

АНОМАЛЬНОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ЧЕРЕЗ СИСТЕМУ ВИХРЕЙ В ПЛЕНКЕ СВЕРХПРОВОДНИКА II РОДА

М.В. Богданова, Ю.Е. Лозовик, А.А. Колесников

Институт спектроскопии РАН, 142190 Троицк, Московская обл., Россия

e-mail: bogdanova@kintech.ru

Изучен эффект аномального оптического прохождения через систему вихрей в пленке сверхпроводника II рода, помещенной в сильное магнитное поле. Механизмом, отвечающим за этот эффект, является резонансное возбуждение двух поверхностных плазмонных поляритонов (ППП) на каждой из поверхностей пленки. Исследована зависимость ширины щели в спектре ППП в зависимости от температуры сверхпроводника и напряженности внешнего магнитного поля. Проанализирована возможность управления прохождением с помощью изменения температуры и магнитного поля.

1. Введение

Усиленное оптическое прохождение через решетку цилиндрических отверстий в металлической пленке активно обсуждается в последнее время во многих публикациях (см. например [1]). Этот эффект связывают с возбуждением плазмонных поляритонов на поверхностях пленки [2,3]. В данной работе мы рассмотрим аналог этого эффекта и возможность его наблюдения в пленках сверхпроводника II рода в сильном магнитном поле.

При некотором значении напряженности магнитного поля сверхпроводник II рода переходит в смешанное состояние, в котором образуется система вихрей Абрикосова, направленных вдоль линий напряженности магнитного поля и образующих двумерную периодическую решетку [4,5]. В связи с контрастом диэлектрической проницаемости между средой внутри и вне вихрей Абрикосова, можно провести аналогию между такой системой и системой цилиндрических отверстий в металлической пленке. Геометрические параметры системы вихрей зависят от те-

мпературы и внешнего магнитного поля, позволяя, таким образом, контролировать прохождение света через пленку в направлении, параллельном магнитному полю. Мы рассмотрели резонансное прохождение света, падающего на сверхпроводящую пластинку, через систему вихрей Абрикосова и вычислили свойства ППП, возбуждаемых внешним излучением на верхней и нижней поверхностях пленки. Сценарий резонансного прохождения был рассмотрен в соответствии с [6]: падающее излучение возбуждает на верхней поверхности сверхпроводника плазмонные поляритоны, затем, за счет наличия вихрей, на нижней поверхности пленки резонансным образом также возбуждаются плазмонные поляритоны, которые, в свою очередь, излучают фотоны с нижней поверхности пленки.

Оптические свойства фотонных решеток [7-10] на основе сверхпроводников во внешнем магнитном поле изучались во многих работах [11-14]. Разница между сверхпроводниками I и II рода заключается в разном значении параметра Гинзбур-

га-Ландау $G = \lambda / \xi$, где λ - лондоновская глубина проникновения, а ξ - когерентная длина куперовских пар [4]. Для сверхпроводников I рода $G < 1/\sqrt{2}$, для II рода $G > 1/\sqrt{2}$. Для сверхпроводников II рода существует 2 критических магнитных поля: B_{c1} и B_{c2} . При магнитном поле, меньшим чем B_{c1} , свет не проникает на глубину большую, чем λ . При $B_{c1} < B < B_{c2}$ существует смешанное состояние, в котором нормальная фаза образует систему вихрей внутри сверхпроводящей среды. Вихри образуют двумерную треугольную решетку в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля. Контраст диэлектрической проницаемости между нормальной и сверхпроводящей фазами дает возможность описывать систему как двумерный металлический фотонный кристалл [7-10] и, следовательно, приводит к образованию щели в спектре фотонов. При $B < B_{c2}$ образец обладает свойствами обычного металла. Сверхпроводники II рода встречаются среди высокотемпературных сверхпроводников, критическая температура которых достигает $T_c = 125$ К. Ширина фотонной щели в таких сверхпроводниках была исследована ранее [14,15].

В последних экспериментах некоторые сверхпроводники (например, Nb) были использованы в качестве компонент для оптически-проводящих наноматериалов [16]. Было показано, что диэлектрические потери в сверхпроводниках значительно ослабляются по сравнению с аналогичными структурами из нормальных металлов (в случае сверхпроводников границы фотонных щелей становятся резче).

Мы исследовали прохождение света через пластинку сверхпроводника II рода толщины h во внешнем перпендикулярном магнитном поле в смешанном состоянии при $B_{c1} < B < B_{c2}$. Мы рассматривали сильно-анизотропный сверхпроводник, в котором ось, соответствующая высокой плазменной частоте, направлена перпендикулярно пластинке, а ось, соответству-

ющая меньшей плазменной частоте, лежит в плоскости пластинки. Примером такого материала является квазиодномерный сверхпроводник II рода [17,18]. Если свет падает вдоль оси такого квазиодномерного сверхпроводника, электрическое поле возбуждает поляризацию в направлении, перпендикулярном этой оси, то есть в том направлении, в котором плазменная частота мала. В результате запрещенная зона в спектре ППП будет открываться внутри сверхпроводящей щели и будет зависеть от температуры и напряженности магнитного поля [6,19]. Далее мы покажем, что запрещенная зона в спектре ППП, а соответственно, и резонансное прохождение могут быть изменены за счет внешнего магнитного поля и температуры сверхпроводника.

2. Щель в спектре поверхностных плазмонных поляритонов

Система вихрей Абрикосова в образце сверхпроводника II рода образует треугольную решетку. Оси вихрей перпендикулярны поверхности образца. Пусть оси OX и OY параллельны элементарным векторам трансляции решетки (угол между ними равен $\pi/3$), а ось OZ параллельна осям цилиндров. Пусть диэлектрическая проницаемость среды с одной стороны пластинки равна ϵ_I , а с другой ϵ_{III} . Диэлектрическая проницаемость внутри сверхпроводника $\epsilon_{II} = \epsilon_{eff}$ определяется магнитным полем и будет обсуждаться ниже.

Будем рассматривать сверхпроводник в лондоновском приближении: лондоновская глубина проникновения для сверхпроводника II рода $\delta_L = \lambda_0^2 / h$, где

$$\lambda_0 = \sqrt{m_e c^2 / (4\pi n_e e^2 < \xi, \xi > h v_F \Delta^{-1} / \sqrt{1 - T/T_c}}$$

- длина когерентности; n_e плотность электронов; m_e и e масса и заряд электрона; Δ - сверхпроводящая щель; v_F - скорость Ферми, T - температура сверхпроводника, T_c - критическая температура, h - толщина пленки.

Период двумерной решетки, которую образуют вихри радиуса ξ , строго зависит от магнитного поля и температуры $a(B, T)$ [13]:

$$a(B, T) = 2\xi(T) \sqrt{\frac{\pi B_{c2}}{\sqrt{3}B}} \quad (2.1)$$

Хотя электромагнитная волна не может проникнуть внутрь сверхпроводника глубже, чем величина скин-слоя, она может возбудить поверхностные плазмонные поляритоны, которые являются коллективными возбуждениями электронной плазмы на поверхности металла и фотонов [6, 19]. Возбуждения на верхней и нижней границах пластинки могут резонансно спариваться, и за счет этого увеличивать коэффициент прохождения через пластинку.

Диэлектрическая проницаемость внутри сверхпроводника $\varepsilon_{II}(x, y) = \varepsilon_{eff}(x, y, \omega)$ является периодической в направлениях X и Y :

$$\varepsilon_{II}(x, y) = \varepsilon_{II}(x + na, y + ma), \quad (2.2)$$

где n и m целые числа. Разложим ε_{II} и электрическое поле \mathbf{E} в ряд Фурье:

$$\varepsilon_{II} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e_n \exp(ingx), \quad (2.3)$$

$$\mathbf{E} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_n \exp(ingx),$$

где $g(B, T) = 4\pi / (\sqrt{3}a(B, T))$ модуль вектора обратной решетки, направленный вдоль оси OX . Аналогичное выражение можно записать для y -компоненты. При этом мы будем рассматривать поверхностные плазмоны, распространяющиеся в направлении OX . В приближении слабой связи, оставляя только две моды в Фурье-разложении, запишем [6]:

$$\varepsilon_{II}(x) = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 \cos(gx). \quad (2.4)$$

Такое приближение применимо в случае, если расстояние между ближайшими вихрями порядка размера вихрей. Это условие выполняется при температурах близких к T_c .

В трехволновом приближении [4] электрическое поле внутри пленки может быть представлено в виде:

$$\mathbf{E} = [\mathbf{A} + \mathbf{B} \cos(gx) + \mathbf{C} \sin(gx)] e^{kz}. \quad (2.5)$$

Применяя уравнения Максвелла:

$$\begin{cases} \left(\varepsilon_{II} k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) E_x - \frac{\partial^2 E_z}{\partial z \partial x} = 0, \\ \left(\varepsilon_{II} k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) E_z - \frac{\partial^2 E_x}{\partial z \partial x} = 0, \end{cases} \quad (2.6)$$

где $k_0 = \omega/c$, получаем систему из 6-ти уравнений для шести амплитуд A_x, A_z, B_x, B_z, C_x и C_z [6]. Эта система распадается на две независимые системы для полей A_x, B_x, C_x и A_z, B_z, C_z соответственно. Условие разрешимости каждой из этих систем дает выражение для трех собственных значений κ :

$$\begin{aligned} \kappa_{1,2}^2 &= \frac{1}{2} \left[g^2 - 2\varepsilon_0 k_0^2 \mp \sqrt{g^4 + 8\alpha_1 \varepsilon_0 k_0^2 (\varepsilon_0 k_0^2 - g^2)} \right], \\ \kappa_3^2 &= -\varepsilon_0 k_0^2 + \frac{g^2}{1 - 2\alpha_1}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

где $\alpha_1 = \varepsilon_1^2 / \varepsilon_0^2 \leq 1$ предполагается малой. Для нахождения дисперсионного выражения для поверхностных плазмонных поляритонов необходимо учесть граничные условия на верхней и нижней поверхностях пластинки: (i) непрерывность x -компоненты электрического поля и (ii) z -компоненты вектора электрического смещения $D_z = \varepsilon E_z$ (см. уравнения (14) и (15) в [6]). Из-за периодичности диэлектрической проницаемости на поверхности сверхпроводника за счет образования вихрей Абрикосова в зонной структуре плазмонных поляритонов возникает щель около невозмущенной частоты $\omega_0(g)$, ограниченная сверху и снизу частотами ω_a и ω_b , соответственно.

$$\omega_a \approx \omega_0 (1 + \Delta_1 + i\Delta_2), \quad (2.8)$$

где

$$\Delta_1 \approx \frac{-\alpha_{01} [\beta^3 + 2\beta^2 + 3\beta + 2 - 2(\beta^2 + \beta + 1)\sqrt{1 + \beta}]}{(1 - \beta^2)(1 - \beta)\beta} < 0, \quad (2.9)$$

$$\Delta_2 \approx \frac{2\alpha_{01} [2\beta + 2 - (\beta + 2)\sqrt{1 + \beta}]}{(1 - \beta^2)(1 - \beta)\sqrt{-\beta}} < 0, \quad (2.10)$$

$$\omega_0^2 = c^2 g^2 \frac{\varepsilon_I(\omega_0) + \varepsilon_0(\omega_0)}{\varepsilon_I(\omega_0)\varepsilon_0(\omega_0)}, \quad (2.11)$$

$$\omega_b \approx \omega_0 \left[1 - \frac{\alpha_{01}\beta(2+\beta)}{1-\beta^2} \right], \quad (2.12)$$

где $\alpha_{01} = \alpha_1(\omega = \omega_0)$ и $\beta = \varepsilon_I / \varepsilon_0(\omega = \omega_0)$. При этом выполняются неравенства: $\text{Re}(\omega_a) < \text{Re}(\omega_0) < \text{Re}(\omega_b)$. Таким образом, запрещенная зона $\text{Re}(\omega_b) - \text{Re}(\omega_a)$ открывается в спектре ППП. При этом мы пренебрегаем мнимыми частями этих частот, отвечающих за затухание возбуждений.

Для описания диэлектрической функции внутри сверхпроводника воспользуемся двухжидкостной моделью. В этой модели мы предполагаем, что внутри вихрей металл находится в нормальном состоянии и его диэлектрическую функцию можно описать в рамках модели Друде:

$$\varepsilon_{in}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (2.13)$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ - плазменная частота нормального металла, а γ - затухание.

Вне вихрей металл находится в смешанном состоянии нормальной и сверхпроводящей компонент. Плотность каждой компоненты (n_n, n_s) зависит от температуры. Вблизи критической температуры можно считать, что $n_s / n_n \cong 2(T_c - T) / T_c$. Таким образом, диэлектрическая проницаемость будет иметь вид:

$$\varepsilon_{out}(\omega) = 1 - \frac{\omega_{ps}^2}{\omega} - \frac{\omega_{pn}^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (2.14)$$

где $\omega_{ps}^2 = 4\pi n_s e^2 / m_e = 2\omega_p^2(T_c - T) / T$

и

$$\omega_{pn}^2 = 4\pi n_n e^2 / m_e = 4\pi(n_e - n_s)e^2 / m_e = \alpha_p^2(2T - T_c) / T$$

Приближение слабой связи, обусловленное уравнением (2.4), работает при малом контрасте диэлектрической функции $\varepsilon_{II}(x)$ между средой внутри и вне вихрей. Это условие выполняется при температурах T близких к T_c . Контраст мнимой части диэлектрической функции α_{im} не зависит от частоты и имеет вид:

$$\alpha_{im} = \frac{\text{Im}(\varepsilon_{out}) - \text{Im}(\varepsilon_{in})}{\text{Im}(\varepsilon_{out}) + \text{Im}(\varepsilon_{in})} = (T_c - T) / T \rightarrow 0, \quad T \rightarrow T_c \quad (2.15)$$

При температуре $(T_c - T) / T_c = 0.022$ α_{im} составляет 2%, поэтому мы будем пренебрегать ей в дальнейшем. Контраст вещественной части диэлектрической функции α_{Re} зависит от частоты:

$$\alpha_{Re} = \frac{\text{Re}(\varepsilon_{out}) - \text{Re}(\varepsilon_{in})}{\text{Re}(\varepsilon_{out}) + \text{Re}(\varepsilon_{in})} = \frac{\omega_p^2 \left(\frac{2(T_c - T)}{T} \cdot \frac{\omega^2 + \gamma^2}{\omega^2} - 2 \frac{T - T_c}{T_c} \right)}{2(\omega^2 + \gamma^2) - \omega_p^2 \left(\frac{2(T_c - T)}{T} \cdot \frac{\omega^2 + \gamma^2}{\omega^2} - 2 \frac{T}{T_c} \right)} \quad (2.16)$$

Таким образом, при $(T_c - T) / T_c \rightarrow 0$, α_{Re} также стремится к нулю. Поэтому приближение слабой связи (2.4) для $\varepsilon_{II}(x)$ допустимо при $(T_c - T) / T_c \rightarrow 0$, так как и α_{Re} , и α_{im} малы при температурах, близких к T_c .

Чтобы найти явное выражение для ω_0 , нужно решить уравнение (2.11), подставив в него явную зависимость диэлектрической функции от частоты (2.13)-(2.14). Учтем, что $\varepsilon_0(\omega) = (\varepsilon_{in}(\omega) + \varepsilon_{out}(\omega)) / 2$, и положим диэлектрическую константу среды, из которой падает излучение, равной единице $\varepsilon_I = 1$. Тогда уравнение (2.11) примет вид:

$$\omega_0^4 + \omega_0^2(\gamma^2 - \omega_p^2) - \omega_p^2 \gamma^2 \frac{T_c - T}{T_c} = c^2 g^2 \left(2(\omega_0^2 + \gamma^2) - \omega_p^2 - \frac{\gamma^2 \omega_p^2 T_c - T}{\omega_0^2 T_c} \right) \quad (2.17)$$

3. Результаты вычислений и выводы

Уравнение имеет два корня, которые соответствуют решениям для поверхностного и объемного плазмонов в металле (остальные корни соответствуют мнимым частотам). Решение, соответствующее поверхностной моде (ППП) изображено на Рис.1 (сплошная линия) как функция магнитного поля. В рамках нашего рассмотрения, только поверхностные моды участвуют в спаривании с фотонами и в образовании плазмонных поляритонов.

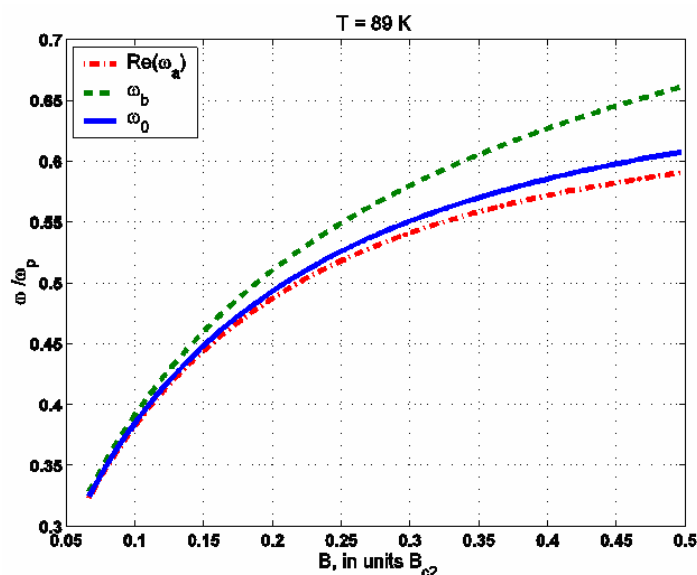


Рис. 1. Верхняя и нижняя частоты, ограничивающие первую запрещенную зону в спектре поверхностных плазмонных поляри-тонов при $(T_C - T)/T_C = 0.022$. Сплошная линия ω_0 ; точечная линия ω_a ; пунктирная линия ω_b .

Используя уравнения (2.8)-(2.12), можно найти ω_a и ω_b и вычислить ширину поляритонной щели в спектре при разных значениях магнитного поля. Результат такого вычисления представлен на графике Рис.1 (пунктирная и точечная

линии). Ширина щели как функция напряженности магнитного поля представлена на Рис.2. Видно, что размер щели увеличивается по мере увеличения магнитного поля.

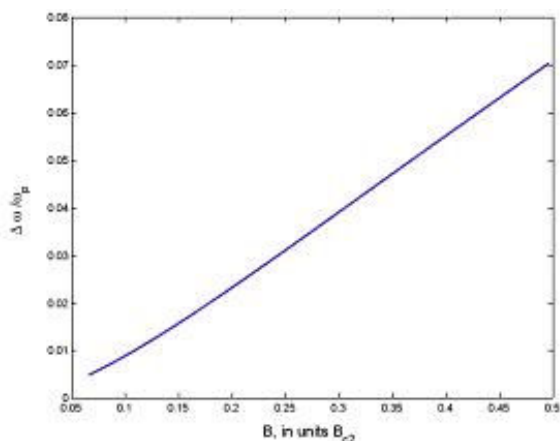


Рис. 2. Ширина первой запрещенной зоны в спектре поверхностных плазмонных поляритонов при $(T_C - T)/T_C = 0.022$.

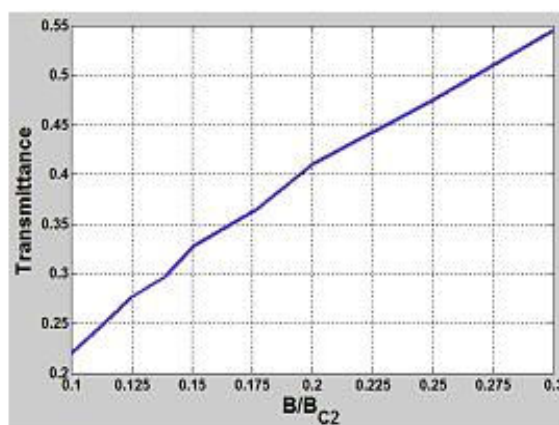


Рис. 3. Аномальное прохождение через один вихрь в пленке сверхпроводника II рода в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля B/B_{c2} на частоте $\omega = \omega_b$. Толщина пленки $d = 750 \text{ nm}$.

С помощью численного метода, основанного на разностном решении временных уравнений Максвелла (Finite-

Different-Time-Domain), подробно описанного в [20], мы вычислили коэффициент прохождения света через одиночный

вихрь Абрикосова конечной длины, образованный в пленке сверхпроводника, находящегося в металлической фазе. В вычислениях мы использовали диэлектрическую проницаемость, описанную выражением (2.13), для моделирования среды внутри вихря и (2.14) для моделирования среды вне вихря. С помощью периодических граничных условий была смоделирована периодичность диэлектрической функции, отвечающей решетке вихрей в сверхпроводнике II рода. На Рис.3 показано прохождение через сверхпроводящую пленку, растущее с увеличением магнитного поля.

Обсудим условие, которое необходимо для аномального прохождения электромагнитной волны через систему вихрей в пластинке сверхпроводника II рода. В условиях двойного резонанса между плазмнными поляритонами на верхней и нижней границах пластинки сверхпроводника возможно туннелирование поляритона сквозь пленку и излучение электромагнитной волны соответствующей частоты на противоположной поверхности пленки. Таким образом, на резонансных частотах происходит усиление прохождения [6]. В симметричном случае, когда $\epsilon_I = \epsilon_{III}$ резонансное усиление прохождения происходит на частотах, лежащих на границах поляритонной щели вне ее. В несимметричном случае $\epsilon_I \neq \epsilon_{III}$ резонансное усиление возможно только на определенных частотах, зависящих от

$\epsilon_I, \epsilon_{III}$ и периода решетки, образуемой вихрями Абрикосова $a(B, T)$ (см.(2.1)) [6]. Изменяя температуру и магнитное поле, можно контролировать период решетки вихрей, а следовательно, и щель в спектре плазмнных поляритонов, и резонансную частоту для усиленного прохождения.

Ближние поля вблизи вихрей с противоположной стороны пластинки сверхпроводника могут быть использованы как сенсоры. Преимуществами, с точки зрения технической реализации такой системы (по сравнению, например, с [21]), является отсутствие необходимости использовать нанолитографию для получения решетки отверстий в пластинке, а также возможность контролировать оптические свойства системы внешним магнитным полем и температурой. Такие пленки, изготовленные из сверхпроводника II рода, могут быть использованы в биологии для изучения объектов в терагерцовом диапазоне. Так как характерным размером для сенсора, основанного на вихре Абрикосова, является глубина проникновения поля в материал, такое устройство может быть перенастраиваемо за счет управления периодом решетки вихрей путем изменения температуры и магнитного поля. Более того, плотность сенсоров в нашем случае может быть больше, так как мы предлагаем использовать двумерную решетку вихрей вместо одномерного ряда прорезей, предложенного в [21].

Литература

1. T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thioand, and P. A. Wolff, *Nature* 391, 667 (1998).
2. J. A. Porto, F. J. Garcia-Vidal, and J. B. Pendry, *Phys. Rev. Lett.* 83, 2845 (1999).
3. F. J. Garcia-Vidal, H. J. Lezec, T. W. Ebbesen, and L. Martin-Moreno, *Phys. Rev. Lett.* 90, 213901 (2003).
4. A. A. Abrikosov, *Fundamentals of the Theory of Metals* (North Holland, Amsterdam, 1988).
5. D. N. Basov and T. Timusk, *Rev. Mod. Phys.* 77, 721 (2005).
6. S. A. Darmanyany and A. V. Zayats, *Phys. Rev. B* 67, 035424 (2003).
7. E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* 58, 2059 (1987).
8. S. John, *Phys. Rev. Lett.* 58, 2486 (1987).

9. R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, J. D. Joannopoulos, and O. L. Alherhand, *Phys. Rev. B* 48, 8434 (1993).
10. J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice* (Princeton University Press, Princeton, NJ, 1995); *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (Princeton University Press, Princeton, NJ, 1995).
11. H. Takeda and K. Yoshino, *Phys. Rev. B* 67, 073106 (2003).
12. H. Takeda and K. Yoshino, *Phys. Rev. B* 67, 245109 (2003).
13. H. Takeda, K. Yoshino, and A. A. Zakhidov, *Phys. Rev. B* 70, 085109 (2004).
14. O. L. Berman, Yu. E. Lozovik, S. L. Eiderman, and R. D. Coalson, *Phys. Rev. B* 74, 092505 (2006).
15. A. L. Dobryakov, V. M. Farztdinov and Yu. E. Lozovik, *Phys. Rev. B* 47, 11515 (1993).
16. M. Ricci, N. Orloff, and S. M. Anlage, *Appl. Phys. Lett.* 87, 034102 (2005).
17. N. Dupuis, G. Montambaux, and C. A. R. S´a de Melo, *Phys. Rev. Lett.* 70, 2613 (1993).
18. N. Dupuis and G. Montambaux, *Phys. Rev. B* 49, 8993 (1994).
19. A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, and A. A. Maradudin, *Phys. Rep.* 408, 131 (2005).
20. A. Taflove, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (MA: Artech House, 1995).
21. Y. S. Jung, Z. Sun, H. K. Kim, and J. Blachere, *Appl. Phys. Lett.* 87, 263116 (2005).

ANOMALOUS OPTICAL TRANSMISSION THROUGH A VORTEX LATTICE IN A FILM OF TYPE-II SUPERCONDUCTOR

M.Bogdanova, Yu.Loosovik, A.Kolesnikov

Institute of Spectroscopy RAS, 142190, Russia, Moscow area, Troitsk
e-mail: bogdanova@kintech.ru

The effect of anomalous optical transmission through an array of vortices in a type-II superconducting film subjected to a strong magnetic field is studied. The mechanism responsible for this effect is resonance excitation of two surface plasmon polaritons (SPP) in the system. The SPP band gap in the system is studied as a function of magnetic field and temperature. Control of transmission by varying magnetic field and/or temperature is analyzed.

