

Идеальное поглощение структурами “металл–двумерная система” со сверхблизким расположением отражателя¹⁾

К. Капралов⁺, В. Атласов⁺, А. Хисамеева*, В. Муравьев[×], Д. Свинцов⁺²⁾

⁺Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

*Institute of Solid State Physics, Vienna University of Technology, 1040 Vienna, Austria

[×]Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черногловка, Россия

Поступила в редакцию 27 мая 2026 г.

После переработки 23 июня 2026 г.

Принята к публикации 30 июня 2026 г.

Электромагнитное поглощение большинством двумерных электронных систем обычно значительно ниже единицы, что препятствует как их практическим применениям в фотодетектировании, так и фундаментальным исследованиям их оптических свойств. Здесь мы показываем, что периодическая структура, состоящая из узких участков двумерной системы, соединенных с широкими идеально проводящими металлическими контактами, обеспечивает высокое поглощение. Оно достигает 50 % при условии, что фактор заполнения двумерной системой f равен ее безразмерной проводимости $\eta = \sigma Z_0/2$, где Z_0 – импеданс свободного пространства. Поглощение дополнительно увеличивается до 100 %, если периодическая структура размещена над идеально проводящим электромагнитным отражателем, и при условии $f = 2\eta$. Удивительно, но оптимальное расстояние между двумерной системой и отражателем может быть значительно меньше четверти длины волны падающего излучения $\lambda_0/4$, которое считалось обычным условием усиления поглощения в оптике. Для малых факторов заполнения $f \ll 1$, больших диэлектрических проницаемостей подложки и периодов решетки, сравнимых с λ_0 , оптимальное расстояние до отражателя стремится к нулю. Выше критических значений геометрических параметров решетки максимум поглощения перестает существовать. Критическое поведение проявляется как резонанс большой амплитуды в “грязной” двумерной системе с чисто вещественной проводимостью, в то время как увеличение времени релаксации импульса носителей понижает высоту резонанса. Такой резонанс имитирует плазмонный, но не требует высокой электронной подвижности.

DOI: 10.7868/S3034576626080171

I. Введение. Коэффициент поглощения тонких пленок и двумерных (2d) полупроводниковых структур является ключевой величиной для электромагнитных детекторов и фундаментальных спектроскопических исследований. Величина этого коэффициента α допускает мультипликативное разложение на “материальный” и “электромагнитный” факторы:

$$\alpha = \alpha_0 \times \frac{|\mathbf{E}|^2}{|\mathbf{E}_0|^2}, \quad (1)$$

где $\mathbf{E}$ – локальное электрическое поле на поверхности пленки, $\mathbf{E}_0$ – поле в падающей волне, а $\alpha_0 = \text{Re}\sigma Z_0$ – материальное поглощение. Последнее определяется динамической проводимостью пленки на единицу площади $\text{Re}\sigma$ и импедансом свободного пространства Z_0 , равным $4\pi/c$ в гауссовой системе и 377 Ом в системе СИ.

“Материальный” фактор поглощения α_0 значительно ниже единицы для многих двумерных электронных систем (2ДЭС) и 2d-материалов, что представляет собой серьезное препятствие для их оптоэлектронных применений и фундаментальных спектроскопических исследований их свойств. Наиболее ярким примером является графен, демонстрирующий $\alpha_0 = 2.3\%$ в области разрешенных межзонных переходов [1]. Недавние исследования выявили сравнимые значения коэффициента поглощения для других 2d-материалов [2, 3], в то время как более ранние работы сообщали об α_0 порядка нескольких процентов для квантовых ям из теллурида кадмия-ртути [4, 5]. На другой стороне электромагнитного спектра, т.е. в терагерцовом диапазоне, поглощение α_0 определяется свободными носителями [6, 7]. Примечательно, что оно также часто значительно ниже единицы. Действительно, сопротивление по постоянному току в узкозонных двумерных системах в точке зарядовой нейтральности (в графене и квантовых ямах HgTe)

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

¹⁾e-mail: svintcov.da@mipt.ru

составляет порядка $\rho_{dc} \approx 10...50$ кОм [8]. Это соответствует низкочастотному поглощению $\alpha_0 \sim 1...4\%$. Исключением из правила малого α_0 являются квантовые ямы с высокой плотностью носителей и большим временем релаксации импульса, где $\text{Re}\sigma$ может быть сравнимо с Z_0^{-1} [9, 10].

Наличие “электромагнитного фактора” $|\mathbf{E}/\mathbf{E}_0|^2$ может как усиливать, так и ослаблять полное поглощение, в зависимости от диэлектрического окружения. Для тонкой пленки в однородном диэлектрике $|\mathbf{E}/\mathbf{E}_0|^2 = |1 + \sigma Z_0/2|^{-2}$, что приводит к “согласованному” поглощению $\alpha = 50\%$ при условии $\sigma Z_0/2 = 1$. Этот факт широко используется для оптимизации тонкопленочных металлических болометров [11]. Такое согласование недостижимо для 2ДЭС с $\alpha_0 \ll 1$. Кроме того, поглощение 2ДЭС становится еще меньше в электромагнитных экспериментах с управляемой концентрацией носителей. Такое управление требует наличия высокопроводящего затвора под 2ДЭС на расстояниях d порядка сотен нанометров [12–15]. Отражение излучения от затвора сопровождается сдвигом фазы на π , что приводит к интерференционному подавлению электромагнитного фактора $|\mathbf{E}/\mathbf{E}_0|^2 \ll 1$. Конечно, в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах интерференционное подавление может смениться усилением при $d = \lambda_0/4n_{\text{sub}}$, где n_{sub} – показатель преломления подложки, а λ_0 – длина волны в вакууме [16]. Этот принцип усиленного поглощения восходит к Солсбери [17, 18] и, по сути, делает монослои графена видимыми [19]. Однако такое усиление вряд ли возможно в дальнем инфракрасном и терагерцовом диапазонах, где $\lambda_0/4 \approx 1...100$ мкм превышает достижимые толщины затворных диэлектриков.

Стратегии электромагнитного усиления поглощения включают вертикальные резонаторы Фабри–Перо [16], металлические плазмонные решетки [20] и метаповерхности сложной формы, совмещенные с 2ДЭС [21–23]. Большинство этих решений позволяют повысить поглощение резонансным образом, т.е. в узкой окрестности центральной частоты. Не существует общего правила для разработки концентраторов света на основе метаповерхностей, и их проектирование представляет собой сложную задачу, включающую численные алгоритмы оптимизации [24], часто с применением машинного обучения [25].

Здесь мы теоретически демонстрируем возможность сильного широкополосного поглощения в 2ДЭС с периодическими идеально проводящими металлическими контактами. Структура показана на рис. 1. Мы показываем, что падающее поле вытесняется из металлов и концентрируется в сла-

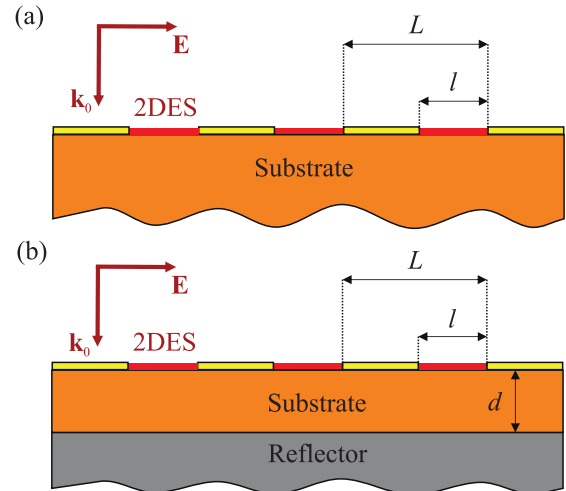


Рис. 1. (Цветной онлайн) Структуры поглотителей металл-2ДЭС. Одномерная периодическая структура, содержащая участок 2ДЭС длиной l и металлические контакты длиной L , освещаемая нормально падающей электромагнитной волной без отражателя (a) и с идеально проводящим отражателем, отделенным от плоскости 2ДЭС диэлектрической подложкой толщиной d (b)

бопроводящей 2ДЭС. Поглощение максимизируется при условии, что фактор заполнения f периодической структуры, т.е. отношение длины 2ДЭС l к периоду L , $f = l/L$, равен вещественной части безразмерной проводимости 2ДЭС $\eta' = \sigma' Z_0/2$. Для периодической структуры в однородной диэлектрической среде и чисто вещественной проводимости 2ДЭС максимальное поглощение достигает 50%. Далее, если структура помещена на расстоянии d над идеально проводящим отражателем, максимальное поглощение повышается до 100% и имеет место при условии $2\eta' = l/L$. Наиболее удивительно, что максимизация может происходить при сверхмалых расстояниях между 2ДЭС и отражателем, $d \ll \lambda_0/4n_{\text{sub}}$, где n_{sub} – показатель преломления подложки. Физическая причина согласования при сверхмалых d заключается в большом набеге фазы, приобретаемом полем, прошедшим через решетку с емкостным импедансом $\Delta\Phi_c$, который добавляется к геометрическому набегу фазы волны между 2ДЭС и отражателем. Максимизация поглощения с тонкими диэлектрическими слоями может значительно способствовать терагерцовым оптоэлектронным экспериментам с 2ДЭС, управляемыми затвором.

Несколько связанных предложений по усилению поглощения следует упомянуть перед нашим обсуждением. Джадиди с соавт. [26] теоретически показали возможность 50%-ного поглощения в периодической

структуре металл-графен, но только в плазмонно-резонансном режиме. Ванг и Третьяков [27] предложили двумерную метаповерхность с широкими металлическими площадками и узкими щелями, заполненными графеном, вывели аналогичные условия максимизации поглощения, но не выявили возможного идеального поглощения для глубоко субволновых расстояний до отражателя. Чен с соавторами [28] экспериментально реализовали такую метаповерхность и продемонстрировали идеальное поглощение на практике, используя отражатель, расположенный на “обычном” расстоянии $d = \lambda_0/4n_{\text{sub}}$. Кузнецов с соавт. реализовали сверхтонкие поглотители аналогичного типа с использованием поглощающих диэлектриков, а не 2ДЭС [29, 30]. Исследования метаповерхностей на основе металлов восходят к Брауну [31, 32], который показал возможность достижения индуктивного или емкостного импеданса в системе из металлических полос в зависимости от ориентации электрического поля. Пендри с соавторами вновь обратились к индуктивному импедансу тонких металлических проводов [33] и продемонстрировали низкочастотный аналог плазмонного резонанса в среде из ориентированных проводов [34]. В работе [35] использовался индуктивный характер полосовой метаповерхности для создания резонатора типа Фабри–Перо на суб-терагерцовых частотах.

II. Теоретическая модель. Рассматриваемая структура показана на рис. 1. Она представляет собой одномерную периодическую последовательность участков 2ДЭС длиной l и идеально проводящих металлических контактов длиной $L - l$, где L – пространственный период. Структура размещена над подложкой с диэлектрической проницаемостью ε_{sub} , идеально проводящий затвор может быть помещен на расстоянии d под решеткой. Электромагнитная волна падает нормально на структуру, ее электрическое поле перпендикулярно металлическим контактам. Выбирая плоскость 2d структуры как $z = 0$ и направляя ось x по нормали к контактам 2ДЭС-металл, запишем падающее поле как $\mathbf{E}_{\text{inc}} = \mathbf{e}_x E_0 e^{-i\omega t}$.

Расчет электромагнитного поглощения основан на полуаналитическом решении уравнений Максвелла. Как 2ДЭС, так и металлическая решетка и отражатель изменяют падающее поле, так что локальное поле $E(x)$ в плоскости 2ДЭС ($z = 0$) значительно отличается от E_0 . Чтобы найти $E(x)$, мы сначала связываем его преобразование Фурье $E(q)$ с преобразованием Фурье поверхностного тока $J(q)$ в 2ДЭС:

$$Z_0 J(q) = g(q) [E(q) - \tilde{E}_0(q)], \quad (2)$$

где $\tilde{E}_0(q)$ – преобразование Фурье поля на верхней кромке подложки в отсутствие 2ДЭС, а $g(q)$ – фундаментальное решение двумерного волнового уравнения в представлении Фурье. Оно находится путем преобразования Фурье волнового уравнения по координате x и решения полученного дифференциального уравнения второго порядка на функцию $E(q, z)$ относительно координаты z . Результат для $g(q)$ в структуре на рис. 1b имеет вид

$$g(q) = ik_0 \left(\frac{1}{\kappa_1(q)} + \frac{\varepsilon}{\kappa_\varepsilon(q)} \frac{1 + e^{-2\kappa_\varepsilon d}}{1 - e^{-2\kappa_\varepsilon d}} \right), \quad (3)$$

где $\kappa_\varepsilon(q) = [q^2 - \varepsilon_{\text{sub}} k_0^2]^{1/2}$ – константа затухания электромагнитного поля вне 2ДЭС. Первый член (3) можно отнести к распространению поля в среде над 2ДЭС, а второй – к распространению поля в подложку с диэлектрической проницаемостью ε_{sub} . Для “излучательных” волновых векторов $q < \sqrt{\varepsilon_{\text{sub}}} k_0$ константа затухания переходит в константу распространения с выбором знака $\kappa_\varepsilon(q) \rightarrow -i\sqrt{\varepsilon_{\text{sub}} k_0^2 - q^2}$.

После того как связь между Фурье-компонентами тока $J(q)$ и поля $E(q)$ установлена, существует два способа перехода к формулировке уравнения на поле в реальном пространстве. В одном случае [36] $E(x)$ может быть представлено как свертка токов $J(x')$ во всех других пространственных точках, ядром свертки является обратное преобразование Фурье от $g^{-1}(q)$. Во втором случае ток $J(x)$ записывается как свертка $E(x')$ по точкам x' ; ядром свертки является обратное преобразование Фурье от $g(q)$. Второй метод предпочтителен для структур, включающих идеальные проводники [37, 38]. Поскольку поле внутри проводника равно нулю, свертка электрического поля охватывает только малую область $x \in [-l/2; l/2]$. Физически локальное поле $E(x)$ внутри 2ДЭС однозначно определяет поля и токи во всем окружающем пространстве. Мы далее выполняем обратное преобразование Фурье (3) вторым методом и дополняем полученное интегральное уравнение локальным законом Ома $J(x) = \sigma E(x)$, получая таким образом

$$Z_0 \sigma E(x) = \int_{-L/2}^{L/2} dx g(x - x') E(x') + 2E_0, \quad (4)$$

$$g(x - x') = \frac{1}{L} \sum_{q_n} g(q_n) e^{iq_n(x - x')}, \quad (5)$$

здесь $q_n = 2\pi n/L$ – набор векторов обратной решетки. В дальнейшем анализе мы рассмотрим две модели частотной дисперсии проводимости: модель Друде, применимую для низких частот (в терагерцовом

диапазоне и ниже), и частотно-независимую модель, применимую для графена выше края межзонного поглощения. В принципе, решение (4) выполнимо для произвольной модели частотной дисперсии проводимости $\sigma(\omega)$, так как на заданной частоте излучения σ действует как внешний числовой параметр.

Мы переходим к разложению $E(x)$ в (4) по ортогональному базису полиномов Лежандра [37]. Благодаря симметрии задачи и четности падающего поля в разложении вклад дают только четные полиномы:

$$E(x) = E_0 \sum_{m=0}^{+\infty} c_m P_{2m}(2x/l). \quad (6)$$

Вводя представление (6) в (4) и вычисляя интегралы по x и x' явно, мы находим матричное представление задачи рассеяния

$$M_{km} c_m = \delta_{k0}, \quad (7)$$

$$M_{km} = \frac{\delta_{mk}}{4k+1} \eta + \frac{f}{2} [in_{\text{sub}} \cot(n_{\text{sub}} k_0 d) + 1] \delta_{k0} \delta_{m0} - (-1)^{k+m} f \sum_{n=1}^{+\infty} g(q_n) j_{2k}(\pi n f) j_{2m}(\pi n f), \quad (8)$$

где мы ввели безразмерную проводимость 2ДЭС $\eta = \sigma Z_0/2$, показатель преломления подложки $n_{\text{sub}} = \varepsilon_{\text{sub}}^{1/2}$ и символ Кронекера δ_{mk} . Сферические функции Бесселя порядка k , $j_k(\pi n f)$, появляются в (8) при переходе от представления Фурье к представлению полиномов Лежандра $\int_{-1}^1 e^{iy\xi} P_k(\xi) d\xi = 2i^k j_k(y)$.

Дальнейшее решение должно выполняться численно путем урезания матрицы M_{km} до некоторого конечного размера k_{max} . Как только локальное поле, параметризуемое коэффициентами c_m , найдено, поглощение α легко вычисляется с помощью закона Джоуля–Ленца для поглощенной мощности и теоремы Пойнтинга для интенсивности падающей волны:

$$\alpha = 2f\eta' \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|c_n|^2}{2n+1}. \quad (9)$$

Решение линейной системы (8) сходится быстро даже при малом размере усеченной матрицы $k_{\text{max}} = 1 \dots 10$. Поучительно, что аппроксимация поля одним полиномом Лежандра $P_0(2x/L) \equiv 1$, $E(x) = E_0 c_0$ асимптотически точна в низкочастотном пределе. Действительно, ток не может накапливаться или теряться в пределе нулевой частоты согласно уравнению непрерывности $\partial_t Q + \partial_x J = 0$. Отсюда следует, что локальное поле является координатно-независимой

константой. Константа c_0 , однако, не близка к единице, т.е. величина поля существенно модифицируется периодической структурой.

Сохранение только одного полинома в разложении поля соответствует представлению задачи рассеяния в виде сосредоточенной эквивалентной электрической схемы [26, 27]. Чтобы сделать эту связь более ясной, мы умножаем обе части (8) на $2E_0/Z_0$ и сохраняем только матричный элемент M_{00} . Это дает

$$\frac{2E_0}{Z_0} = [\sigma + G_{\text{rad}} - i\omega C_{\text{eff}}] E, \quad (10)$$

$$G_{\text{rad}} = \frac{f}{Z_0} [in_{\text{sub}} \cot(n_{\text{sub}} k_0 d) + 1], \quad (11)$$

$$C_{\text{eff}} = 2f\varepsilon_0 \sum_{n=1}^{+\infty} \left[\frac{1}{\kappa_1(q_n)} + \frac{\varepsilon}{\kappa_\varepsilon(q_n)} \frac{1 + e^{-2\kappa_\varepsilon d}}{1 - e^{-2\kappa_\varepsilon d}} \right] j_0^2(\pi n f). \quad (12)$$

Представление эквивалентной схемы непосредственно следует из (10). Источник электрического тока величиной $2E_0/Z_0$ питает 2ДЭС с проводимостью σ , излучательную проводимость G_{rad} и одновременно заряжает конденсатор C_{eff} , образованный между двумя металлическими площадками. Все каналы проводимости включены параллельно, образуя эффективный адмиттанс $Y = \sigma + G_{\text{rad}} - i\omega C_{\text{eff}}$. Величина тока эффективного источника $2E_0/Z_0$ равна поверхностной плотности тока в идеально проводящем металле, необходимой для полного экранирования падающего поля.

Представление эквивалентной схемы (10) строго выведено из спектрального подхода к уравнениям Максвелла. Его преимущество по сравнению с подходом эквивалентной схемы из работы [27] заключается в точном определении излучательной проводимости и эффективной емкости C_{eff} . Мы далее увидим, что C_{eff} существенно модифицируется отражателем, что, в свою очередь, приводит к электромагнитному согласованию со сверхмалыми расстояниями d .

III. Результаты: усиленное поглощение периодической решеткой “металл – 2ДЭС”.

А. Широкополосное пятидесятипроцентное поглощение без отражателей. Первое замечательное свойство одномерной метаповерхности, включающей периодические расположенные металлические и 2ДЭС участки, – это ее высокое поглощение в широком диапазоне частот без каких-либо плазмонных эффектов (т.е. для чисто вещественной проводимости 2ДЭС $\eta = \eta'$) и нижних отражателей. Это свойство проявляется уже на уровне приближения постоянного поля и далее подтверждается полным численным решением электромагнитной задачи (8).

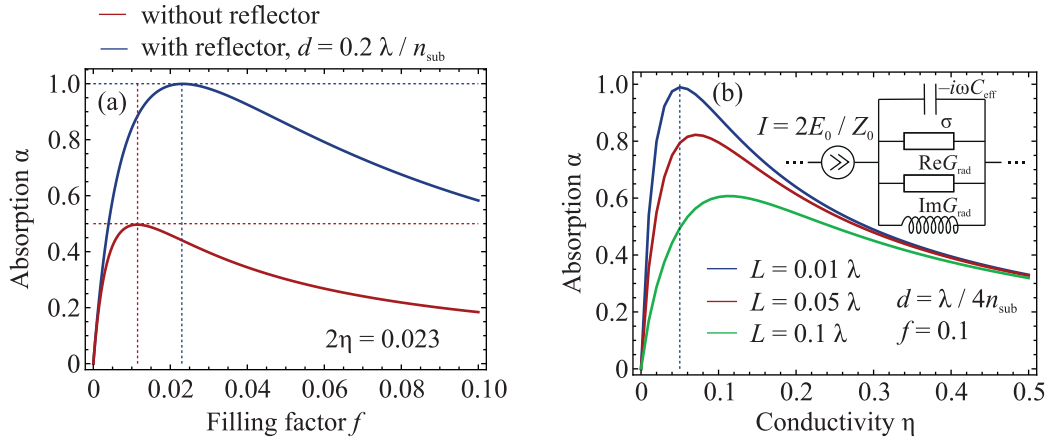


Рис. 2. (Цветной онлайн) Идеальное поглощение в 2ДЭС, контактирующих с металлами. (а) – Поглощение α как функция фактора заполнения f для структуры без отражателя с $n_{\text{sub}} = 1$ (красная кривая) и с отражателем с $n_{\text{sub}} = 2$ (синяя кривая). Горизонтальные пунктирные линии указывают соответствующие уровни максимального поглощения, а вертикальные пунктирные линии отмечают оптимальные факторы заполнения: красная пунктирная линия соответствует $f = \eta$, а синяя пунктирная линия соответствует $f = 2\eta$. (б) – Поглощение α как функция проводимости η для структуры с отражателем с $n_{\text{sub}} = 2$ для различных периодов решетки. Вертикальная пунктирная линия отмечает оптимальную проводимость $\eta = f/2$. На вставке: представление структуры эквивалентной электрической схемой

Чтобы вывести условия максимизации поглощения, мы исключаем отражатель из рассмотрения, полагая $d \rightarrow \infty$, $k_0 = k'_0 + i\delta$ в (10), находим локальное поле $E = c_0 E_0$ и подставляем результат в выражение для поглощения (9). Это приводит к следующему выражению для поглощения

$$\alpha(\eta') \approx \frac{2f\eta'}{(\eta' + f\frac{n_{\text{sub}}+1}{2})^2 + (2f\frac{L}{\lambda_0}S)^2}, \quad (13)$$

$$S = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j_0^2(\pi n f)}{\sqrt{n^2 - (L/\lambda_0)^2}}, \quad (14)$$

где мы ввели безразмерный фактор экранирования S , отвечающий за межщелевую емкость. Мы видим, что емкостные эффекты пренебрежимы для поглощения в субволновых решетках с $L/\lambda_0 \ll 1$. Действительно, в этом пределе и для $f \ll 1$ мы можем оценить $S \approx 3/2 - \ln(2\pi f)$. Большой логарифмический фактор $-\ln(2\pi f)$ в емкости не может компенсировать малость L/λ_0 .

Условия максимизации поглощения, следующие из (13) для субволновых решеток, принимают вид

$$\eta'_{\text{opt}} = f \frac{n_{\text{sub}} + 1}{2}, \quad \alpha(\eta'_{\text{opt}}) = \frac{1}{n_{\text{sub}} + 1}. \quad (15)$$

Эти условия означают, что 2ДЭС с изначально малым материальным поглощением $\alpha_0 \equiv 2\eta' \ll 1$ может поглощать до 50 % падающего излучения, если она помещена в узкие щели (с $f \sim \eta'$) между парал-

лельными металлическими контактами. В качестве интерпретации эффекта заметим, что падение электрического потенциала на элементарной ячейке $E_0 L$ концентрируется в узкой щели, заполненной 2ДЭС, так что локальное поле $E \approx E_0 L/l$ заметно усиливается. Усиление насыщается при $f \sim \eta'$, что соответствует максимуму поглощения. На языке линий передачи эффективный адмиттанс нагрузки, видимый падающей волной, равен не σ , а σ/f из-за концентрации поля между металлическими элементами. Эта величина легко достигает адмиттанса свободного пространства $2/Z_0$, что обеспечивает 50 %-ное поглощение. Зависимость поглощения от фактора заполнения, вычисленная с помощью (13), показана на рис. 2а для $\epsilon_{\text{sub}} = 1$; она действительно достигает 1/2 при $f = \eta'$.

Большое поглощение (15), достигающее 50 % для равных показателей преломления подложки и среды над 2ДЭС, является широкополосным в следующем смысле. Оно остается постоянным в диапазоне частот, где дисперсия проводимости $\sigma(\omega)$ пренебрежима и частота мала, так что выполняется условие субволновости L/λ_0 . Рассмотрим, например, графен в точке нейтральности с $\rho_{dc} \approx 10$ кОм, подложку из кремния с $n_{\text{sub}} \approx 3.5$ в терагерцовом диапазоне. Максимизация поглощения происходит при $f = 8.5 \times 10^{-3}$, α_{max} достигает 22 %. Для периода решетки $L = 100$ мкм ($l = 850$ нм) большое поглощение сохранялось бы вплоть до длины волны $\lambda_0 \sim L = 100$ мкм. Другими словами, большое 22 %-ное поглощение сохранялось бы от почти нулевых частот до $\omega/2\pi \sim 3$ ТГц.

В. Идеальное поглощение с глубоко субволновым расстоянием до отражателя. Хотя метаповерхности на основе узких щелей между металлами, заполненными 2ДЭС, позволяют получить большое и широкополосное поглощение, их можно улучшить в следующих аспектах. Во-первых, максимальное поглощение $[n_{\text{sub}} + 1]^{-1}$ все еще ниже единицы, особенно для оптически плотных подложек. Во-вторых, требование к ширине щели $f = \eta'$ может быть очень жестким: уже для терагерцового диапазона и $\eta \sim 10^{-2}$ мы сталкиваемся с необходимостью изготавливать щели шириной порядка сотен нанометров.

Вышеуказанные проблемы частично решаются размещением идеально проводящего экрана на расстоянии d под периодической структурой металл-2ДЭС. Экран не обязательно должен быть металлическим. В частности, высоколегированные кремниевые подложки, используемые в качестве нижних затворов в экспериментах с 2d-материалами [13, 39], обеспечивают почти идеальное отражение в терагерцовом диапазоне. Мы переходим к изучению поглощения метаповерхностями металл-2ДЭС с нижним отражателем, используя приближение однородного поля (10) и дополняя наши результаты полным численным анализом.

Рисунок 2b показывает вычисленную зависимость поглощения метаповерхности от проводимости 2ДЭС η при наличии “обыкновенно” расположенного отражателя с $d = \lambda_0/4n_{\text{sub}}$. Элементарная ячейка метаповерхности является субволновой с L/λ_0 в диапазоне от 0.01 до 0.1, фактор заполнения $f = 0.1$, показатель преломления подложки $n_{\text{sub}} = 2.0$. Важны три свойства этой зависимости. Во-первых, максимум поглощения достигает уже 100 % несмотря на то, что показатель преломления подложки превышает единицу. Во-вторых, максимум имеет место при условии $f = 2\eta$, которое также не зависит от показателя преломления. В-третьих, оптимальный фактор заполнения для метаповерхности с отражателем примерно вдвое больше, чем для метаповерхности без зеркала. Это означает более простые допуски на изготовление для структур с отражающими затворами. Увеличение периода решетки L/λ_0 уменьшает поглощение. Эта тенденция проиллюстрирована на рис. 2b красными и зелеными линиями.

Все эти наблюдения теоретически объясняются на основе модели сосредоточенной схемы (10) при наличии нижнего зеркала. Его добавление превращает излучательную проводимость G_{rad} в комплексную величину. Для глубоко субволновых структур

емкостная часть импеданса пренебрежимо мала. Таким образом, максимизация поглощения требует:

$$\text{Im}G_{\text{rad}} = 0, \quad \sigma_{2d} = \text{Re}G_{\text{rad}}, \quad (16)$$

что выполняется именно при

$$d = \frac{\lambda}{4n_{\text{sub}}}, \quad \eta' = f/2. \quad (17)$$

Примечательно, что для оптимально расположенного отражателя $d = \lambda/4n_{\text{sub}}$ вся информация о показателе преломления подложки n_{sub} в модели сосредоточенной схемы (10) теряется. Это гарантирует 100 %-ное поглощение, не зависящее от материала подложки.

Ситуация становится более интересной, когда емкостный вклад в импеданс метаповерхности с нижним зеркалом не является пренебрежимо малым. Наличие конечной C_{eff} дает отрицательный вклад в мнимую часть полного адмиттанса. Идеальное поглощение в общем случае требует компенсации полного реактивного адмиттанса, $\text{Im}[G_{\text{rad}} - i\omega C_{\text{eff}}] = 0$, т.е. компенсации между индуктивным откликом области отражатель-2ДЭС и емкостным откликом решетки металл-2ДЭС. Для “традиционно” расположенного отражателя при $d = \lambda_0/4n_{\text{sub}}$ это просто уменьшает поглощение, что согласуется с тенденциями на рис. 2b. В более общем случае отрицательная емкостная проводимость $-i\omega C_{\text{eff}}$ конкурирует с положительной индуктивной проводимостью $\text{Im}G_{\text{rad}}$ и смещает оптимальную толщину подложки d в сторону меньших значений. Ситуации, способствующие усилению роли емкости решетки, включают большой период решетки в единицах длины волны L/λ_0 , малый фактор заполнения f (поскольку в этом случае емкость расходится логарифмически, $C_{\text{eff}} \sim -\ln(2\pi f)$) и большую проницаемость ε_{sub} подзатворного диэлектрика.

Хотя существование идеального поглощения в проводящем слое с нижним отражателем является известным результатом [17, 18], возможность уменьшения d ниже четверти длины волны излучения нетривиальна. Физическое объяснение идеального поглощения емкостными метаповерхностями при малых d заключается в дополнительном электромагнитном набеге фазы $\Delta\Phi_c$, приобретаемом излучением при прохождении через структуру металл-2ДЭС. Этот набег фазы добавляется к геометрическому $\Delta\Phi_g = 2\pi n_{\text{sub}}d/\lambda_0$ и к набегу фазы при отражении от заднего зеркала, $\Delta\Phi_r = \pi$. Когда $\Delta\Phi_c$ становится сравнимым с $\Delta\Phi_g$, реализуется заметное уменьшение оптимальной толщины d . Уменьшение оптимального

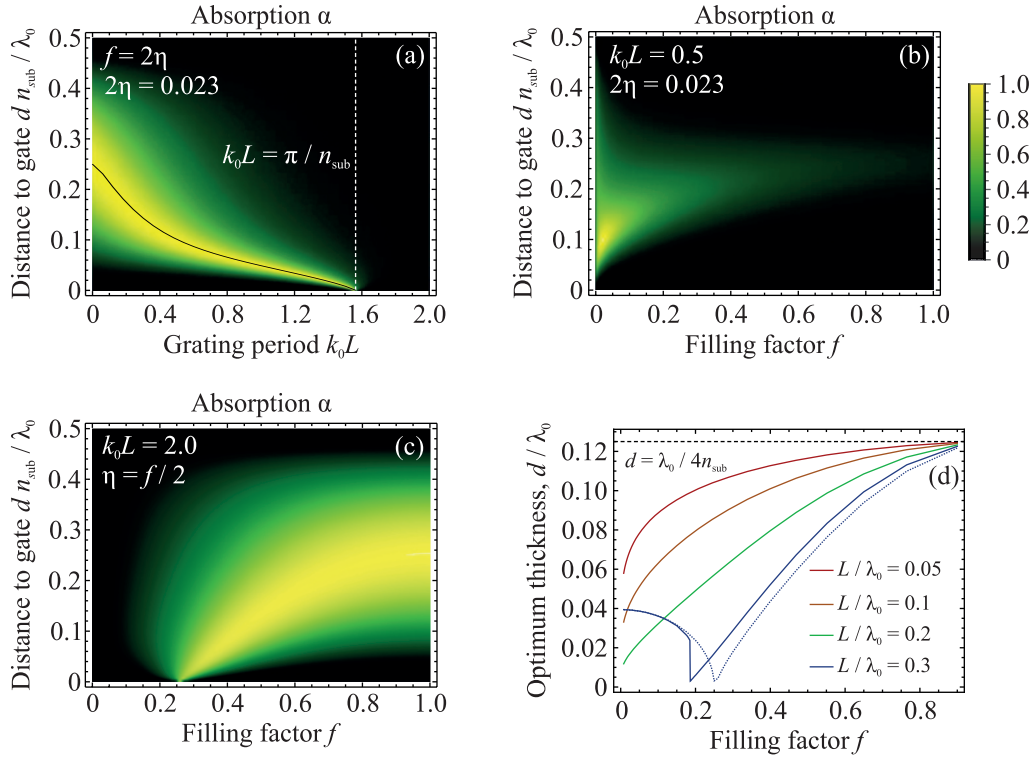


Рис. 3. (Цветной онлайн) Идеальное поглощение периодической структурой “металл-2ДЭС” с глубоко субволновыми отражателями. (a) – Поглощение α решеткой с отражателем в зависимости от нормированного периода решетки $k_0 L$ и нормированного расстояния $n_{\text{sub}} d / \lambda_0$ при оптимальном факторе заполнения $f = 2\eta = 0.023$. Белая пунктирная линия отмечает предельное значение $k_0 L = \pi / n_{\text{sub}}$, выше которого электромагнитное согласование не может быть достигнуто. Черная сплошная линия показывает оптимальное d , обеспечивающее 100 %-ное поглощение. (b) – Поглощение α в зависимости от фактора заполнения f и нормированного расстояния $n_{\text{sub}} d / \lambda_0$, вычисленное для фиксированного периода решетки $k_0 L = 0.5$ и проводимости $2\eta = 0.023$. (c) – Поглощение α в зависимости от фактора заполнения f и нормированного расстояния $n_{\text{sub}} d / \lambda_0$ для большого периода решетки $k_0 L = 2.0$ и оптимальной проводимости $\eta = f/2$. (d) – Оптимальное расстояние $n_{\text{sub}} d_{\text{opt}} / \lambda_0$, обеспечивающее максимальное поглощение, в зависимости от фактора заполнения f для различных периодов решетки $k_0 L$. В каждой точке (d) проводимость η установлена на свое оптимальное значение. Сплошные линии основаны на полном численном решении (8), пунктирная линия – на приближении сосредоточенной схемы (10)

d также может быть понято с помощью минимальной модели однородной 2ДЭС с искусственно добавленной мнимой частью проводимости $\text{Im}\sigma < 0$ (дополнительные материалы, раздел I). В работе [40] было изучено поглощение экранированной 2ДЭС, описываемой моделью Друде, и обнаружено, что наоборот, $d > \lambda_0 / 4 n_{\text{sub}}$. Естественный пример модели Друде соответствует индуктивной проводимости, которая увеличивает d , в то время как искусственный случай метаповерхности “металл-2ДЭС” соответствует эффективной емкостной проводимости, которая уменьшает d .

Идеальное поглощение при очень малых расстояниях до отражателя проиллюстрировано на рис. 3a, b, где представлены вычисленные цветовые карты α при фиксированной двумерной проводимости, переменной толщине диэлектрика d и

переменных факторах, влияющих на емкость, $k_0 L$ и f . Панель 3b показывает поглощение в зависимости от фактора заполнения. При больших значениях f максимизация α происходит традиционно при $n_{\text{sub}} d / \lambda_0 = 1/4$, в то время как уменьшение f приводит к заметному смещению оптимальной толщины вниз. Возможность идеального поглощения при малой оптимальной толщине еще более очевидна из рис. 3a, где период решетки $k_0 L$ выступает в качестве параметра. Оптимальная толщина уменьшается линейно с увеличением $k_0 L$, в то время как после превышения критического значения ($k_0 L \approx 1.6$ на панели (a) рис. 3) максимизация поглощения становится невозможной. В терминах дополнительного фазового набег $\Delta\Phi_c$ критическая точка соответствует $\Delta\Phi_c = \pi$. Геометрический набег фазы $\Delta\Phi_g$, необходимый для согласования, стано-

вится формально отрицательным в этом случае, что запрещает максимизацию поглощения во всем диапазоне $d \in [0; \lambda_0/4n_{\text{sub}}]$. Черная линия на рис. 3а показывает оптимальное расстояние до затвора, вычисленное с помощью модели сосредоточенной схемы (10). Она хорошо согласуется с положением максимума поглощения из полного численного решения уравнения (8). При больших периодах решетки k_0L уменьшение фактора заполнения f также приводит к критическому поведению. Этот факт проиллюстрирован на рис. 3с: поглощение максимизируется при $d \ll \lambda_0/n_{\text{sub}}$ для $f \lesssim 0.4$, в то время как для $f < 0.25$ максимум поглощения исчезает.

Тенденции к малой оптимальной толщине диэлектрика между отражателем и 2ДЭС проиллюстрированы снова на панели (d) рис. 3 в сжатом виде. Панель показывает значение d , обеспечивающее максимальное поглощение, в зависимости от фактора заполнения при различных L/λ_0 . Проводимость η' в каждой точке этих графиков установлена на оптимальное значение, обеспечивающее максимум $\alpha(\eta')$. “Критическое поведение” d при малых факторах заполнения и больших периодах решетки снова отчетливо видно. Для относительно малых периодов решетки (от красной до зеленой линий на рис. 3d) расстояние до отражателя d/λ_0 , обеспечивающее 100%-ное поглощение, стремится к нулю при стремлении фактора заполнения f к нулю. Начиная с относительно больших периодов решетки (синяя линия на рис. 3d, $L/\lambda_0 = 0.3$), оптимальное расстояние d стремится к нулю при некотором конечном значении f .

Эти наблюдаемые численно критические явления могут быть надежно предсказаны с помощью модели сосредоточенной схемы (10). Действительно, результаты, полученные с использованием большого числа мод в уравнении 8, хорошо согласуются с приближением постоянного поля, как показано на рис. 3d синими сплошной и пунктирной линиями. Как итог, комбинации параметров $\{d, f, L\}$, обеспечивающие 100%-ное поглощение, могут быть оценены из трансцендентного уравнения $\text{Im}[G_{\text{rad}} - i\omega C_{\text{eff}}] = 0$. Хотя его решение в общем случае невозможно, мы можем найти критическое значение L , обеспечивающее идеальное поглощение при $d \rightarrow 0$ и малых значениях f (положение белой пунктирной линии на рис. 3а). Выполняя асимптотическую оценку суммы в уравнении 12 в пределе $d \rightarrow 0$, $f \rightarrow 0$, мы находим (см. дополнительные материалы, раздел II):

$$\frac{d_{\text{opt}}}{\lambda_0/n_{\text{sub}}} = \frac{\varepsilon \cot(\pi n_{\text{sub}} L/\lambda_0)}{4(1 + \varepsilon) \left[\frac{3}{2} - \ln(2\pi f) \right]}. \quad (18)$$

Как следует из уравнения (18), оптимальное расстояние до отражателя может быть непрерывно уменьшено путем увеличения периода решетки k_0L и стремится к нулю, когда k_0L приближается к предельному значению $k_0L = \pi/n_{\text{sub}}$. Критическое значение f при фиксированном L не может быть получено с помощью этого простого метода и требует полного решения трансцендентного уравнения согласования.

С. Широкополосное и плазмон-имитирующее поглощение. До сих пор наши результаты для поглощения были представлены как функции безразмерных параметров: фактора заполнения f , безразмерного периода L/λ_0 и безразмерной проводимости η . С экспериментальной точки зрения более удобно изучать спектры поглощения $\alpha(\omega)$. Мы переходим к рассмотрению некоторых необычных случаев спектрального поглощения для решеток металл-2ДЭС с отражателями. Частотная зависимость проводимости моделируется формулой Друде $\sigma = n_e e^2 \tau / [m(1 - i\omega\tau)]$, где n_e – двумерная плотность электронов, m – эффективная масса, а τ – время релаксации импульса. Мы намеренно устанавливаем τ малым, так что $\omega\tau \ll 1$ и плазмонные эффекты исключены. Все случаи резонансного поглощения, представленные ниже, являются результатом конкуренции емкости решетки и набега фазы в нижнем диэлектрике.

Спектр поглощения для обычной решетки с не очень малым фактором заполнения и периодом, значительно меньшим длины волны, показан на рис. 4а. Максимум поглощения широк и центрирован вокруг $\omega = \pi c/(2n_{\text{sub}}d)$. Увеличение времени релаксации импульса добавляет индуктивный вклад в проводимость $2d$ и ухудшает согласование.

Менее тривиальный случай проиллюстрирован на рис. 4b, где расстояние до отражателя d намеренно взято очень малым. Поглощение $\alpha(\omega)$ имеет узкий пик, напоминающий плазмонный резонанс, часто наблюдаемый в аналогичных системах [41]. Однако он не имеет ничего общего с плазмоникой, поскольку $\omega\tau$ меньше единицы для $\tau = 0.01$ пс (синяя линия), где резонансное поглощение наиболее сильно. Происхождение представленного резонанса заключается в прохождении критического значения параметра k_0L при увеличении частоты. Простая оценка показывает, что $\omega/2\pi \approx 5.7$ ТГц соответствует почти нулевому оптимальному расстоянию до отражателя, в то время как при больших частотах максимизация поглощения перестает существовать. Увеличение времени релаксации импульса, вопреки интуиции, уменьшает высоту резонанса, в отличие от случая плазмонных решеток в режиме без запаздывания. Причина уменьшения заключается в индуктив-

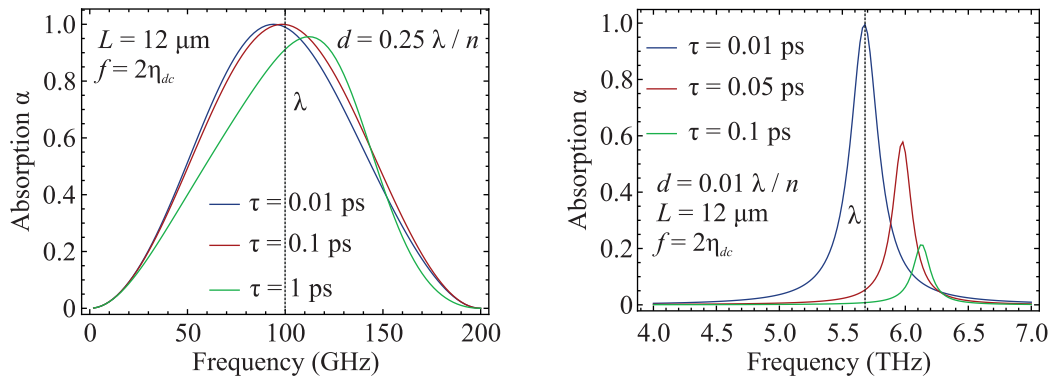


Рис. 4. (Цветной онлайн) Резонансное поглощение в структурах металл-2ДЭС с отражателем. Спектры поглощения, рассчитанные в рамках модели Друде при концентрации носителей $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, эффективной массе $0.24m_e$ и факторе заполнения $f = 2\eta(\omega = 0)$ для различных времен релаксации импульса τ для “традиционно” расположенного отражателя на расстоянии $d = \lambda_{\text{res}}/(4n_{\text{sub}})$, которое равно 375 мкм (слева) и для сверхтонкой подложки с $d = 0.01\lambda_{\text{res}}/n_{\text{sub}}$, что равно 265 нм (справа)

ном вкладе в η , который конкурирует с емкостью решетки.

IV. Обсуждение и выводы. Полученные результаты означают, что фундаментальная проблема низкого поглощения 2d-материалами и многочисленными структурами на основе квантовых ям решается добавлением периодических металлических контактов с малым фактором заполнения. Другая проблема – проблема интерференционного подавления поглощения в 2d-системах с высокопроводящими нижними затворами также разрешается для периодических структур “металл-2ДЭС”. Точный выбор геометрии решетки позволяет добиться усиления поглощения интерференционного типа (вместо подавления) для сколь угодно малых расстояний до затвора. Идеальное поглощение при малом расстоянии затвор- 2ДЭС должно проявляться в спектроскопических экспериментах как узкий пик, имитирующий плазменный резонанс, но возникающий для “грязной” 2ДЭС с чисто вещественной проводимостью. Узкие пики поглощения в диссипативном режиме были недавно предсказаны в работе [42] для иной одномерной решетки с управляемой системой затворов концентрацией носителей. Из-за приближенного описания модуляции поля решеткой в работе [42] пока невозможно определить, схожи ли физические причины этих двух эффектов.

Рассматриваемая периодическая структура металл-2ДЭС с малым фактором заполнения не только обеспечивает идеальное поглощение, но также полезна для усиления эффектов горячих носителей [43]. Нагрев электронов, индуцированный излучением, пропорционален плотности поглощенной мощности, которая в L/l раз больше,

чем падающая плотность мощности. Увеличение температуры носителей может быть удобно зарегистрировано с помощью болометрического эффекта. Сильный термоэлектрический эффект при нулевом смещении может появляться в асимметричных решетках [44]. Хотя их моделирование выходит далеко за рамки разработанной теории, мы можем предположить, что идеальное поглощение при малых факторах заполнения и малых расстояниях до затвора сохранится и там.

Финансирование работы. Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, соглашение # 075-15-2025-608.

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

1. K. F. Mak, M. Y. Sfeir, Y. Wu, C. H. Lui, J. A. Misewich, and T. F. Heinz, “Measurement of the Optical Conductivity of Graphene”, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 196405 (2008).
2. H. Fang, H. A. Bechtel, E. Plis, M. C. Martin, S. Krishna, E. Yablonovitch, and A. Javey, “Quantum of optical absorption in two-dimensional semiconductors”, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **110**, 11688 (2013).
3. T. Stauber, D. Noriega-Pérez, and J. Schliemann, “Universal absorption of two-dimensional systems”, *Phys. Rev. B* **91**, 115407 (2015).
4. C. L. Cesar, M. N. Islam, R. D. Feldman, R. F. Austin, D. S. Chemla, L. C. West, and A. E. DiGiovanni, “Detailed characterization of HgCdTe/CdTe multiple quantum wells”, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 283 (1990).
5. A. M. de Paula, C. R. M. de Oliveira, G. E. Marques, A. M. Cohen, R. D. Feldman, R. F. Austin, M. N. Islam,

- and C.L. Cesar, “Interband and intersubband absorption in HgCdTe multiple quantum wells”, *Phys. Rev. B* **59**, 10158 (1999).
6. C. Cervetti, E. Heintze, B. Gorshunov, E. Zhukova, S. Lobanov, A. Hoyer, M. Burghard, K. Kern, M. Dressel, and L. Bogani, “Sub-Terahertz Frequency-Domain Spectroscopy Reveals Single-Grain Mobility and Scatter Influence of Large-Area Graphene”, *Adv. Mater.* **27**, 2635 (2015).
 7. A.V. Ikonnikov, A.A. Lastovkin, K.E. Spirin, M.S. Zholudev, V.V. Rumyantsev, K.V. Maremyanin, A.V. Antonov, V.Y. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, S.A. Dvoretiskii, N.N. Mikhailov, Y.G. Sadofyev, and N. Samal, “Terahertz spectroscopy of quantum-well narrow-bandgap HgTe/CdTe-based heterostructures”, *JETP Lett.* **92**, 756 (2010).
 8. Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, D.A. Kozlov, E. Novik, N.N. Mikhailov, and S.A. Dvoretzky, “Twodimensional semimetal in HgTe-based quantum wells”, *Low Temp. Phys.* **37**, 202 (2011).
 9. V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, A.M. Zarezin, A.A. Zabolotnykh, V.A. Volkov, and I.V. Kukushkin, “Physical origin of relativistic plasmons in a twodimensional electron system”, *Phys. Rev. B* **102**, 81301 (2020).
 10. V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, I.V. Andreev, and I.V. Kukushkin, “Novel Relativistic Plasma Excitations in a Gated Two-Dimensional Electron System”, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 106805 (2015).
 11. S. Bauer, S. Bauer-Gogonea, W. Becker, R. Fetting, B. Ploss, W. Ruppel, and W. von Münch, “Thin metal films as absorbers for infrared sensors”, *Sensors and Actuators A: Physical* **37–38**, 497 (1993), proceedings of Eurosensors VI.
 12. I. Yahniuk, M. Hild, L.E. Golub, J. Amann, J. Eroms, D. Weiss, W.-H.H. Kang, M.-H.H. Liu, K. Watanabe, T. Taniguchi, and S.D. Ganichev, “Terahertz ratchet in graphene two-dimensional metamaterial formed by a patterned gate with an antidot array”, *Phys. Rev. B* **109**, 235428 (2024).
 13. 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, “Terahertz ratchet effects in graphene with a lateral superlattice”, *Phys. Rev. B* **93**, 075422 (2016).
 14. Q. Ma, R. Krishna Kumar, S.Y. Xu, F.H. Koppens, and J.C. Song, “Photocurrent as a multiphysics diagnostic of quantum materials”, *Nat. Rev. Phys.* **5**, 170 (2023).
 15. R. Krishna Kumar, G. Li, R. Bertini et al., “Terahertz photocurrent probe of quantum geometry and interactions in magic-angle twisted bilayer graphene”, *Nat. Mater.* **24**, 1034 (2025).
 16. N. Sefidmooye Azar, J. Bullock, V.R. Shrestha, S. Balendhran, W. Yan, H. Kim, A. Javey, and K.B. Crozier, “Long-Wave Infrared Photodetectors Based on 2D Platinum Diselenide atop Optical Cavity Substrates”, *ACS Nano* **15**, 6573 (2021).
 17. W.W. Salisbury, Absorbent body for electromagnetic waves (1952), uS Patent 2599944.
 18. R.L. Fante and M.T. McCormack, “Reflection properties of the salisbury screen”, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **36**, 1443 (1988).
 19. P. Blake, E.W. Hill, A.H. Castro Neto, K.S. Novoselov, D. Jiang, R. Yang, T.J. Booth, and A.K. Geim, “Making graphene visible”, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 063124 (2007).
 20. S. Kim, M.S. Jang, V.W. Brar, K.W. Mauser, L. Kim, and H.A. Atwater, “Electronically Tunable Perfect Absorption in Graphene”, *Nano Lett.* **18**, 971 (2018).
 21. S.H. Lee, M. Choi, T.-T. Kim, S. Lee, M. Liu, X. Yin, H.K. Choi, S.S. Lee, C.-G. Choi, S.-Y. Choi, X. Zhang, and B. Min, “Switching terahertz waves with gate-controlled active graphene metamaterials”, *Nat. Mater.* **11**, 936 (2012).
 22. Y. Yao, R. Shankar, M.A. Kats, Y. Song, J. Kong, M. Loncar, and F. Capasso, “Electrically Tunable Metasurface Perfect Absorbers for Ultrathin Mid-Infrared Optical Modulators”, *Nano Lett.* **14**, 6526 (2014).
 23. B. Zeng, Z. Huang, A. Singh, Y. Yao, A.K. Azad, A.D. Mohite, A.J. Taylor, D.R. Smith, and H.-T. Chen, “Hybrid graphene metasurfaces for high-speed midinfrared light modulation and single-pixel imaging”, *Light: Sci. Appl.* **7**, 51 (2018).
 24. M. Lukianov, A. Maevskiy, N. Kazeev, D. Mylnikov, D. Svintsov, K. Novoselov, A. Ustyuzhanin, and D. Bandurin, “Inverse design of broadband antennas for terahertz devices based on two-dimensional materials”, *Phys. Rev. Appl.* **24**, 054079 (2025).
 25. J. Parmar, S.K. Patel, and V. Katkar, “Graphenebased metasurface solar absorber design with absorption prediction using machine learning”, *Sci. Rep.* **12**, 2609 (2022).
 26. M.M. Jadidi, A.B. Sushkov, R.L. Myers-Ward, A.K. Boyd, K.M. Daniels, D.K. Gaskill, M.S. Fuhrer, H.D. Drew, and T.E. Murphy, “Tunable Terahertz Hybrid Metal-Graphene Plasmons”, *Nano Lett.* **15**, 7099 (2015).
 27. X. Wang and S.A. Tretyakov, “Toward Ultimate Control of Terahertz Wave Absorption in Graphene”, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **67**, 2452 (2018).
 28. X. Chen, Z. Tian, Y. Lu, Y. Xu, X. Zhang, and C. Ouyang, “Electrically Tunable Perfect Terahertz Absorber Based on a Graphene Salisbury Screen Hybrid Metasurface”, *Adv. Opt. Mater.* **8**, 1900660 (2020).
 29. S.A. Kuznetsov, A.G. Paulish, A.V. Gelfand, M.A. Astafiev, A.V. Arzhannikov, V.N. Fedorinin, and M.K.A. Thumm, *Extremely thin metamaterial absorbers for subterahertz waves: from fundamentals*

- towards applications in uncooled bolometric sensors, in *Metamaterials VII*, ed. by A.D. Boardman, N.P. Johnson, and R.W. Ziolkowski (2012), v. 8423, p. 84230S.
30. S.A. Kuznetsov, A.G. Paulish, M. Navarro-Ciá, A.V. Arzhannikov, M. Navarro-Ciá, and A.V. Arzhannikov, "Selective Pyroelectric Detection of Millimetre Waves Using Ultra-Thin Metasurface Absorbers", *Sci. Rep.* **6**, 21079 (2016).
 31. J. Brown, "The design of metallic delay dielectrics", *Proceedings of the IEE – Part III: Radio and Communication Engineering* **97**, 45 (1950).
 32. J. Brown, "Artificial dielectrics having refractive indices less than unity", *Proceedings of the IEE – Part IV: Institution Monographs* **100**, 51 (1953).
 33. J.B. Pendry, A.J. Holden, W.J. Stewart, and I. Youngs, "Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures", *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4773 (1996).
 34. J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins, and W.J. Stewart, "Low frequency plasmons in thin-wire structures", *J. Phys. Condens. Matter* **10**, 4785 (1998).
 35. V. Muravev, K. Dzhikirba, P. Gusikhin, A. Astrakhantseva, M. Sokolova, and I. Kukushkin, "Plasmonic Fabry-Pérot resonator for enhanced terahertz sensing", *Phys. Rev. Appl.* **23**, 014060 (2025).
 36. D.V. Fateev, V.V. Popov, and M.S. Shur, "Transformation of the plasmon spectrum in a gratinggate transistor structure with spatially modulated twodimensional electron channel", *Semiconductors* **44**, 1406 (2010).
 37. M. Popov, V.V. Tsymbalov, G.S. Shur, W. Knap, V.V. Popov, G.M. Tsymbalov, M.S. Shur, and W. Knap, "The Resonant Terahertz Response of a Slot Diode with a Two-Dimensional Electron Channel", *Semiconductors* **39**, 142 (2005).
 38. V.V. Popov, O.V. Polishchuk, and S.A. Nikitov, "Electromagnetic renormalization of the plasmon spectrum in a laterally screened two-dimensional electron system", *JETP Lett.* **95**, 85 (2012).
 39. J. Karch, P. Olbrich, M. Schmalzbauer, C. Zoth, C. Brinsteiner, M. Fehrenbacher, U. Wurstbauer, M. M. Glazov, S. A. Tarasenko, E. L. Ivchenko, D. Weiss, J. Eroms, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, and S.D. Ganichev, "Dynamic Hall Effect Driven by Circularly Polarized Light in a Graphene Layer", *Phys. Rev. Lett.* **105**, 227402 (2010).
 40. V.M. Muravev, I.V. Andreev, N.D. Semenov, P.A. Gusikhin, and I.V. Kukushkin, "Absorption of electromagnetic waves in a screened two-dimensional electron system", *Phys. Rev. B* **110**, 205416 (2024).
 41. S. Lee and J.H. Kang, "Ultrannarrow polaritonic cavities formed by one-dimensional junctions of twodimensional in-plane heterostructures", *Nanophotonics* **14**, 5417 (2025).
 42. I.V. Gorbenko and V.Y. Kachorovskii, "Lateral Plasmonic Superlattice in Strongly Dissipative Regime", *JETP Lett.* **122**, 55 (2025).
 43. M. Massicotte, G. Soavi, A. Principi, and K. J. Tielrooij, "Hot carriers in graphene-fundamentals and applications", *Nanoscale* **13**, 8376 (2021).
 44. V. Semkin, A. Shabanov, K. Kapralov, M. Kashchenko, A. Sobolev, I. Mazurenko, V. Myltsev, D. Mylnikov, E. Nikulin, A. Chernov, E. Kameneva, A. Bocharov, and D. Svintsov, "Multifunctional 2D Infrared Photodetectors Enabled by Asymmetric Singular Metasurfaces", *Adv. Opt. Mater.* **13**, 2403189 (2025).