

Излучение от движущейся решётки джозефсоновских вихрей в слоистых сверхпроводниках.

Л.Н. Булаевский (а), А.Е. Кошелев (б), М.Р. Малей (а), М. Тачики (в)

(а) Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, USA

(б) Materials Science Division, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, USA

(в) Natl. Inst. for Mater. Sci., 1-2-1 Sengen, Tsukuba, Ibaraki 3050047, Japan

Мы рассматриваем движение вихрей в высокотемпературных слоистых сверхпроводниках типа $\text{Bi}_2\text{Ba}_2\text{CaCuO}_8$ (BSCCO) и $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCuO}_8$ (TBCCO) в присутствии транспортного тока перпендикулярно слоям и сильного постоянного магнитного поля, приложенного вдоль слоёв. При токах больше критического джозефсоновские вихри двигаются вдоль слоёв и генерируют электромагнитное поле внутри сверхпроводника. На границе сверхпроводник - диэлектрик это поле трансформируется частично в поле, излучаемое в диэлектрик. Частота излучения определяется джозефсоновской частотой, которая зависит от пропускаемого транспортного тока и приложенного постоянного магнитного поля. В принципе, таким способом можно получить монохроматическое и перестраиваемое по частоте излучение из сверхпроводника в диэлектрик в терагерцовом диапазоне. Для практического использования этого метода генерации электромагнитных волн необходимо оценить мощность излучения и степень нагрева кристалла при работе в терагерцовом диапазоне частот.

Полученные к настоящему времени численные результаты [1] для BSCCO показывают возможность излучения с заметной интенсивностью в терагерцовом диапазоне. В этой публикации мы приводим аналитические результаты для мощности излучения и выделяемого тепла. Как и в работе [1], наши результаты основаны на решении конечно-разностных дифференциальных уравнений для слоистых сверхпроводников с джозефсоновским взаимодействием слоёв [2].

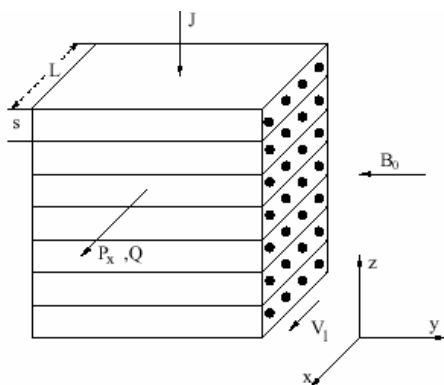


Рис. 1

На Рис. 1 схематически показан кристалл со сверхпроводящими слоями, направление приложенного постоянного магнитного поля B_0 , решётка

вихрей в проекции на плоскость (x, z) , направление транспортного тока J и скорости движения вихрей V_1 , направление вектора Пойнтинга P_x электромагнитного поля в диэлектрике и направление потока джоулева тепла Q , которое необходимо отводить от кристалла в ситуации, когда его длина L вдоль оси x наименьшая.

Уравнения Максвелла совместно с джозефсоновским уравнением для разности фаз $\varphi_n(x, t)$ между слоями с номерами n и $n+1$ внутри сверхпроводника приводят к следующему уравнению для $\varphi_n(x, t)$:

$$T_c \frac{\partial}{\partial \tau} \delta_{sn}^2 \varphi_n + \delta_{sn}^2 \sin \varphi_n - \frac{\partial^2 \varphi_n}{\partial u^2} - v_{ab} \frac{\partial}{\partial \tau} \delta_n^2 \left(T_c \frac{\partial \varphi_n}{\partial \tau} + \sin \varphi_n \right) = 0, \quad (1)$$

где $T_c = \partial/\partial \tau + v_c$, $v_c = 4\pi\sigma_c/(\epsilon_c\omega_p)$, $v_{ab} = 4\pi\sigma_{ab}/(\epsilon_{ab}\omega_p)$, σ_c, σ_{ab} – проводимости квазичастиц поперёк и вдоль слоёв, соответственно, $\epsilon_c, \epsilon_{ab}$ – высокочастотные диэлектрические проницаемости для электрического поля поперёк и вдоль слоёв, $\omega_p = c/(\lambda_c \sqrt{\epsilon_c})$ – джозефсоновская плазменная частота, λ_c и λ_{ab} – лондоновские глубины проникновения для тока поперёк и вдоль слоёв, соответственно. Мы обозначили $\delta_{sn}^2 = \delta_n^2 + s^2/\lambda_{ab}^2$, где $\delta_n^2 A_n = 2A_n - A_{n+1} - A_{n-1}$, s это расстояние между соседними слоями, $u = x/\lambda_J$, джозефсоновская длина $\lambda_J = s\lambda_c/\lambda_{ab}$ и $\tau = \omega_p t$.

Это уравнение выражает закон сохранения заряда в слоистом сверхпроводнике. Первый член описывает изменение заряда внутри слоёв, второй член – ток куперовских пар между слоями, третий – сверхпроводящий ток внутри слоёв и последний член – ток квазичастиц внутри слоёв. Переменные по времени магнитное и электрическое поле, в единицах $\Phi_0/(2\pi\lambda_c\lambda_{ab})$, выражаются через разность фаз между слоями в виде

$$\left[\delta_n^2 - \frac{1}{\ell^2} \left(1 + v_{ab} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \right] h_n = - \left(1 + v_{ab} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \frac{\partial \varphi_n}{\partial u},$$

$$e_n = \frac{\ell}{\sqrt{\epsilon_c}} \frac{\partial \varphi_n}{\partial \tau}, \quad \ell = \frac{\lambda_{ab}}{s}.$$

В сильном постоянном магнитном поле $B_0 \gg \Phi_0/(2\pi s\lambda_J)$ решение для разности фаз имеет вид

$$\varphi_n(u, \tau) = bu + \varpi\tau + \alpha(u, \tau) + \beta_n(u, \tau),$$

$$\sum_n \beta_n(u, \tau) = 0,$$

где первый член соответствует постоянному магнитному полю, $b = 2\pi s \lambda_J B_0 / \Phi_0$, второй член описывает джозефсоновские осцилляции в присутствии постоянного напряжения между соседними слоями V , и $\varpi = \omega_J / \omega_p$, где $\omega_J = 2eV/\hbar$ - джозефсоновская частота, а α и β_n описывают, соответственно, однородную и неоднородную вдоль оси z компоненты разности фаз. Компонент α характеризует трансляционное движение вихревой решётки как целого, а β_n - структуру решётки вдоль оси z . При $b \gg 1$ компоненты α и β_n малы, и мы найдем их в дальнейшем, используя теорию возмущений по малому параметру $1/b$.

Компонента α вызывает излучение в диэлектрик, так как плоская электромагнитная волна, выходящая из сверхпроводника, должна быть однородной вдоль оси z (мы считаем, что длина кристалла вдоль оси z много больше чем длина волны излучения). Поскольку для выходящей электромагнитной волны в диэлектрике $B_y = \sqrt{\varepsilon_d} f(x\sqrt{\varepsilon_d} + ct)$ и $E_z = f(x\sqrt{\varepsilon_d} + ct)$, и B_y , E_z непрерывны на границе диэлектрик - сверхпроводник ($x = 0$), то граничное условие для $\alpha(u, \tau)$ имеет вид

$$\zeta \left(\frac{\partial \alpha}{\partial u} \right)_{u=+0} = \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \tau} \right)_{u=+0}, \quad \zeta = \ell \sqrt{\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_d}}, \quad (2)$$

где ε_d - диэлектрическая постоянная диэлектрика. Что касается неоднородной компоненты, β_n , то соответствующее ей электромагнитное поле затухает вглубь диэлектрика. Для малых частот мы получаем граничное условие $(\partial \beta_n / \partial u) = 0$ при $u \rightarrow +0$.

Мощность излучения характеризуется вектором Пойнтинга

$$P_x = \frac{c}{4\pi} \langle \tilde{E}_x \tilde{B}_y \rangle_\tau = \frac{J_0 \Phi_0 \sqrt{\varepsilon_d}}{2\pi s \varepsilon_c} \left\langle \left(\frac{\partial \tilde{\alpha}}{\partial \tau} \right)_{u=0}^2 \right\rangle_\tau,$$

где \tilde{A} обозначает осциллирующую по времени компоненту A , $\langle \dots \rangle_\tau$ обозначает среднее по времени, и $J_0 = (\Phi_0 c) / (8\pi^2 s \lambda_c^2)$ - джозефсоновский критический ток.

В простейшем случае прямоугольной решётки вихрей $\beta_n = 0$. Решение для осциллирующей по времени компоненты $\alpha(u, \tau)$ в полубесконечном кристалле имеет вид

$$\tilde{\alpha} = -\frac{\sin(bu + \varpi\tau)}{b^2 \ell^2} - e^{-\frac{v_c u}{2\ell}} \frac{\zeta \sin\left(\varpi\tau - \frac{\varpi u}{\ell}\right)}{\varpi b \ell^2}.$$

Первый член описывает движущуюся решётку джозефсоновских вихрей, а второй электромагнитную волну, отражённую от границы сверхпроводника $x=0$. Вектор Пойнтинга для такой решётки даётся выражением

$$P_x \approx \frac{J_0 \Phi_0 s}{4\pi \lambda_{ab} b^2} G(\varepsilon_c, \varepsilon_d),$$

$$G(\varepsilon_c, \varepsilon_d) = \frac{\sqrt{\varepsilon_d}}{(\sqrt{\varepsilon_c} + \sqrt{\varepsilon_d})^2},$$

а частота излучения совпадает с джозефсоновской частотой

$$\varpi_J = \frac{2eV}{\hbar} = \frac{2esJ}{\hbar \sigma_{ff}},$$

$$\sigma_{ff} = \sigma_c + \sigma_{ab} \frac{\Phi_0^2}{2\pi^2 \lambda_J^4 B^2},$$

где J - плотность транспортного тока, и σ_{ff} - эффективная проводимость в омическом режиме движения вихрей, $J = \sigma_{ff} V/s$. Такой же результат для P_x и частоты получается для кристалла малых размеров при $\varepsilon_c = \varepsilon_d$.

Поток тепла Q дается выражением

$$Q = \sigma_{ff} \frac{\Phi_0^2 \varpi_J^2 L}{4\pi^2 c^2 s}.$$

Для треугольной решётки джозефсоновских вихрей, которая реализуется в статике ($J = 0$) и при малых токах, решение для β_n имеет вид

$$\beta_n = \pi n + (-1)^n \eta(u, \tau).$$

Для движущейся решётки

$$\eta(u, \tau) = S_1 \sin bu + S_2 \cos bu + v(u, \tau).$$

Исключая S_1 и S_2 по теории возмущений, получаем два связанных уравнения для α и v :

$$\frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} - \frac{1}{4} \frac{\partial^2 v}{\partial u^2} + \frac{\sin 2v}{b^2} + v_c \frac{\partial v}{\partial \tau} - \frac{v_{ab}}{b^2} \left(2 \sin v \frac{\partial \cos v}{\partial \tau} + \frac{\partial \sin 2v}{\partial \tau} \right) = 0,$$

$$\frac{\partial^2 \alpha}{\partial \tau^2} + \left(v_c + \frac{2v_{ab}}{b^2} \cos^2 v \right) \frac{\partial \alpha}{\partial \tau} - \ell^2 \frac{\partial^2 \alpha}{\partial u^2} + \cos(bu + \alpha) \sin v = 0.$$

Ур. (2) дает граничное условие для α , а граничное условие для v при $u \rightarrow +0$ имеет вид

$$\frac{\partial v}{\partial u} - \frac{4}{b} \cos v \cos \alpha = 0 \quad (4)$$

Компонента α вдали от границы имеет вид $\alpha = \omega t$. Компонента v описывает отклонения решётки от треугольной, вызванные границей, и вдали от границы $v=0$. Решение уравнения для v находим в линейном приближении, $v \ll 1$, применимом при $b\omega > 2$. Из-за граничного условия (4) компонента v осциллирует с джозефсоновской частотой ω_J . Подставляя v в уравнение для $\alpha(u, \tau)$ и решая его, находим что вектор Пойнтинга определяется формулой (3), где $4b^2$ надо заменить на b^4 . Компонента $\alpha(u, \tau)$ осциллирует с удвоенной джозефсоновской частотой $2\omega_J$. Следовательно, излучение от треугольной решётки происходит на удвоенной джозефсоновской частоте.

Треугольная решетка становится неустойчивой в области сильных токов, где её период вдоль оси z возрастает [4,5]. Экспериментальные данные относительно области стабильности треугольной решетки и структуры решетки в области сильных токов для BSCCO пока отсутствуют. Мы оценим мощность излучения и выделяемое тепло для BSCCO в предположении, что треугольная решетка сохраняется вплоть до токов, необходимых для достижения частот в терагерцовом диапазоне. BSCCO характеризуется параметрами $J_0 = 1700 \text{ A/cm}^2$, $\lambda_{ab} = 0.2 \text{ мкм}$ и $s = 16 \text{ \AA}$. Для получения частоты излучения $f = 0.35 \text{ ТГц}$ в поле 1 Т , необходимо пропускать ток $J = 75 \text{ A/cm}^2$. При этих параметрах находим вектор Пойнтинга излучения $P_x = 0.25 \text{ Вт/см}^2$ и поток тепла $Q = 8 \text{ Вт/см}^2$ при длине кристалла вдоль y -оси $L = 2 \text{ мк}$. Столь сильное выделение тепла вызвано тем, что BSCCO, как и TBCCO, представляет собой бесщелевой сверхпроводник со спариванием d -типа. В нем ненулевая плотность квазичастичных состояний сохраняется вплоть до самых низких температур $T \rightarrow 0$, и квазичастицы в присутствии напряжения V приводят к диссипации. Так, измерения I - V характеристики в BSCCO показывают, что при гелиевой температуре $\sigma_c = 3 \text{ (Ком}\cdot\text{см)}^{-1}$ и $\sigma_{ab} = 0.1 \text{ (ом}\cdot\text{см)}^{-1}$ [6]. Согласно (3) излучение возрастает с уменьшением анизотропии, и TBCCO с этой стороны более эффективен. Однако при той же частоте излучения (и напряжении) ток растёт с уменьшением анизотропии, и соответственно растёт выделение тепла.

Численные расчёты [1] показывают, что при очень больших токах решётка вихрей становится нерегулярной вдоль оси z . Качественный анализ указывает на то, что мощность излучения падает с ростом нерегулярности вдоль оси z . Поэтому вопрос о структуре решётки при больших токах очень важен, если речь идет о практическом применении слоистых сверхпроводников для генерации излучения. Что касается выделения тепла, то оно могло бы быть значительно уменьшено, если бы удалось получить и использовать сильно анизотропные слоистые сверхпроводники со спариванием s -типа (аналоги NbSe_2 , но с более сильной анизотропией).

1. M. Tachiki, M. Iizuka, S. Tajima, and N. Nakamura, в печати.
2. L.N. Bulaevskii, M. Zamora, D. Baeriswyl, H. Beck, and J.R. Clem, Phys. Rev. B, 50, 12831 (1994).
3. R. Kleiner, P. Müller, H. Kohlstedt, N.F. Pedersen, and S. Sakai, Phys. Rev. B, 50, 3942 (1994).
4. A.E. Koshelev and I. Aranson, Phys. Rev. B, 64, 174508 (2001).
5. S.N. Artemenko and S.V. Remizov, Phys. Rev. B, 67, 144516 (2003).
6. Yu. Latyshev, A.E. Koshelev, and L.N. Bulaevskii, Phys. Rev. B, 68, 134504 (2003).