)$$

Потеря импульса из-за столкновений пропорциональна скорости дрейфа $\mathbf{u}$ и обратно пропорциональна времени релаксации импульса τ_p,

$$\left(\frac{\partial P_i}{\partial t}\right)_{\rm coll} = -\frac{n(x) m u_i(x)}{\tau_p}. \quad (6)$$

Чтобы система уравнений для определения фототока и фотонапряжения стала замкнутой, добавим уравнение теплового баланса для электронной подсистемы:

$$-\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\chi\frac{\partial T}{\partial x_i}\right) = -C_e\frac{T-T_0}{\tau_\varepsilon} + 2{\rm Re}\sigma_\omega|\mathbf{E}_\omega|^2, \quad (7)$$

где χ – электронная теплопроводность, τ_ε – время релаксации энергии, а T_0 – равновесная температура при отсутствии освещения.

В ситуации как на рис. 1c, которая реализуется экспериментально, фотонапряжение возникает вдоль оси x. Его величина получается путем интегрирования уравнения (4) между истоком ($x = 0$) и стоком ($x = L$), что приводит к следующему результату:

$$V_{\rm ph} = V_{\rm pte} + V_{\rm pd}, \quad (8)$$

$$V_{\rm pte} = -\int_0^L S\left(x\right)\frac{dT}{dx}dx; \quad (9)$$

$$V_{\rm pd} = -\frac{2}{\omega}\int_0^L \frac{1}{en(x)}{\rm Im}\left\{\sigma_\omega\left[E_x^*\partial_x E_x + E_y^*\partial_y E_y\right]\right\}dx. \quad (10)$$

Здесь $V_{\rm pte}$ и $V_{\rm pd}$ – парциальные фотонапряжения, обусловленные термоэлектрическим эффектом и фотонным увлечением соответственно, $S(x) = C_e(x)/(2en(x))$ – зависящий от координаты коэффициент Зеебека. Поскольку сток удален и не освещен, интегрирование можно распространить до $x \to \infty$. Предполагая далее однородную плотность электронов n_e в ДЭС, находим

$$V_{\rm pte} = S[T(x=0) - T_0], \quad (11)$$

$$V_{\rm pd} = -\frac{2}{\omega e n_{\rm e}}\int_0^{+\infty} {\rm Im}\left\{\sigma_\omega\left[E_x^*\partial_x E_x + E_y^*\partial_y E_y\right]\right\}dx. \quad (12)$$

Термоэлектрический эффект (11) широко обсуждался в работах по изучению фотооклика структур на основе графена [23, 36, 40], в то время как ЭФУ там зачастую упускался. Напротив, в литературе по фотооклику терагерцовых полевых транзисторов [27, 31, 32], за редкими исключениями [41], игнорировался вклад термоэлектрического эффекта. Наш результат (11), (12) совпадает с ранее полученным фотонапряжением, генерируемым в ДЭС структурированным светом [13], с двумя оговорками. Во-первых, наше рассмотрение исключает фототок, обусловленный возбуждением светом второй угловой гармоники функции распределения. Этот вклад можно легко восстановить и рассмотреть наряду с фотонным увлечением для нашей конкретной геометрии. Во-вторых, в нашем случае ограниченной ДЭС операция взятия мнимой части применяется в (12) к произведению $\sigma_\omega E^* \partial_x E$. Когда ДЭС неограничена, а световой луч ограничен, фотонапряжение фотонного увлечения становится пропорциональным ${\rm Re}\sigma_\omega$, как в [13]. Чтобы доказать это, обозначим $I = \int_{-\infty}^{+\infty} E^* \partial_x E dx$. Выражение для напряжения фотонного увлечения в неограниченной 2ДЭС пропорционально $\mathrm{Im}(\sigma_\omega I) = \mathrm{Im}\sigma_\omega \mathrm{Re}I + \mathrm{Re}\sigma_\omega \mathrm{Im}I$. Чтобы показать, что первый член равен нулю, запишем $\mathrm{Re}I = (\int_{-\infty}^{+\infty} E^*\partial_x E dx + \int_{-\infty}^{+\infty} E\partial_x E^* dx)/2$. Интегрируя второе слагаемое по частям, получаем $\mathrm{Re}I = |E|^2|_{-\infty}^{+\infty}/2$, что равно нулю для ограниченного светового пучка и неограниченной 2ДЭС. Этот трюк не применим к ограниченным 2ДЭС с ненулевым полем на периметре.

C. Фотонное увлечение локальными полями в переходах "металл–ДЭС". Оценка фотонапряжения фотонного увлечения на переходах "металл–ДЭС" требует знания локальных электрических полей $\mathbf{E}(x)$. Явный вид их спектров Фурье $\mathbf{E}(q)$ был найден в работах [37, 38] с использованием метода Винера–Хопфа для задачи рассеяния ЭМ волн. Результаты зависят от поляризации падающей волны. Для p-поляризации (также называемой ТМ, рис. 1a), где падающее магнитное поле $\mathbf{B}_0$ параллельно переходу, локальное электрическое поле имеет вид:

$$E_x(q) = -\frac{iE_0 \sin\theta}{(q - k_x - i0)(1 + \eta \sin\theta)} \frac{\varepsilon_-^{\mathrm{p}}(k_x)\sqrt{k_0 - q}}{\varepsilon_-^{\mathrm{p}}(q)\sqrt{k_0 - k_x}}, \tag{13}$$

а y-компонента отсутствует. Здесь $\varepsilon^{\mathrm{p}}(q)$ – диэлектрическая проницаемость ДЭС для p-поляризации:

$$\varepsilon^{\mathrm{p}}(q) = 1 + \eta\frac{\sqrt{k_0^2 - q^2}}{k_0}, \qquad \eta = \frac{2\pi\sigma}{c}, \tag{14}$$

а $\varepsilon_-^{\mathrm{p}}(q)$ – часть диэлектрической проницаемости ДЭС, которая аналитична в нижней полуплоскости комплексной переменной q (явный вид этой функции указан в дополнительных материалах, раздел I). Во всех приведенных выше выражениях предполагается, что k_0 имеет малую мнимую часть.

Для s-поляризации (также называемой TE, рис. 1b), где падающее электрическое поле $\mathbf{E}_0$ параллельно переходу, локальное поле имеет вид:

$$E_y(q) = \frac{-iE_0}{(1 + \eta/\sin\theta)(q - k_x - i0)} \frac{\sqrt{k_0 - k_x}}{\sqrt{k_0 - q}} \frac{\varepsilon_-^{\mathrm{s}}(k_x)}{\varepsilon_-^{\mathrm{s}}(q)}, \tag{15}$$

где $\varepsilon^{\mathrm{s}}(q)$ - диэлектрическая проницаемость ДЭС для s- поляризации

$$\varepsilon^{\mathrm{s}}(q) = 1 + \eta\frac{k_0}{\sqrt{k_0^2 - q^2}}, \tag{16}$$

а $\varepsilon_-^{\mathrm{s}}(q)$, как и прежде, получается факторизацией диэлектрической функции по комплексной переменной q.

Уравнение (12) для фотонапряжения ЭФУ, дополненное выражениями для локальных электрических полей (13), (15), формирует необходимые блоки для численных оценок. Результаты можно представить в прозрачной форме, введя чувствительность перехода по напряжению на интенсивность падающего света $r_{\mathrm{pd}} = V_{\mathrm{pd}} Z_0/(2E_0^2)$, где $Z_0 = 4\pi/c = 377$ Ом – импеданс свободного пространства. Это приводит к

$$r_{\mathrm{pd}} = -\frac{2}{\omega e n_{2\mathrm{d}}}(\alpha_x + \alpha_y), \tag{17}$$

$$\alpha_i = \frac{1}{E_0^2}\mathrm{Im}\left\{\eta\int_0^\infty \frac{\partial E_i}{\partial x}E_i^* dx\right\}, \qquad i = \{x, y\}. \tag{18}$$

Величины α_i можно назвать "коэффициентами передачи импульса", по аналогии с коэффициентами поглощения в задаче о передаче энергии. Они безразмерны и зависят только от 2d-проводимости η и угла падения θ. В конечном итоге удобно выразить α_i через Фурье-коэффициенты поля:

$$\alpha_i = \mathrm{Im}\left\{\frac{\eta}{E_0^2}\left[\int_{-\infty}^{+\infty} iq|E_i(q)|^2\frac{dq}{2\pi} - \frac{1}{2}|E_i(x=0)|^2\right]\right\}, \tag{19}$$

слагаемое $E_i(x = 0)$ возникает из-за разрыва электрического поля на границе металл-2ДЭС и появляется только в p-поляризации. В дальнейшем анализе мы изучим функциональные зависимости коэффициентов передачи импульса от 2D-проводимости. Что касается размерного множителя $2/(\omega e n_e)$ в выражении для чувствительности, его типичные значения варьируются от 20 мкВ см^2/Вт при $n_e = 10^{11}$ см$^{-2}$ и $\omega/2\pi = 1$ ТГц до 0.7 мкВ см^2/Вт при $\omega/2\pi = 30$ ТГц ($\lambda = 10$ мкм).

III. Результаты: зависимость фотонного увлечения от поляризации и проводимости. Чтобы подчеркнуть важность фотонного увлечения, вызванного локальными полями, рассмотрим случай нормального падения $k_x = 0$. Вклад обычного увлечения, возникающего из-за конечности k_x, будет оценен в конце обсуждения.

Начнем наш численный анализ коэффициентов передачи импульса для действительной проводимости 2ДЭС. Функциональные зависимости α_i от реальной η показаны на рис. 2a. Оба коэффициента передачи стремятся к нулю с ростом η, что является результатом тривиального эффекта зеркального отражения от высокопроводящих поверхностей. Более примечательным является поведение α_i при уменьшении η. Коэффициент для p-поляризованной волны стремится к константе $\alpha_x \approx 0.45$ при $\eta \to 0$.

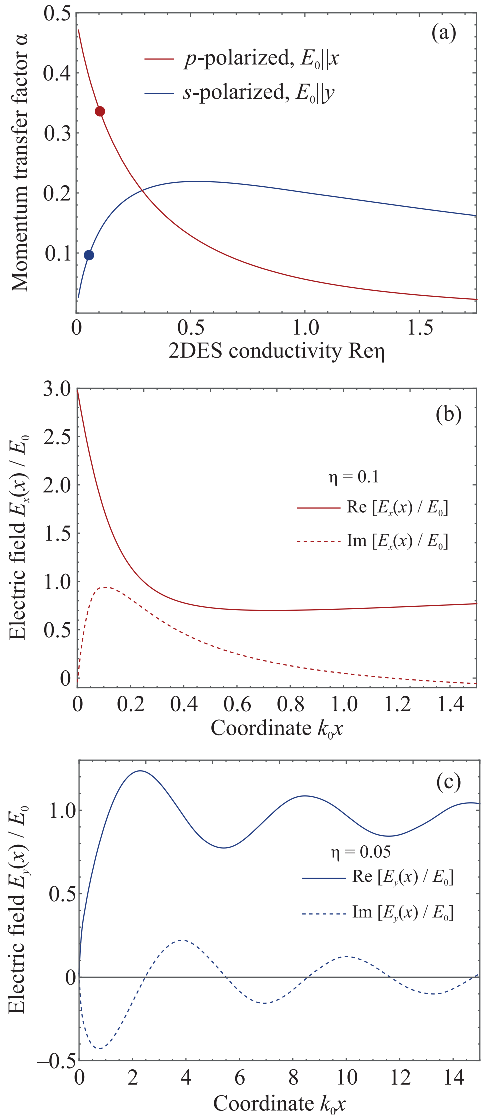

Рис. 2. (Цветной онлайн) Фотонное увлечение на границе металл–2d полупроводник для реальной проводимости 2ДЭС. (a) – Зависимость коэффициента передачи импульса от проводимости 2ДЭС (предполагается действительной) для двух поляризаций падающего света. С уменьшением η коэффициент для p-поляризованной волны стремится к константе. Это объясняется сингулярным усилением электрического поля на границе с уменьшением проводимости. Пример профиля поля показан на (b) для $\eta = 0.1$. Для s-поляризованной волны передача импульса масштабируется как $\eta \ln \eta^{-1}$. Логарифмическая расходимость связана с медленно затухающей цилиндрической волной $E_y \propto e^{ikx}/x^{1/2}$, испускаемой металлической полуплоскостью в отсутствие 2ДЭС. Пример профиля поля показан на (c) для $\eta = 0.05$

Коэффициент для s-поляризованной волны демонстрирует сверхлинейный рост $\alpha_y \propto \eta \ln \eta^{-1}$ при малых η. Эти законы масштабирования весьма нетривиальны. Действительно, отсутствие 2ДЭС означает отсутствие передачи импульса, и можно было бы ожидать линейного спада коэффициентов передачи при малых η.

Понимание этих относительно больших коэффициентов передачи импульса достигается путем изучения профилей дифрагированного поля в координатном представлении. Они показаны на рис. 2b и с для p-и s-поляризаций соответственно, значения проводимости 2ДЭС отмечены на (a) кружками. Когда проводимость 2ДЭС стремится к нулю, p-поляризованное поле имеет тенденцию к расходимости при $x = 0$, следуя зависимости

$$E_x(x=0) = \frac{E_0}{\sqrt{\eta(1+\eta)}}. \tag{20}$$

Эта расходимость является следствием поляризационно-селективного “эффекта громоотвода”. Вид расходимости таков, что рассеиваемая мощность на краю остается конечной при $\eta \to 0$. Поучительно, что область усиления поля для p-поляризации охватывает очень короткую длину $l \sim \eta\lambda_0$. Мы можем ожидать, что наличие неоднородностей 2ДЭС, других контактов и препятствий на больших расстояниях не повлияет на величину α_x.

Коэффициент передачи импульса для s-поляризации стремится к нулю при очень малых η, что является более ожидаемым поведением, в соответствии с отсутствием сингулярностей поля. Более тщательное рассмотрение показывает, что передача импульса имеет расходящуюся производную при $\eta \to 0$ и масштабируется как $\alpha_s \propto \eta \ln \eta^{-1}$. Происхождение этого сверхлинейного поведения можно понять из структуры рассеянного поля на больших расстояниях. Пример такой структуры показан на рис. 2c для $\eta = 0.05$. Асимптоты поля на больших расстояниях хорошо описываются выражением $E_y \propto e^{ik_0x}/x^{1/2}$, что соответствует цилиндрической волне, излучаемой металлической полуплоскостью. Это масштабирование, в отсутствие 2ДЭС, полностью согласуется с предыдущими точными теориями дифракции на металлической полуплоскости [26, 42]. Интеграл (18), вычисленный на этом цилиндрическом волновом поле, расходится логарифмически на больших расстояниях. Эта расходимость обрезается из-за конечного поглощения в 2ДЭС на расстояниях $L \sim \lambda_0/\eta$, что дает необходимый закон масштабирования. В отличие от случая p-поляризации, передача импульса в s-поляризации происходит в основном на больших расстояниях. Поэтому ее четкое наблюдение возможно только в структурах с длиной, значительно превышающей λ_0.

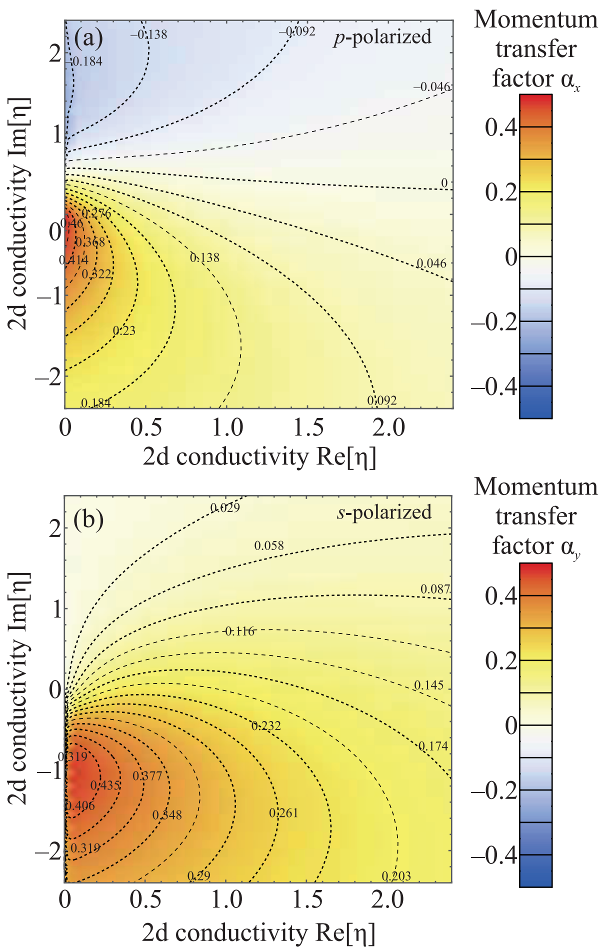

Рис. 3. (Цветной онлайн) Коэффициенты передачи импульса на контакте металл-2ДЭС α_x (a) и α_y (b) в зависимости от действительной и мнимой частей проводимости 2ДЭС. Значения $\alpha_{x,y}$ показаны цветом и обозначены числами поперек линий уровня

Далее мы изучим коэффициенты передачи импульса для комплексной проводимости $\eta = \eta' + i\eta''$. Результаты для двух поляризаций показаны на рис. 3 в виде цветовых карт. Существует два принципиальных различия между передачей импульса в s- и p-поляризациях. Во-первых, α_y всегда положительно, т.е. сила светового давления направлена наружу от металла для s-поляризации, в то время как α_x может менять знак. Во-вторых, сила светового давления исчезает для бездиссипативной 2ДЭС для s-поляризации и остается конечной для p-поляризации.

Большая мнимая часть проводимости 2ДЭС стимулирует запуск распространяющихся плазмонов от края [19, 20]. Эти плазменные колебания явно видны в зависящих от координат профилях поля [37]. В Фурье-пространстве они проявляются как сингулярности $\mathbf{E}(q)$, возникающие при условии $\varepsilon(q) = 0$. Различие в эффективных диэлектрических функциях в s- и p-поляризациях приводит к разным законам дисперсии плазмонов. Для p-поляризации плазмоны существуют для индуктивной проводимости 2ДЭС и обладают волновым вектором $q^{\rm p}_{\rm pl} = k_0[1 - \eta^{-2}]^{1/2}$. При s-поляризации плазмоны существуют для емкостной проводимости 2ДЭС и обладают волновым вектором $q^{\rm s}_{\rm pl} = k_0[1 - \eta^2]^{1/2}$ [43].

Примечательно, что существование 2d плазмонов и даже их высокая добротность не приводит к какому-либо выраженному усилению фотонного увлечения. Коэффициенты $\alpha_{x,y}$ остаются конечными и несингулярными по всей плоскости комплексных проводимостей 2ДЭС. Это можно явно показать для p-поляризации, подставив пробный профиль плазменной волны

$$E_x = E_{\rm pl} \exp\left(iq^{\rm p}_{\rm pl} x\right) \tag{21}$$

в уравнение (18) и вычисляя соответствующий коэффициент передачи импульса. Это приводит к

$$\alpha_x = \frac{|E_{\rm pl}|^2}{|E_0|^2}\left\{{\rm Re}\eta \times Q_{\rm pl} - \frac{{\rm Im}\eta}{2}\right\}, \tag{22}$$

где $Q_{\rm pl} = {\rm Re}q^{\rm p}_{\rm pl}/{\rm Im}q^{\rm p}_{\rm pl}$ – добротность двумерных плазмонов. Приведенный выше простой расчет объясняет, что плазменная добротность (большая при низкой диссипации) появляется умноженной на диссипативную часть проводимости ${\rm Re}\eta$. Следовательно, в этих резонансных условиях не ожидается плазменного усиления фотонапряжения. Физических причин здесь две. Во-первых, плазменная волна должна быть поглощена, чтобы преобразоваться в фотонапряжение, что требует конечной диссипативной проводимости. Во-вторых, структура с одним металлическим контактом и длинной 2ДЭС не ограничена в направлении x. В результате интерференция Фабри–Перо, которая могла бы привести к плазменному усилению электрического поля на избранных частотах [27], в данной постановке отсутствует.

Такой простой анализ плазмонного увлечения невозможен для s-поляризации, где пробное поле (21) не удовлетворяет граничному условию нулевого поля на интерфейсе. Максимум коэффициента передачи импульса α_y наблюдается при ${\rm Re}\eta \ll 1$ и ${\rm Im}\eta \sim -1$, что соответствует запуску длиннопробежных TE-плазмонов. Однако этот максимум плавный и не пропорционален добротности TE-плазмона.

IV. Обобщение на электрон-дырочные системы. Некоторые двумерные полупроводники, такие как графен и квантовые ямы II–VI, имеют малую ширину запрещенной зоны, что подразумевает одновременное присутствие электронов и дырок. Предыдущая теория, касающаяся одного типа носителей, должна быть обобщена для биполярных полупроводников в двух аспектах (1) пондеромоторная сила (3) должна быть указана отдельно для электронной и дырочной компонент (2) уравнения баланса импульса (4) должны быть рассмотрены отдельно для электронов и дырок с учетом их кулоновского взаимодействия.

Фотонное увлечение для связанной электрон-дырочной системы удобно анализировать с помощью двухжидкостных гидродинамических уравнений [44]. Обозначая скорости дрейфа электронов и дырок как u_e и u_h (обе направлены вдоль оси x), запишем эти уравнения, пренебрегая термоэлектрическим эффектом, как:

$$-en_e\frac{dV_{\rm pd}}{dx} = f^{(e)}_{pd} - \rho_e\frac{u_e}{\tau_{ei}} - \frac{\rho_e\rho_h}{\rho_e+\rho_h}\frac{u_e-u_h}{\tau_{eh}}, \quad (23)$$

$$+en_h\frac{dV_{\rm pd}}{dx} = f^{(h)}_{pd} - \rho_h\frac{u_h}{\tau_{hi}} - \frac{\rho_e\rho_h}{\rho_e+\rho_h}\frac{u_h-u_e}{\tau_{eh}}, \quad (24)$$

где $f^{(e/h)}_{pd}$ – пондеромоторные силы, действующие на электроны и дырки со стороны ЭМ поля, а $\rho_{e/h}$ – массовые плотности электронов и дырок. Система гидродинамических уравнений, решенная вместе с условием нулевого тока $n_e u_e - n_h u_h = 0$, дает выражение для парциального фотонапряжения по механизму фотонного увлечения:

$$\frac{dV_{\rm pd}}{dx} = -\frac{1}{2}\frac{f_-\left(\rho_e+\rho_h\right)\tau_{eh}\left(n_e\rho_h\tau_{ei}+n_h\rho_e\tau_{hi}\right) - f_+\left(\left(\rho_e+\rho_h\right)\tau_{eh}\left(n_h\rho_e\tau_{hi}-n_e\rho_h\tau_{ei}\right)+2\left(n_h-n_e\right)\rho_e\rho_h\tau_{ei}\tau_i\right)}{n_h^2\rho_e\tau_{hi}\left(\rho_e\tau_{eh}+\rho_h\left(\tau_{eh}+\tau_{ei}\right)\right)+n_e^2\rho_h\tau_{ei}\left(\rho_h\tau_{eh}+\rho_e\left(\tau_{eh}+\tau_{hi}\right)\right)-2n_en_h\rho_e\rho_h\tau_{ei}\tau_{hi}}, \quad (25)$$

где мы определили суммарную и разностную силы $f_\pm = f^{(e)}_{\rm pd} \pm f^{(h)}_{\rm pd}$. В пределе связанной электрон-дырочной системы $\tau_{eh}=0$ парциальное фотонапряжение значительно упрощается, так что в результат входит только суммарная сила f_+:

$$\left.\frac{dV_{\rm pd}}{dx}\right|_{\tau_{eh}=0} = \frac{f_+}{n_h-n_e}. \quad (26)$$

Предельная форма (26) неприменима при полной зарядовой нейтральности, где фотонапряжение равно нулю, как это следует из более общей формулы (25) при конечном τ_{eh}. Физическая причина этой кажущейся расходимости фотонапряжения заключается в исчезающем заряде электрон-дырочной плазмы вблизи нейтральности и слабости ее связи со внешним полем.

Перейдем к определению парциальных сил для электронов и дырок $f^{(e)}_{\rm pd}$ и $f^{(h)}_{\rm pd}$. Их можно вывести с помощью золотого правила Ферми для изменения импульсов во времени $\partial\mathbf{P}_{e/h}/\partial t$ при поглощении ЭМ поля при внутри- и межзонных переходах. Оставив вывод в дополнительных материалах, раздел II, представляем здесь окончательный результат:

$$\mathbf{f}^{(e)}_{pd} = \frac{2}{\omega}{\rm Im}\left(\sigma_e+\frac{\sigma_{\rm inter}}{2}+\sigma_{\rm res}\right)\mathbf{e}_iE^*_j\partial_iE_j, \quad (27)$$

$$\mathbf{f}^{(h)}_{pd} = \frac{2}{\omega}{\rm Im}\left(\sigma_h+\frac{\sigma_{\rm inter}}{2}-\sigma_{\rm res}\right)\mathbf{e}_iE^*_j\partial_iE_j. \quad (28)$$

Выше σ_e и σ_h есть обычные (друдевские) внутризонные электронная и дырочная проводимости, $\sigma_{\rm inter}$ – межзонная проводимость, которая в случае графена принимает универсальное значение $e^2/4\hbar$ на оптических частотах и падает при $\hbar\omega < 2\varepsilon_F$ из-за принципа Паули. Проводимость $\sigma_{\rm res}$ описывает эффект межзонного резонансного фотонного увлечения, введенный в [6], и равна

$$\sigma_{\rm res} = \frac{e^2}{4\hbar}\frac{\hbar\omega}{16kT}\frac{\sinh\frac{\hbar\omega}{2kT}+\sinh\frac{\varepsilon_F}{kT}}{\left(\cosh\frac{\hbar\omega}{2kT}+\cosh\frac{\varepsilon_F}{kT}\right)^2}. \quad (29)$$

Обычно она меньше межзонной проводимости, за исключением резонансного случая $\hbar\omega\sim 2\varepsilon_F$.

Суммарная сила $f_+ = f^{(e)}_{\rm pd} + f^{(h)}_{\rm pd}$ зависит только от полной проводимости 2ДЭС $\sigma_\Sigma = \sigma_e+\sigma_h+\sigma_{\rm inter}$, в соответствии с макроскопической электродинамикой. Тем не менее для τ_{eh}, сравнимых с τ_{ei} и τ_{hi}, чувствительность по механизму фотонного увлечения $r_{\rm pd}$ больше не является универсальной функцией $\eta_\Sigma = 2\pi\sigma_\Sigma/c$. Расчет чувствительности теперь выполняется в два этапа. Во-первых, решается задача ЭМ дифракции для полной проводимости 2ДЭС η_Σ. Во-вторых, рассчитываются силы $f^{(e/h)}_{\rm pd}$, зависящие от парциальных проводимостей, и путем интегрирования по координате получается полное фотонапряжение.

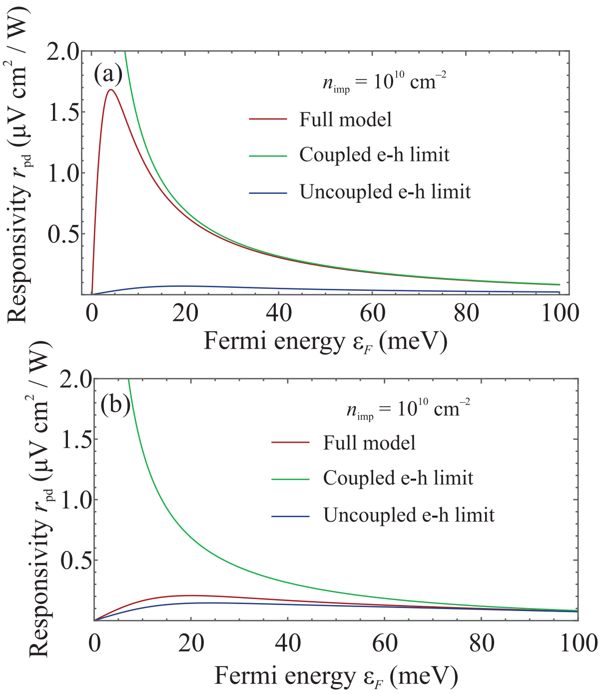

Рис. 4. (Цветной онлайн) Чувствительность по механизму фотонного увлечения для контакта “металл–графен” в зависимости от энергии Ферми носителей заряда ε_F для двух различных концентраций примесей $n_{\rm imp} = 10^{10}$ см$^{-2}$ (панель (a)) и $n_{\rm imp} = 10^{12}$ см$^{-2}$ (панель (b)). Длина волны излучения $\lambda_0 = 25$ мкм, $kT = 25$ мэВ (комнатная температура), время между электрон-дырочными столкновениями $\tau_{eh} = 0.1$ пс. Красные линии соответствуют полной электрон-дырочной модели, ур. (25), зеленые линии – модели полностью связанных электронов и дырок ($\tau_{eh} = 0$), ур. (26), синие линии – модели развязанных электронов и дырок ($\tau_{eh} \to \infty$)

Мы реализовали эту программу для оценки $r_{\rm pd}$ в графене в широком диапазоне плотностей носителей, характеризующихся энергиями Ферми от $\varepsilon_F = 0$ до $\varepsilon_F = 100$ мэВ при комнатной температуре $kT = 25$ мэВ. Результат такой оценки показан на рис. 4 для $\lambda_0 = 25$ мкм, $\tau_{eh}^{-1} = g^2 kT/\hbar \approx 0.1$ пс (где $g \approx 0.5$ – константа связи), и двух характерных концентраций примесей $n_{\rm imp} = 10^{10}$ см$^{-2}$ (панель (a), высококачественный графен) и $n_{\rm imp} = 10^{12}$ см$^{-2}$ (панель (b), низкокачественный графен). Концентрация примесей управляет временами столкновений τ_{ei} и τ_{hi} и их отношением ко времени рассеяния электронов на дырках τ_{eh}. Результаты расчета показывают, что высокое качество графена способствует режиму связанных электронов и дырок. Чувствительность по механизму фотонного увлечения в этом случае хорошо описывается очень простой моделью связанных электронной и дырочной компонент (26). Введение примесей расщепляет электронную и дырочную подсистемы. Чувствительность при $n_{\rm imp} = 10^{12}$ см$^{-2}$ скорее описывается моделью расщепленных электронов и дырок, которая получается из (25) путем устремления $\tau_{eh} \to \infty$.

V. Обсуждение результатов и заключение. Интересно сравнить фотонапряжение фотонного увлечения на границе металл–2ДЭС с фотоэлектрическими эффектами иного происхождения. Долгое время фототермоэлектрический эффект (ФТЭ) на таких переходах считался доминирующим [23, 36]. Мы оценим его величину, используя уравнение (11) для фотонапряжения и локальное приближение к уравнению (7) для электронной температуры. Принимая во внимание формулу Мотта для коэффициента Зеебека и предполагая полную термализацию электронов на переходе с металлом, находим

$$r_{\rm pte} \approx \frac{2\tau_\varepsilon}{en}\eta' \left|\frac{E(x=0)}{E_0}\right|^2. \tag{30}$$

Ожидаемо, термоэлектрический эффект пропорционален квадрату локального поля на переходе. Поэтому он всегда мал для s-поляризации и велик для p-поляризации. Используя (20) для локального поля и предполагая действительную проводимость, находим

$$r_{\rm pte} = \frac{2\tau_\varepsilon}{en} = \frac{\omega\tau_\varepsilon}{\alpha_x} r_{\rm pd}. \tag{31}$$

Поскольку коэффициент передачи импульса $\alpha_x \sim 1$, мы видим, что единственным параметром, определяющим соотношение фотонапряжений ФТЭ и ЭФУ, является $\omega\tau_\varepsilon$. Время релаксации энергии τ_ε варьируется от сотен фемтосекунд при комнатной температуре до десятков пикосекунд при температуре жидкого гелия [45]. Принимая $\omega/2\pi = 1$ ТГц, $\tau_\varepsilon = 100$ фс и $\alpha_x = 0.5$, мы находим $r_{\rm pte} = 1.2 r_{\rm pd}$. Это показывает, что фотонное увлечение может быть легко сравнимо с ФТЭ на ТГц частотах даже в p-поляризации. В дальнем инфракрасном диапазоне ($\lambda_0 = 10$ мкм) мы оцениваем $\omega\tau_\varepsilon \gg 1$ даже для самого короткого времени релаксации энергии $\tau_\varepsilon = 0.1$ пс. Строго говоря, уравнение (30) дает верхнюю оценку термоэлектрического напряжения, поскольку оно игнорирует диффузионное охлаждение электронов по мере достижения ими металлических контактов [35, 46].

Другой выпрямляющий эффект на контакте металл-2ДЭС возникает из-за наличия барьера Шоттки на интерфейсе. Предполагая, что его вольт-амперная характеристика $I_{\rm SB}(V)$ известна, и оценивая падение напряжения на переходе как произведение его длины l_J и локального электрического поля $E_x(x=0)$, ур. (20), находим чувствительность при выпрямлении на барьере Шоттки:

$$r_{\mathrm{SB}} = \frac{1}{2}\frac{I''_{\mathrm{SB}}(V)}{I'_{\mathrm{SB}}(V)}\frac{l_J^2 Z_0}{\eta(1+\eta)}. \tag{32}$$

Принимая верхнюю оценку для идеального термоэмиссионного транспорта $I''_{\mathrm{SB}}(V)/I'_{\mathrm{SB}}(V) \leq e/kT$, $l_J \approx 100$ нм, $\eta = 1.15\times10^{-2}$, мы находим $r_{\mathrm{SB}} \lesssim$ $\lesssim 60$ мкВ см^2/Вт. Эта верхняя оценка чувствительности барьера Шоттки в 3...6 раз превышает чувствительность по механизму ЭФУ $r_{\mathrm{pd}} = 2\alpha/(\omega e n_{2d})$ при $\omega/2\pi = 1$ ТГц и $n_{2d} = 10^{11}$ см$^{-2}$. В действительности, характеристики выпрямляющего типа барьера Шоттки никогда не наблюдаются для металлических контактов с бесщелевым графеном. Контакт в значительной степени омический, а его небольшая остаточная нелинейность определяется фототермоэлектрическим эффектом, как показано в экспериментальных измерениях второй гармоники напряжения [47]. Выпрямление барьером Шоттки актуально для металлических контактов с квантовыми ямами GaAs [48]. Даже в этом случае оно исчезает в s-поляризации из-за отсутствия падения напряжения на барьерном слое, в то время как фотонное увлечение сохраняется.

Обычный фотоэлектрический эффект из-за генерации электрон-дырочных пар и их разделения встроенным полем также может присутствовать на интерфейсе. Согласно [49], отношение соответствующего фотонапряжения V_{pve} к термоэлектрическому V_{pte} равно $(\tau_r/\tau_\varepsilon)(eV_{\mathrm{bi}}/\hbar\omega)$, где τ_r – время межзонной рекомбинации, а $eV_{\mathrm{bi}} \sim 0.1$ эВ – высота встроенного барьера Шоттки. Приведенная выше оценка предполагала, что поглощение ЭМ волны приводит к межзонной генерации, что возможно, если $\hbar\omega > \{E_g, 2\varepsilon_F\}$. Это исключает фотоэлектрический эффект на терагерцовых частотах и даже выше, если 2ДЭС имеет запрещенную зону. В узкощелевых 2ДЭС, таких как графен и его бислой, нормальный фотоэлектрический эффект дополнительно подавляется из-за быстрой Оже-рекомбинации, $\tau_r/\tau_\varepsilon \ll 1$ [50]. Аналогичное рассуждение применимо к эффекту Дембера, основанному на избыточных электронах и дырках. Исключительный случай, когда нормальный фотоэлектрический эффект может быть доминирующим, представлен узкими квантовыми ямами HgTe, где Оже-процессы подавляются благодаря особой дисперсии электронов и дырок [51].

Наконец, мы оцениваем чувствительность по механизму "обычного" фотонного увлечения $r^{(0)}_{\mathrm{pd}}$ при наклонном освещении 2ДЭС с конечным k_x и конечной длиной L. Применяя (10) к полю $\mathbf{E} \propto e^{ik_x x}$, находим

$$r^{(0)}_{\mathrm{pd}} = -\frac{2}{\omega e n_{2d}}\eta'(k_x L)\frac{|E_x|^2 + |E_y|^2}{|E_0|^2} \sim \eta'(k_x L) r_{\mathrm{pd}}. \tag{33}$$

Мы видим, что "обычное" фотонное увлечение отличается от увлечения на контакте множителями η' (фактор поглощения) и $k_x L$ (фактор светового импульса). Первый множитель много меньше единицы для графена и большинства квантовых ям. Второй множитель меньше единицы для субволновых устройств. Исключительный случай, когда "обычное" фотонное увлечение может доминировать над контактным увлечением, представлен квантовыми ямами GaAs большой площади с "релятивистской" проводимостью $\eta' \sim 1$ [52].

В заключение, мы разработали теорию фотонного увлечения на границе раздела между металлом и двумерным полупроводником. Увлечение возникает из-за локального структурирования ближнего ЭМ поля при рассеянии на металлическом контакте. Учет этих модификаций поля и такого рода увлечения должен быть важен при интерпретации экспериментов по детектированию терагерцового излучения с субволновыми структурами [25]. Фотонапряжение при фотонном увлечении на контакте не содержит типичных параметров малости, связанных с малым импульсом фотона и низким поглощением (большинством) двумерных систем. Мы сформулировали теорию в терминах высокочастотной 2D-проводимости σ_ω, независимо от ее микроскопической природы. Таким образом, теория должна быть применима к различным 2ДЭС, включая графен, квантовые ямы III–V и II–VI групп, а также халькогениды переходных металлов.

Д. Свинцов благодарен Михаилу Дурневу за указание на возможность фотонного увлечения на контакте металла и 2ДЭС.

Финансирование работы. Работа поддержана грантом Российского научного фонда # 21-79-20225.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. A. F. Gibson, M. F. Kimmitt, and A. C. Walker, Appl. Phys. Lett. **17**, 75 (1970).
2. S. Ganihev, S. Emel'yanov, and I. Yaroshetskii, Semicondutors **17**, 436 (1983).
3. J. Karch, P. Olbrich, M. Schmalzbauer et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **105**, 227402 (2010).
4. S. Stachel, G. V. Budkin, U. Hagner, V. V. Bel'kov, M. M. Glazov, S. A. Tarasenko, S. K. Clowes, T. Ashley,

A. M. Gilbertson, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **89**, 115435 (2014).
5. V. Shalygin, H. Diehl, C. Hoffmann, S. Danilov, T. Herrle, S. A. Tarasenko, D. Schuh, C. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, and S. D. Ganichev, LETP Lett. **84**, 570 (2007).
6. M. V. Entin, L. I. Magarill, and D. L. Shepelyansky, Phys. Rev. B **81**, 165441 (2010).
7. M. Entin, M. Mahmoodian, and L. Magarill, Phys. E: Low-Dimens. Syst. Nanostructures **42**, 1220 (2010).
8. L. I. Magarill and M. V. Éntin, LETP Lett. **78**, 213 (2003).
9. N. Noginova, A. V. Yakim, J. Soimo, L. Gu, and M. A. Noginov, Phys. Rev. B **84**, 1 (2011).
10. V. V. Popov, D. V. Fateev, E. L. Ivchenko, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **91**, 235436 (2015).
11. P. Olbrich, J. Kamann, M. König, J. Munzert, L. Tutsch, J. Eroms, D. Weiss, M.-H. Liu, L. E. Golub, E. L. Ivchenko, V. V. Popov, D. V. Fateev, K. V. Mashinsky, F. Fromm, T. Seyller, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **93**, 075422 (2016).
12. V. V. Popov, Appl. Phys. Lett. **102**, 253504 (2013).
13. A. A. Gunyaga, M. V. Durnev, and S. A. Tarasenko, Phys. Rev. B **108**, 115402 (2023).
14. A. Satou and S. A. Mikhailov, Phys. Rev. B **75**, 1 (2007).
15. I. V. Zagorodnev, A. A. Zabolotnykh, D. A. Rodionov, and V. A. Volkov, Nanomaterials **13**, 975 (2023).
16. J. Duan, F. J. Alfaro-Mozaz, J. Taboada-Gutiérrez et al. (Collaboration), Adv. Mater. **34**, 2104954 (2022).
17. A. Woessner, P. Alonso-González, M. B. Lundeberg et al. (Collaboration), Nat. Commun. **7**, 10783 (2016), 1508.07864.
18. A. Soltani, F. Kuschewski, M. Bonmann, A. Generalov, A. Vorobiev, F. Ludwig, M. M. Wiecha, D. Cibiraite, F. Walla, S. Winnerl, S. C. Kehr, L. M. Eng, J. Stake, and H. G. Roskos, Light Sci. Appl. **9**, 97 (2020).
19. P. Alonso-Gonzalez, A. Y. Nikitin, F. Golmar, A. Centeno, A. Pesquera, S. Velez, J. Chen, G. Navickaite, F. Koppens, A. Zurutuza, F. Casanova, L. E. Hueso, and R. Hillenbrand, Science **344**, 1369 (2014).
20. G. X. Ni, A. S. McLeod, Z. Sun, L. Wang, L. Xiong, K. W. Post, S. S. Sunku, B.-Y. Jiang, J. Hone, C. R. Dean, M. M. Fogler, and D. N. Basov, Nature **557**, 530 (2018).
21. M. I. Petrov, S. V. Sukhov, A. A. Bogdanov, A. S. Shalin, and A. Dogariu, Laser Photonics Rev. **10**, 116 (2016).
22. A. S. Shalin, S. V. Sukhov, A. A. Bogdanov, P. A. Belov, and P. Ginzburg, Phys. Rev. A **91**, 063830 (2015).
23. K. J. Tielrooij, M. Massicotte, L. Piatkowski, A. Woessner, Q. Ma, P. Jarillo-Herrero, N. F. van Hulst, and F. H. L. Koppens, J. Phys. Condens. Matter **27**, 164207 (2015).
24. K. J. Tielrooij, L. Piatkowski, M. Massicotte, A. Woessner, Q. Ma, Y. Lee, K. S. Myhro, C. N. Lau, P. Jarillo-Herrero, N. F. van Hulst, and F. H. L. Koppens, Nat. Nanotechnol. **10**, 437 (2015); 1504.06487.
25. S. Candussio, M. V. Durnev, S. A. Tarasenko, J. Yin, J. Keil, Y. Yang, S.-K. Son, A. Mishchenko, H. Plank, V. V. Bel'kov, S. Slizovskiy, V. Fal'ko, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **102**, 045406 (2020).
26. A. Sommerfeld, Mathematische Annalen **47**, 317 (1896).
27. M. Dyakonov and M. Shur, IEEE Trans. Electron Devices **43**, 380 (1996).
28. M. Sakowicz, M. B. Lifshits, O. A. Klimenko, F. Schuster, D. Coquillat, F. Teppe, and W. Knap, J. Appl. Phys. **110**, 054512 (2011).
29. A. Lisauskas, U. Pfeiffer, E. Öjefors, P. H. Bolívar,D. Glaab, and H. G. Roskos, J. Appl. Phys. **105**, 114511 (2009).
30. Y. Matyushkin, S. Danilov, M. Moskotin, V. Belosevich, N. Kaurova, M. Rybin, E. D. Obraztsova, G. Fedorov, I. Gorbenko, V. Kachorovskii, and S. Ganichev, Nano Lett. **20**, 7296 (2020); 2007.01035.
31. A. Tomadin and M. Polini, Phys. Rev. B **88**, 205426 (2013).
32. D. V. Fateev, K. V. Mashinsky, and V. V. Popov, Appl. Phys. Lett. **110**, 061106 (2017).
33. F. Ludwig, H. G. Roskos, and R. Borsche, arXiv preprint arXiv:2405.18764 (2024).
34. V. Semkin, D. Mylnikov, E. Titova, S. Zhukov, and D. Svintsov, Appl. Phys. Lett. **120**, 191107 (2022).
35. F. Xia, T. Mueller, R. Golizadeh-Mojarad, M. Freitage, Y. M. Lin, J. Tsang, V. Perebeinos, and P. Avouris, Nano Lett. **9**, 1039 (2009).
36. N. M. Gabor, J. C. W. Song, Q. Ma, N. L. Nair, T. Taychatanapat, K. Watanabe, T. Taniguchi, L. S. Levitov, and P. Jarillo-Herrero, Science **334**, 648 (2011).
37. E. Nikulin, D. Mylnikov, D. Bandurin, and D. Svintsov, Phys. Rev. B **103**, 085306 (2021).
38. D. Svintsov and A. Shabanov, JETP Lett. (2025); https://link.springer.com/article/10.1134/S0021364024604263.
39. E. Mönch, S. O. Potashin, K. Lindner, I. Yahniuk, L. E. Golub, V. Y. Kachorovskii, V. V. Bel'kov, R. Huber, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Eroms, D. Weiss, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **105**, 045404 (2022).
40. Q. Ma, N. M. Gabor, T. I. Andersen, N. L. Nair, K. Watanabe, T. Taniguchi, and P. Jarillo-Herrero, Phys. Rev. Lett. **112**, 247401 (2014).
41. E. L. Ivchenko, Phys. Solid State **56**, 2514 (2014).
42. T. B. A. Senior and D. R. Hartree, Proc. R. Soc. London A **213**, 436 (1952).
43. S. A. Mikhailov and K. Ziegler, Phys. Rev. Lett. **99**, 016803 (2007).

44. D. Svintsov, V. Vyurkov, S. Yurchenko, T. Otsuji, and V. Ryzhii, J. Appl. Phys. **111**, 1 (2012).
45. T. Low, V. Perebeinos, R. Kim, M. Freitag, and P. Avouris, Phys. Rev. B **86**, 045413 (2012).
46. D. A. Bandurin, I. Gayduchenko, Y. Cao, M. Moskotin, A. Principi, I. V. Grigorieva, G. Goltsman, G. Fedorov, and D. Svintsov, Appl. Phys. Lett. **112**, 141101 (2018).
47. X. Cai, A. B. Sushkov, R. J. Suess, M. M. Jadidi, G. S. Jenkins, L. O. Nyakiti, R. L. Myers-Ward, S. Li, J. Yan, D. K. Gaskill, T. E. Murphy, H. D. Drew, and M. S. Fuhrer, Nat. Nanotechnol. **9**, 814 (2014).
48. V. M. Muravev and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. **100**, 082102 (2012).
49. J. C. W. Song, M. S. Rudner, C. M. Marcus, and L. S. Levitov, Nano Lett. **11**, 4688 (2011).
50. G. Alymov, V. Vyurkov, V. Ryzhii, A. Satou, and D. Svintsov, Phys. Rev. B **97**, 205411 (2018); 1709.09015.
51. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, M. S. Zholudev, A. A. Dubinov, V. Y. Aleshkin, V. V. Utochkin, M. A. Fadeev, K. E. Kudryavtsev, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, V. I. Gavrilenko, and F. Teppe, ACS Photonics **8**, 3526 (2021).
52. P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, A. A. Zagitova, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. **121**, 176804 (2018).