05

Плазмон-поляритоны на границе сверхпроводящего и несверхпроводящего искусственного алмаза

© В.А. Кукушкин,[1,2] Ю.В. Кукушкин[2]

[1] Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия
[2] Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603022 Нижний Новгород, Россия
e-mail:vakuk@ipfran.ru

Поступило в Редакцию 24 июня 2025 г.
В окончательной редакции 6 сентября 2025 г.
Принято к публикации 12 сентября 2025 г.

Получены теоретические оценки характеристик поверхностных плазмон-поляритонов на границе высоколегированного бором сверхпроводящего и несверхпроводящего алмаза. Показано, что при температурах, значительно меньших критической температуры сверхпроводящего перехода, и частотах, ниже пороговой для разрыва куперовских пар дырок (примерно 300 GHz), они характеризуются пренебрежимо малой омической диссипацией. При пороговой частоте их длина волны и масштаб поперечной локализации электромагнитного поля минимальны и оказываются порядка 1 nm. При этих частотах возможно также существование омически бездиссипативных локализованных состояний поверхностных плазмон-поляритонов на наночастицах несверхпроводящего легированного алмаза, внедренных в сверхпроводящий легированный алмаз. При температуре вблизи критического значения пороговая частота поверхностных плазмон-поляритонов снижается примерно до 150 GHz. При этом они становятся омически диссипативными с длиной поглощения по полю порядка и более $7\,\mu$m, которая превышает их длину волны лишь при частотах менее примерно 100 GHz. Минимальные длина волны и масштаб поперечной локализации также достигаются при пороговой частоте, но равняются большим величинам 11 и $6\,\mu$m соответственно. Локализованные состояния поверхностных плазмон-поляритонов на наночастицах несверхпроводящего легированного алмаза, внедренных в сверхпроводящий легированный алмаз, также становятся омически диссипативными и имеют добротность больше единицы лишь в узком интервале (вблизи $3.76 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$) концентраций легирующей примеси бора в этих частицах.

Ключевые слова: алмаз, куперовская пара, легирование бором, переход изолятор–металл, сверхпроводимость, плазмон-поляритон.

DOI: 10.61011/JTF.2026.02.62285.160-25

Введение

Поверхностные плазмон-поляритоны представляют собой самосогласованные колебания электромагнитного поля и поляризации, локализованные на границе раздела двух сред (обычно металла и диэлектрика) с разными знаками действительных частей их диэлектрических проницаемостей [1]. При этом вблизи так называемого плазмон-поляритонного резонанса (когда эти части равны друг другу по модулю) масштабы такой локализации в ортогональном этой границе направлении и длина волны в параллельном ей направлении могут быть значительно меньше, чем длины волн излучения соответствующей частоты в каждой из этих сред, взятых по отдельности. Это позволяет согласовать малые размеры микро- и наноэлектронных схем с относительно большими расстояниями, на которых меняется электромагнитное поле оптического и инфракрасного частотных диапазонов в однородных средах. В результате появляется возможность эффективного использования излучения этой характеризующейся большим количеством источников частотной области в нанооптических устройствах.

Колебания электрического поля и поляризации могут быть также локализованы на металлических частицах в диэлектрике или диэлектрических частицах в металле, размеры которых (а следовательно, и масштаб локализации по всем трем пространственным координатам) много меньше отвечающих их частотам длинам волн в каждой из этих сред, взятых по отдельности [1] (локализованные состояния поверхностных плазмон-поляритонов). Это обусловливает такие важные практические применения плазмонов, как усиление за счет их полей комбинационного рассеяния электромагнитного излучения на молекулах, молекулярной флуоресценции, нелинейной генерации кратных гармоник, пропускания электромагнитного излучения через субволновые отверстия (и создание датчиков, основанных на чувствительности этого усиления пропускания к внешним факторам), разработка спектроскопических сенсоров химического состава (в том числе для биологических сред) с нанометровым разрешением, в которых используется

зависимость частоты плазмон-поляритонного резонанса в таких частицах от диэлектрической проницаемости их ближайшего окружения, и др.

Однако для всех этих приложений существует проблема совмещения высокой пространственной локализации поверхностных плазмон-поляритонов и большой длины их омически бездиссипативного распространения: чем выше степень этой локализации, тем больше и коэффициент их затухания. Это связано с тем, что чем выше локализация, тем бóльшая часть энергии поверхностного плазмон-поляритона заключена в металле и, следовательно, подвержена диссипации вследствие конечной проводимости последнего. Компенсация этой диссипации за счет усиливающей среды (или даже самогенерация поверхностных плазмон-поляритонов, т. е. создание плазмон-поляритонного лазера, так называемого спазера) существенно усложняет соответствующие приборы [2–4].

Поэтому представляется интересным использование в качестве среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью не обычного, а сверхпроводящего металла. Это связано с тем, что для сверхпроводников при достаточно малых частотах (когда энергия фотона недостаточна для разрыва куперовских пар) при температурах, значительно меньших критической температуры сверхпроводящего перехода, мнимая часть диэлектрической проницаемости мала и исчезает при приближении к абсолютному нулю температуры [5–7]. Следовательно, поверхностные плазмон-поляритоны на границе сверхпроводящий металл–диэлектрик будут иметь большую длину омически бездиссипативного распространения, а локализованные состояния поверхностных плазмон-поляритонов на сверхпроводящих металлических или диэлектрических наночастицах — узкие резонансные линии. Эти свойства плазмон-поляритонов в сверхпроводящих структурах со времени их первой экспериментальной демонстрации в 1994 г. [8] вызывают большой интерес исследователей [9–15].

Однако вследствие несогласованности параметров кристаллических решеток металла и диэлектрика, их граница будет иметь неоднородности, которые будут рассеивать плазмон-поляритоны и ухудшать характеристики основанных на них приборов. Поэтому особенно интересным представляется контакт между высоколегированным и слаболегированным полупроводником одного и того же основного химического состава. Вследствие согласованности их кристаллических решеток такой контакт можно считать бездефектным. В то же время высоколегированные полупроводники, в которых произошел фазовый переход изолятор–металл в состояние с металлической (т. е. не зависящей от температуры) проводимостью [16], при достаточно низких температурах могут становиться сверхпроводниками [17–23].

Одним из наиболее перспективных полупроводников для этой цели является искусственный алмаз, обладающий уникальными свойствами (высокие теплопроводность и механическая прочность, радиационная и химическая стойкость и др.). Сверхпроводимость в высоколегированном бором (до концентрации порядка и больше $10^{21}\,\mathrm{cm}^{-3}$, когда уже происходит фазовый переход изолятор–металл) искусственном алмазе при температурах порядка температуры жидкого гелия и ниже была открыта в 2004 г. [24]. Возможность модуляции степени его легирования с резкостью порядка 1 decade/nm [25,26] и отсутствие эффекта близости[1] [27] показывают принципиальную достижимость резкой границы сверхпроводящий–несверхпроводящий легированный алмаз, необходимой для создания плазмон-поляритонных устройств с рекордными характеристиками.

Настоящая работа посвящена теоретическому рассмотрению параметров поверхностных плазмон-поляритонов и их локализованных состояний на границе более легированного бором (и поэтому сверхпроводящего) и менее легированного бором (и поэтому диэлектрического) искусственного алмаза. Для этого в разд. 1 рассмотрена модель диэлектрических проницаемостей сверхпроводящего и несверхпроводящего легированного алмаза в диапазоне температур от критической до нулевой. В разд. 2 приведены основные формулы, описывающие закон дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов и собственные частоты их локализованных состояний. В разд. 3 на основе формул разд. 1 и 2 получены оценки параметров поверхностных плазмон-поляритонов и их локализованных состояний на границе сверхпроводящего и несверхпроводящего легированного алмаза. В Заключении суммированы итоговые результаты работы, представляющие интерес для перспективных практических приложений.

1. Диэлектрическая проницаемость сверхпроводящего и несверхпроводящего легированного алмаза

Рассмотрим случай, когда несверхпроводящие дырки отсутствуют, т. е. температура T много меньшей критической температуры сверхпроводящего перехода T_{cr}, которая для высоколегированного бором алмаза лежит около температуры жидкого гелия 4.2 K [28]. Будем рассматривать обычно реализующийся для сверхпроводящего легированного алмаза случай $l \ll \xi_0 = \hbar v/\Delta_0$, где $l = \tau v$ — длина свободного пробега дырки по отношению к упругому рассеянию на атомах легирующей примеси, τ — соответствующее транспортное время, v — фермиевская скорость дырок, ξ_0 — длина когерентности (размер куперовской пары) дырок при нулевой температуре и отсутствии примесей, $\hbar$ —

[1] Отсутствие эффекта близости связано с тем, что в несверхпроводящем алмазе, хотя он и легирован бором, еще не произошел переход изолятор–металл, и практически все дырки в нем локализованы на акцепторных уровнях бора, т. е. он является диэлектриком.

постоянная Планка, Δ_0 — энергетическая щель в спектре элементарных возбуждений сверхпроводящих дырок при нулевой температуре, согласно теории Бардина–Купера–Шриффера [29] (удовлетворительно описывающей сверхпроводящий легированный бором алмаз [28]) примерно равная $2k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{cr}}$, k_{B} — постоянная Больцмана.

Будем также считать, что $kl \leq 1$, где k — волновое число электромагнитной волны, что позволяет пренебречь пространственной дисперсией. Тогда, согласно [5], относительная диэлектрическая проницаемость сверхпроводящих дырок при малых частотах электромагнитного поля $\omega < 2\Delta_0/\hbar$, когда энергия фотона недостаточна для разрыва дырочной куперовской пары, дается формулой

$$\varepsilon_1 \approx \varepsilon - \frac{\pi\sigma\Delta_0}{\varepsilon_0\hbar\omega^2}. \tag{1}$$

Здесь $\varepsilon \approx 5.4$ — относительная статическая диэлектрическая проницаемость алмазной кристаллической решетки [30], ε_0 — электрическая постоянная, $\sigma = e^2N\tau/m$ — обусловленная упругим рассеянием на атомах легирующей примеси статическая (так как из условий $l \ll \xi_0$ и $\omega < 2\Delta_0/\hbar$ следует, что $\omega\tau \ll 1$) проводимость дырок при температуре, выше критической, e — заряд дырки, равный элементарному заряду, N — концентрация дырок, m — эффективная масса дырки, по порядку величины равная половине массе свободного электрона [30]. Остальные численные значения входящих в (1) параметров приведены в разд. 3.

При температурах порядка критической в формуле для ε_1 в числителе нужно заменить полную концентрацию дырок N (которая входит туда через σ) концентрацией сверхпроводящих дырок $N_s < N$ и добавить слагаемое, описывающее вклад несверхпроводящих дырок с концентрацией $N_n \equiv N - N_s$ [27]. В результате при $\omega < 2\Delta/\hbar$ (где энергетическая щель Δ в спектре элементарных возбуждений сверхпроводящих дырок теперь зависит от температуры и монотонно убывает от Δ_0 при $T \ll T_{\mathrm{cr}}$ до 0 при $T = T_{\mathrm{cr}}$ [29]) относительная диэлектрическая проницаемость легированного сверхпроводящего алмаза будет даваться формулой

$$\varepsilon_1 \approx \varepsilon - \frac{\pi N_s\sigma\Delta_0}{\varepsilon_0 N\hbar\omega^2} + i\,\frac{N_n\sigma}{\varepsilon_0 N\omega}, \tag{2}$$

по прежнему относящейся к случаю $\omega\tau \ll 1$, как это следует из условий $\omega < 2\Delta/\hbar$, $\Delta \leq \Delta_0$ и $l \ll \xi_0$. Наличие в ней мнимой части (i — мнимая единица) обусловливает диссипацию плазмон-поляритонов за счет их омического поглощения на несверхпроводящих дырках. Численные значения входящих в (2) параметров приведены в разд. 3.

Относительная диэлектрическая проницаемость близкого к порогу фазового перехода изолятор–металл, но еще остающегося изолятором легированного алмаза вследствие отличия действующего на связанные с акцепторами дырки электрического поля от среднего макроскопического в модели Лоренца [31] дается формулой

$$\varepsilon_2 = \varepsilon + \frac{N_a\alpha}{1 - N_a\alpha/3}. \tag{3}$$

Здесь N_a — концентрация акцепторной примеси (атомов бора), $\alpha = 4\pi \cdot 4.5r_{\mathrm{B}}^3$ [32] — статическая поляризуемость атома акцептора, рассматриваемого как атом водорода в сплошной среде с относительной диэлектрической проницаемостью ε, $r_{\mathrm{B}} = 4\pi\varepsilon_0\hbar^2\varepsilon/(me^2)$ — его боровский радиус.

2. Закон дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов и собственные частоты их локализованных состояний

Закон дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов, электромагнитное поле которых пропорционально $\exp(-i\omega t + i\mathbf{kr})$, где t — время, $\mathbf{k}$ — волновой вектор, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор, дается формулой [1]:

$$k_{\parallel} = \sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\,\omega\sqrt{\frac{\varepsilon_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}. \tag{4}$$

Здесь μ_0 — магнитная постоянная, относительная магнитная проницаемость кристаллической решетки алмаза очень близка к единице [33] и поэтому ее отличие от единицы не учитывается, $k_{\parallel}$ — проекция волнового вектора на плоскость раздела сверхпроводящего и несверхпроводящего легированного алмаза.

Проекции волнового вектора на ортогональное этой плоскости направление (соответствующая ось направлена из несверхпроводящего в сверхпроводящий легированный алмаз) даются формулами

$$k_{\perp 1} = -\frac{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\,i\omega\varepsilon_1}{\sqrt{-(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}} \text{ и } k_{\perp 2} = -\frac{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\,i\omega\varepsilon_2}{\sqrt{-(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}} \tag{5}$$

в сверхпроводящем и несверхпроводящем легированном алмазе соответственно. Из них видно, что при разных знаках $\mathrm{Re}\varepsilon_1$ и ε_2 (конкретно $\mathrm{Re}\varepsilon_1 < 0$, $\varepsilon_2 > 0$) и $|\mathrm{Re}\varepsilon_1| \gg |\mathrm{Im}\varepsilon_1|$ мнимые части величин $k_{\perp 1}$ и $k_{\perp 2}$ тоже будут иметь разные знаки. Это делает возможным экспоненциальное спадание электромагнитного поля и связанной с ним поляризации поверхностного плазмон-поляритона в обе стороны от плоскости раздела двух сред.

Величина $k_{\parallel}$ (4) при $\mathrm{Re}\varepsilon_1 < 0$, $|\mathrm{Re}\varepsilon_1| \gg |\mathrm{Im}\varepsilon_1|$ является практически чисто мнимой при $\mathrm{Re}(\varepsilon_1) + \varepsilon_2 > 0$ и чисто действительной при $\mathrm{Re}(\varepsilon_1) + \varepsilon_2 < 0$. Таким образом, незатухающие поверхностные плазмон-поляритоны в принципе могут существовать только при превышении модуля отрицательной действительной части диэлектрической проницаемости сверхпроводящего легированного алмаза (1) и (2) над положительной диэлектрической

проницаемостью несверхпроводящего легированного алмаза (3). Однако практически они всегда будут иметь конечную длину распространения, определяемую, например, рассеянием на дефектах кристаллической решетки и неоднородностях границы раздела, в том числе в обычные электромагнитные волны (радиационные потери).

Сама точка $\mathrm{Re}\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = 0$, называемая плазмон-поляритонным резонансом, формально отвечает бесконечно малой длине волны поверхностного плазмон-поляритона вдоль плоскости раздела и бесконечно малому масштабу его спадания в ортогональном этой плоскости направлении. В действительности в этой точке и некоторой ее окрестности со стороны $\mathrm{Re}\varepsilon_1 + \varepsilon_2 < 0$ использованные формулы становятся неприменимыми, так как в них пренебрегалось пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости, т. е. считалось, что $kl \leq 1$ (см. выше). Поэтому получаемые с помощью них k всегда должны удовлетворять условию $kl \leq 1$ и непосредственная окрестность точки $\mathrm{Re}\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = 0$ плазмон-поляритонного резонанса со стороны $\mathrm{Re}\varepsilon_1 + \varepsilon_2 < 0$, в которой это условие нарушается, с помощью них описана быть не может.

При рассмотрении локализованных состояний поверхностных плазмон-поляритонов на сверхпроводящих наночастицах легированного алмаза в несверхпроводящем легированном алмазе будем считать эти частицы сферическими. Их радиус, определяющий характерный масштаб изменения электрического поля и поляризации, должен превышать $l \approx 1\,\mathrm{nm}$ [28] для справедливости пренебрежения пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости. Собственные частоты таких локализованных состояний поверхностных плазмон-поляритонов, как известно, находятся из формулы $\varepsilon_1 = -2\varepsilon_2$ [1], и при комплексной ε_1 также являются комплексными, отражая омическую диссипацию их энергии.

Кроме этого, однако, для локализованных состояний поверхностных плазмон-поляритонов на таких частицах существует еще один источник затухания, который связан с потерями на излучение и не учитывается в этой формуле, полученной в квазистатическом приближении. Поэтому представляют интерес и локализованные состояния поверхностных плазмон-поляритонов на несверхпроводящих наночастицах легированного алмаза в сверхпроводящем легированном алмазе. Их собственные частоты находятся из соотношения $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2/2$ [1], и при комплексной ε_1 также являются комплексными, отражая омическую диссипацию их энергии. Однако вследствие отрицательности $\mathrm{Re}\varepsilon_1$ (и, следовательно, невозможности распространения волн в сверхпроводящем легированном алмазе на этих собственных частотах), такие локализованные состояния поверхностных плазмон-поляритонов не имеют дополнительных потерь энергии, связанных с излучением. Поэтому их резонансные линии будут у́же и, вследствие этого, их использование для высокочувствительных измерений ε_2 по сдвигу этих линий является предпочтительным. Однако и возбуждение, и детектирование таких локализованных состояний поверхностных плазмон-поляритонов будет осуществить сложнее. Поэтому, по-видимому, нужно будет размещать эти наночастицы достаточно близко к поверхности образца.

3. Параметры поверхностных плазмон-поляритонов и их локализованных состояний на границе сверхпроводящего и несверхпроводящего легированного алмаза

Для высоколегированного (до концентрации порядка $10^{21}\,\mathrm{cm}^{-3}$ и более) бором и переходящего в сверхпроводящее состояние при температурах ниже критической величины $T_{\mathrm{cr}} \approx 4.2\,\mathrm{K}$ [28] алмаза характерными являются значения $v \sim 3 \cdot 10^7\,\mathrm{cm/s}$ и, следовательно, $\xi_0 \sim 100\,\mathrm{nm}$. Отсюда при $T \ll T_{\mathrm{cr}}$, когда $N_s \approx N$, $N_n \ll N$, получаем оценку возможных частот омически бездиссипативных поверхностных плазмон-поляритонов $\omega < 2\Delta_0/\hbar \approx 1.9 \cdot 10^{12}\,\mathrm{rad/s}$ (около $300\,\mathrm{GHz}$), что соответствует вакуумным длинам волн более $0.97\,\mathrm{mm}$. При этом при надлежащем выборе концентрации акцепторов N_a в несверхпроводящем легированном алмазе величины $k_{\parallel}$ (4) и $k_{\perp 1,2}$ (5) могут отвечать их длинам волн и масштабу локализации по поперечной координате порядка $1\,\mathrm{nm}$ (т. е. более чем в миллион раз меньшим, чем их вакуумные длины волн). Эти длины волн и масштабы равны минимальному масштабу порядка $l \sim 1\,\mathrm{nm}$ [28], который, согласно сказанному выше, может рассматриваться в рамках данного метода, т. е. при пренебрежении пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости (рис. 1). При этом все еще остается справедливой модель непрерывной среды, так как l значительно превышает расстояние ($0.15\,\mathrm{nm}$ [30]) между ближайшими атомами углерода в алмазной кристаллической решетке.

Поверхностные плазмон-поляритоны в рассматриваемом приближении являются омически бездиссипативными ($\mathrm{Im}k_{\parallel} = 0$) и, как уже было сказано выше, практически их длина распространения будет определяться рассеянием на дефектах кристаллической решетки и неоднородностях границы раздела. Ее оценка зависит от свойств конкретного алмазного образца и используемой для его выращивания технологии, поскольку именно эти факторы определяют типы и концентрации этих дефектов и неоднородностей.

Однако нужно отметить, что потенциально качество границы сверхпроводящего и несверхпроводящего (и поэтому неодинаково легированного) алмаза может быть значительно более высоким, чем границы металла (в том числе сверхпроводящего) и диэлектрика, которая обычно и используется для генерации поверхностных плазмон-поляритонов. Это связано с тем, что в отличие

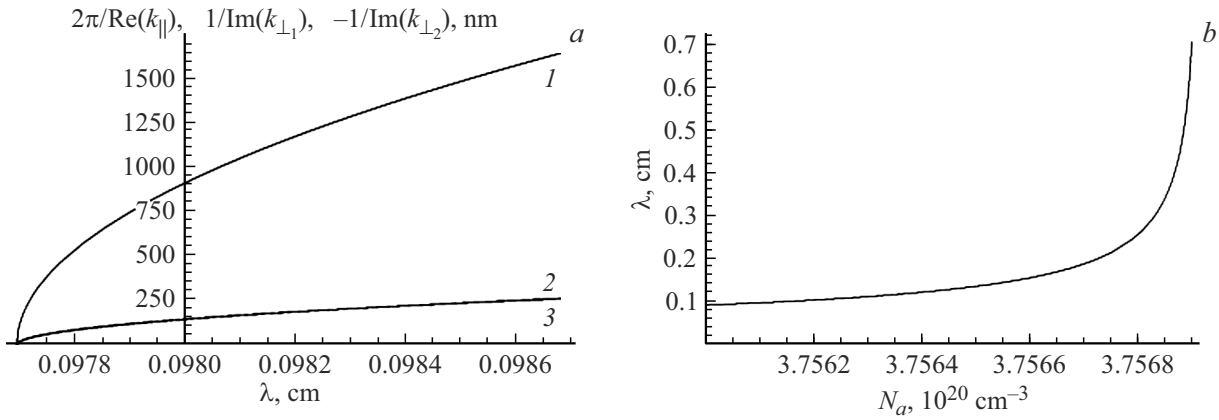

Рис. 1. Случай низких температур $T \ll T_{\text{cr}}$: *a* — зависимость длины волны поверхностных плазмон-поляритонов $2\pi/k_{\parallel}$ (кривая *1*) и масштабов их локализации по поперечной координате в сверхпроводящем легированном алмазе $1/\text{Im}(k_{\perp 1})$ (кривая *2*) и несверхпровдящем легированном алмазе $-1/\text{Im}(k_{\perp 2})$ (кривая *3*) от отвечающей их частоте ω вакуумной длины волны $\lambda = 2\pi c/\omega$. Нижний предел λ на графике соответствует $\omega = 2\Delta_0/\hbar$, $N_a = 3.76 \cdot 10^{20}\,\text{cm}^{-3}$, кривые *2* и *3* в принятом масштабе слились; *b* — зависимость вакуумной длины волны локализованных состояний поверхностных плазмон-поляритонов на внедренных в сверхпроводящий легированный алмаз наночастицах несверхпроводящего легированного алмаза от концентрации атомов бора в них N_a.

от границы металла и диэлектрика граница сверхпроводящего и несверхпроводящего легированного алмаза формируется в непрерывном процессе эпитаксиального роста и модулированного легирования алмазной пленки путем ее осаждения из газовой фазы на монокристаллической алмазной подложке, и что постоянные кристаллических решеток сверхпроводящего и несверхпроводящего легированного алмаза очень близки (согласно [34], даже если бы несверхпроводящий алмаз вообще не был бы легирован бором, то при концентрации атомов бора в сверхпроводящем алмазе, равной необходимому для реализации сверхпроводимости значению порядка $10^{21}\,\text{cm}^{-3}$, относительная разница постоянных их кристаллических решеток не превышала бы 0.05 %, т.е. была бы пренебрежимо малой). Поэтому и радиационные потери поверхностных плазмон-поляритонов, связанные с их рассеянием на неоднородностях границы, для границы сверхпроводящего и несверхпроводящего легированного алмаза могут быть намного ниже, чем для границы обычного металла и диэлектрика, где они, как правило, весьма значительны и определяют предельную длину распространения поверхностных плазмон-поляритонов [35,36].

Аналогично для локализованных состояний поверхностных плазмон-поляритонов на внедренных в сверхпроводящий легированный алмаз наночастицах несверхпроводящего легированного алмаза затухание в рассматриваемом приближении равно нулю (у их собственной частоты отсутствует мнимая часть), и в действительности будет определяться поглощением на несовершенствах кристаллической решетки.

Отметим также, что при $T \ll T_{\text{cr}}$ возможно существование и обычных диссипативных поверхностных плазмон-поляритонов и их локализованных состояний (как на границе раздела нормального металла с отрицательной реальной частью диэлектрической проницаемости и диэлектрика) при больших частотах, конкретно — при выполнении условия $\omega\tau \gg 1$. Это связано с тем, что при его выполнении будет верно также и неравенство $\omega \gg 2\Delta_0/\hbar$ и, согласно [5], диэлектрическая проницаемость сверхпроводящего легированного алмаза станет равной диэлектрической проницаемости обычного (несверхпроводящего) полупроводника, перешедшего в состояние с металлическим типом проводимости.

В другом предельном по температуре случае, когда $T_{\text{cr}} - T \ll T_{\text{cr}}$, согласно теории Бардина–Купера–Шриффера [29] имеем $\Delta \approx 3k_{\text{B}}T_{\text{cr}}\sqrt{1 - T/T_{\text{cr}}} \ll \Delta_0$, $N_s \approx 2N(1 - T/T_{\text{cr}}) \ll N$, $N_n \approx N$. Существование поверхностных плазмон-поляритонов тоже возможно (рис. 2), но вследствие уменьшения Δ по сравнению с Δ_0 в накладываемом на их частоты условии $\omega < 2\Delta/\hbar$, отвечающие им вакуумные длины волн оказываются бóльшими, чем в случае $T \ll T_{\text{cr}}$. При этом как их длины волн (более $11\,\mu$m), так и масштабы локализации по поперечной координате (более $6\,\mu$m) будут значительно превышать аналогичные величины для случая $T \ll T_{\text{cr}}$.

Кроме того, поверхностные плазмон-поляритоны являются омически диссипативными даже при $\omega < 2\Delta/\hbar$ вследствие наличия мнимой части у ε_1, определяемой формулой (2). Так, при $T = 0.9T_{\text{cr}}$ длина их омического поглощения по полю превышает их длину волны (и, следовательно, они становятся распространяющимися) лишь при достаточно больших вакуумных длинах волн, превышающих 0.32 cm.

Существование локализованных состояний поверхностных плазмон-поляритонов на наночастицах несверхпроводящего легированного алмаза, внедренных в сверхпроводящий легированный алмаз, при $T_{\text{cr}} - T \ll T_{\text{cr}}$ то-

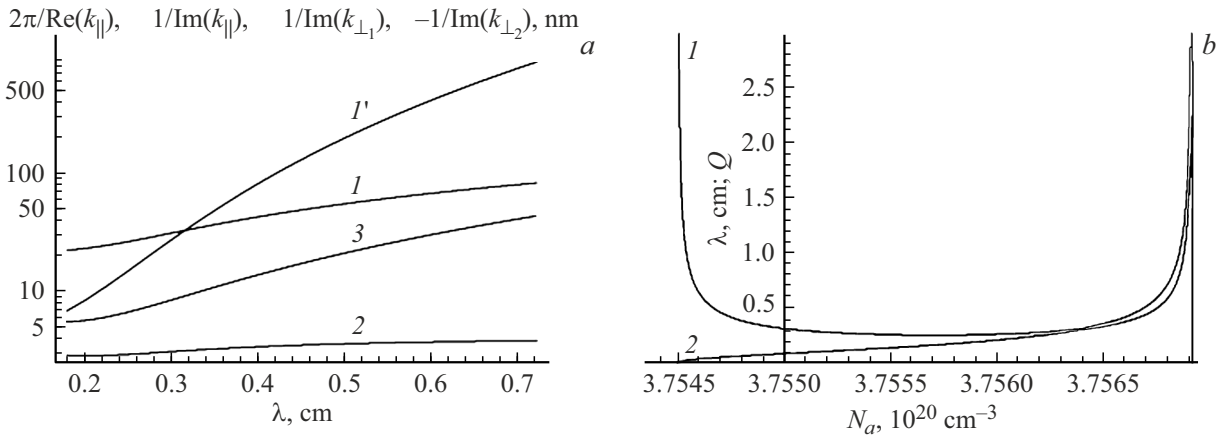

Рис. 2. Случай температур, близких к критической, конкретно $T = 0.9T_{\text{cr}}$: *a* — зависимость длины волны поверхностных плазмон-поляритонов $2\pi/\text{Re}k_{\parallel}$ (кривая *1*), длины их омического затухания $1/\text{Im}k_{\parallel}$ (кривая *1′*) и масштабов их локализации по поперечной координате в сверхпроводящем легированном алмазе $1/\text{Im}(k_{\perp 1})$ (кривая *2*) и несверхпроводящем легированном алмазе $-1/\text{Im}(k_{\perp 2})$ (кривая *3*) от отвечающей их частоте ω вакуумной длины волны $\lambda = 2\pi c/\omega$. Нижний предел λ на графике соответствует $\omega = 2\Delta/\hbar$, $N_a = 3.76 \cdot 10^{20}\,\text{cm}^{-3}$; *b* — зависимость вакуумной длины волны $\lambda = 2\pi c/\text{Re}\omega$ (кривая *1*) и добротности Q (кривая *2*) локализованных состояний поверхностных плазмон-поляритонов на внедренных в сверхпроводящий легированный алмаз наночастицах несверхпроводящего легированного алмаза от концентрации в них атомов бора N_a.

же возможно, но они также являются омически диссипативными (т. е. у их собственных частот имеются мнимые части) вследствие наличия мнимой части у ε_1 (2). При этом их добротность $Q = -\text{Re}\omega/(2\pi\text{Im}\omega)$ (знак минус связан с тем, что $\text{Im}\omega < 0$, а Q определяется как положительная величина) превышает единицу только в узком интервале концентрации акцепторной легирующей примеси атомов бора в наночастицах несверхпроводящего алмаза (рис. 2, *b*).

При больших частотах, удовлетворяющих условию $\omega\tau \gg 1$, как и в случае $T \ll T_{\text{cr}}$, возможно существование омически диссипативных поверхностных плазмон-поляритонов, фактически не отличающихся от обычных плазмон-поляритонов на границе раздела нормального металла с отрицательной реальной частью диэлектрической проницаемости и диэлектрика, или их локализованных состояний на частицах диэлектрика (металла), внедренных в металл (диэлектрик).

В заключение этого раздела отметим, что использование для относительной диэлектрической проницаемости близкого к порогу фазового перехода изолятор–металл, но еще остающегося изолятором легированного алмаза более точной, чем (3), формулы (6) из [37] приводит к примерно в 2.5 раза меньшим значениям оптимальной концентрации акцепторной примеси атомов бора N_a в нем, чем полученные в настоящей работе величины около $3.76 \cdot 10^{20}\,\text{cm}^{-3}$. Однако вследствие приближенности описания нейтральных акцепторных атомов бора моделью атома водорода в непрерывной диэлектрической среде с относительной диэлектрической проницаемостью чистого алмаза, на котором основаны обе эти формулы, данное уточнение может выходить за рамки их точности. Поэтому найденные оптимальные N_a надо рассматривать как оценки по порядку величины, а их более точные значения следует определять из эксперимента с конкретными алмазными образцами, выращенными с помощью определенной технологии.

Заключение

Таким образом, показано, что поверхностные плазмон-поляритоны могут существовать на границе легированного бором несверхпроводящего и сверхпроводящего алмаза. При этом они могут обладать одновременно высокой по сравнению с отвечающими их частотам длинам волн в однородных средах пространственной локализацией с масштабом вплоть до 1 nm и малым поглощением, определяемым высоким качеством кристаллической решетки образца. Также возможно существование обладающих высокой добротностью локализованных состояний поверхностных плазмон-поляритонов на наночастицах несверхпроводящего легированного алмаза, внедренных в сверхпроводящий легированный алмаз. Такая комбинация высокой локализации и малого поглощения плазмон-поляритонов уникальна и недостижима для границы диэлектрика и несверхпроводящего металла вследствие конечной проводимости последнего. Она также недостижима и для границы диэлектрика и сверхпроводящего металла вследствие ее дефектности из-за несогласованности параметров их кристаллических решеток. Таким образом, хорошо известные для границ диэлектриков и обычных или сверхпроводящих металлов поверхностные плазмон-поляритоны в случае границы легированного бором сверхпроводящего и несверхпроводящего алмаза могут представлять значительно больший интерес для практических приложений.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Федерального исследовательского центра Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук, проект FFUF-2024-0032.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] С.А. Майер. *Плазмоника. Теория и приложения* (НИЦ „Регулярная и хаотическая динамика“, М., Ижевск, 2011) [S.A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (Springer-Verlag, Berlin, 2007)]

[2] M.T. Hill, M. Marell, E.S.P. Leong, B. Smalbrugge, Y. Zhu, M. Sun, P.J. van Veldhoven, E.J. Geluk, F. Karouta, Y.S. Oei, R. Notzel, C.-Z. Ning, M.K. Smit. Opt. Express, **17** (13), 11107 (2009). DOI: 10.1364/OE.17.011107

[3] R.F. Oulton, V.J. Sorger, T. Zentgraf, R.M. Ma, C. Gladden, L. Dai, G. Bartal, X. Zhang. Nature, **461**, 629 (2009). DOI: 10.1038/nature08364

[4] M.A. Noginov, G. Zhu, A.M. Belgrave, R. Bakker, V.M. Shalaev, E.E. Narimanov, S. Stout, E. Herz, T. Suteewong, U. Wiesner. Nature, **460** (7259), 1110 (2009). DOI: 10.1038/nature08318

[5] А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков. ЖЭТФ, **35** (8), 1558 (1958). [A.A. Abrikosov, L.P. Gor'kov. Sov. Phys. JETP, **35** (6), 1090 (1959).]

[6] D.A. Kirzhnits, E.G. Maksimov, D.I. Khomskii. J. Low Temp. Phys., **10** (1/2), 79 (1973). DOI: https://doi.org/10.1007/BF00655243

[7] В.Л. Гинзбург, Д.А. Киржниц (ред.). *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости* (Наука, М., 1977) [V.L. Ginzburg, D.A. Kirzhnits (editors). *The Problem of High-Temperature Superconductivity* (Springer, Berlin, 1982)]

[8] Q. Buisson, P. Xavier, J. Richard. Phys. Rev. Lett., **73** (23), 3153 (1994). DOI: 10.1103/PhysRevLett.73.3153

[9] A. Das Arulsamy. Appl. Phys. B, **131**, 103 (2025). DOI: 10.1007/s00340-025-08454-7

[10] A. Thomas, E. Devaux, K. Nagarajan, T. Chervy, M. Seidel, G. Rogez, J. Robert, M. Drillon, T.T. Ruan, S. Schlittenhardt, M. Ruben, D. Hagenmüller, S. Schütz, J. Schachenmayer, C. Genet, G. Pupillo, T.W. Ebbesen. J. Chem. Phys., **162** (13), id.134701 (2025). DOI: 10.1063/5.0231202

[11] N. Strugo, K. Balasubramanian, D. Panna, A. Hayat. Opt. Lett., **45** (7), 2062 (2020). DOI: 10.1364/OL.387928

[12] А.С. Абрамов, И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов. Опт. и спектр., **119** (5), 855 (2015). [A.S. Abramov, I.O. Zolotovskii, D.I. Sementsov. Opt. Spectr., **119** (5), 875 (2015). DOI: 10.1134/S0030400X15100021]

[13] M. Li, Z. Dai, W. Cui, Z. Wang, F. Katmis, J. Wang, P. Le, L. Wu, Y. Zhu. Phys. Rev. B, **89** (23), 235432 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevB.89.235432

[14] O.L. Berman, Y.E. Lozovik, A.A. Kolesnikov, M.V. Bogdanova, R.D. Coalson. J. Opt. Society America B, **30** (4), 909 (2013). DOI: 10.1364/JOSAB.30.000909

[15] A. Tsiatmas, A.R. Buckingham, V.A. Fedotov, S. Wang, Y. Chen, P.A.J. de Groot, N.I. Zheludev. Appl. Phys. Lett., **97** (11), 111106 (2010). DOI: 10.1063/1.3489091

[16] M. Imada, A. Fujimori, Y. Tokura. Rev. Mod. Phys., **70** (4), 1039 (1998). DOI: 10.1103/RevModPhys.70.1039

[17] D. Pines. Phys. Rev., **109** (2), 280 (1958). DOI: 10.1103/PhysRev.109.280

[18] M.L. Cohen. Phys. Rev., **134** (2A), A511 (1964). DOI: 10.1103/PhysRev.134.A511

[19] M.L. Cohen. Rev. Mod. Phys., **36** (1), 240 (1964). DOI: 10.1103/RevModPhys.36.240

[20] M.L. Cohen, R.D. Parks (editor). *Superconductivity* (Marcel Decker, NY., 1964), v. 1, p. 615.

[21] R.A. Hein, J.W. Gibson, R. Mazelsky, R.C. Miller, J.K. Hulm. Phys. Rev. Lett., **12** (12), 320 (1964). DOI: 10.1103/PhysRevLett.12.320

[22] R.A. Hein, J.W. Gibson, R.S. Allgaier, B.B. Jr. Houston, R. Mazelsky, R.C. Miller, J.G. Daunt, D.O. Edwards, F.J. Milford, M. Yaquab (editors). *Low Temperature Physics, LT9* (Plenum Press, NY., 1965), p. 604.

[23] J.F. Schooley, W.R. Hosler, M.L. Cohen. Phys. Rev. Lett., **12** (17), 474 (1964). DOI: 10.1103/PhysRevLett.12.474

[24] E.A. Ekimov, V.A. Sidorov, E.D. Bauer, N.N. Mel'nik, N.J. Curro, J.D. Thompson, S.M. Stishov. Nature, **428**, 542 (2004). DOI: 10.1038/nature02449

[25] J. Scharpf, A. Denisenko, C.I. Pakes, S. Rubanov, A. Bergmaier, G. Dollinger, C. Pietzka, E. Kohn. Phys. Status Solidi A, **210** (10), 2028 (2013). DOI: 10.1002/pssa.201300093

[26] H. El-Hajj, A. Denisenko, A. Bergmaier, G. Dollinger, M. Kubovic, E. Kohn. Diamond Relat. Mater., **17** (4–5), 409 (2008). DOI: 10.1016/j.diamond.2007.12.030

[27] В.В. Шмидт. *Введение в физику сверхпроводников* (МЦНМО, М., 2000) [V.V. Schmidt. *The Physics of Superconductors: Introduction to Fundamentals and Applications* (Springer-Verlag, Berlin, 1997)]

[28] E. Bustarret, S. Koizumi, C. Nebel, M. Nesladek (editors). *Physics and Applications of CVD Diamond* (WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2008), p. 329.

[29] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Теоретическая физика. Том. IX. Статистическая физика. Ч. 2. Теория конденсированного состояния* (Физматлит, М., 2002) [E.M. Lifshitz, L.P. Pitaevsky. *Theoretical Physics. Vol. IX. Statistical Physics. Part 2. Condensed Matter Theory* (Butterworth-Heinemann, Oxford, 2002)]

[30] O. Madelung. *Semiconductors: Data Handbook* (Springer, Berlin, 2004)

[31] N.F. Mott. *Metal–Insulator Transitions* (Taylor & Francis, London-NY., 1990)

[32] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теоретическая физика. Т. 3. Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (Наука, М., 1989) [L.D. Landau, E.M. Lifshitz. *Theoretical Physics. Vol. III. Quantum Mechanics: Non-relativistic Theory* (Butterworth-Heinemann, Oxford, 2003)]

[33] Н.В. Новиков (ред.). *Физические свойства алмаза*. Справочник (Наукова Думка, Киев, 1987)

[34] V.V. Brazhkin, E.A. Ekimov, A.G. Lyapin, S.V. Popova, A.V. Rakhmanina, S.M. Stishov, V.M. Lebedev, Y. Katayama, K. Kato. Phys. Rev. B, **74** (14), 140502(R) (2006). DOI: 10.1103/PhysRevB.74.140502

[35] V.V. Gerasimov, B.A. Knyazev, A.G. Lemzyakov, A.K. Nikitin, G.N. Zhizhin. J. Opt. Soc. Am. B, **33** (11), 2196 (2016). DOI: 10.1364/JOSAB.33.002196
[36] V.V. Gerasimov A.K. Nikitin, V.S. Vanda, A.G. Lemzyakov, I.A. Azarov. J. Infrared Milli Terahz Waves, **46**, 32 (2025). DOI: 10.1007/s10762-025-01051-x
[37] Н.А. Поклонский, С.А. Вырко, А.Г. Забродский. ФТТ, **46** (6), 1071 (2004). [N.A. Poklonski, S.A. Vyrko, A.G. Zabrodskii. Solid State Physics, **46** (6), 1101 (2004). DOI: 10.1134/1.1767252]