Влияние пиннинга абрикосовских вихрей на распространение поверхностных магнитостатических волн в структуре ферромагнетик–сверхпроводник

Ю.И. Беспятых, В. Василевский*, В.Д. Харитонов

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Московская обл., Россия
* Политехнический институт,
26-600 Радом, Польша

(Поступила в Редакцию 25 июня 1997 г.)

Проанализировано влияние пиннинга вихрей поверхностного слоя в сверхпроводнике второго рода на распространение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в структуре ферромагнетик-сверхпроводник. Пиннинг предполагается достаточно большим, чтобы препятствовать смещению вихрей под действием силы Лоренца со стороны ПМСВ, так что основное состояние сверхпроводника определяется упругими свойствами вихревой решетки и пиннингом. В рассматриваемой модели задача сводится к анализу спектра ПМСВ в поле рассеяния, создаваемом неупорядоченным поверхностным слоем вихрей. Расчет показал, что влияние этого поля на спектр ПМСВ мало и, следовательно, при сильном (в указанном выше смысле) пиннинге вихрей (в отличие от случая структуры ферромагнетик–идеальный сверхпроводник) ухудшения экранирующих свойств сверхпроводника не происходит.

1. Взаимодействие вихрей Абрикосова с магнитостатическими волнами в структуре ферромагнетик–сверхпроводник исследовалось в ряде работ. В [1] теоретически обсужден, а в [2] экспериментально обнаружен эффект увлечения вихревой структуры магнитостатической волной. В работе [3] изучалась возможность усиления магнитостатической волны магнитным потоком вихрей. Детальному исследованию влияния связи вихревой решетки сверхпроводника с намагниченностью ферромагнетика на спектр поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в гибридных структурах посвящены работы [4–9]. В частности, в [4] была предсказана теоретически, а в [5] экспериментально наблюдалась немонотонная зависимость затухания ПМСВ от угла φ между направлением распространения волны и полем подмагничивания $\mathbf{H}_0$ (или от частоты ω при фиксированном φ). Рассмотрение структуры с идеальным сверхпроводником без пиннинга показало [7–9], что смещение вихрей под действием силы Лоренца со стороны ПМСВ из плоскости, параллельной границе раздела ферромагнетик–сверхпроводник, при малых углах φ и достаточно больших волновых числах может быть большим, что в свою очередь приводит к росту глубины проникновения ПМСВ. Другими словами, экранирующие свойства сверхпроводника ухудшаются и спектр волн становится близким к спектру ПМСВ в структуре ферромагнетик–вакуум. В работах [7–9] показано также, что затухание ПМСВ, обусловленное затратой части ее энергии на вязкое движение вихрей, может существенно превышать собственное магнитное затухание и затухание вследствие двухмагнонных процессов рассеяния.

2. Хорошо известно сильное влияние дефектов на физические свойства сверхпроводников, особенно высокотемпературных [10]. Поэтому представляет несомненный интерес рассмотреть распространение ПМСВ в гибридной структуре с неидеальным сверхпроводником. Будем считать, что пиннинг вихрей в поверхностном слое достаточно велик, чтобы противодействовать их смещению под действием поля ПМСВ. Это означает, что плотность критического тока пиннинга j_c должна существенно превышать плотность поверхностного тока j_m, наводимого ПМСВ. Согласно оценкам [1], $j_m \sim 3.5 \cdot 10^6\,\mathrm{A/см^2}$. Условие $j_c \gg j_m$ реализуют, например, дефекты типа пор или макроскопических включений, поскольку они могут приводить [11] к критическому току, близкому к току распаривания ($j_c \sim 2 \cdot 10^7\,\mathrm{A/см^2}$). В принятой модели равновесное положение поверхностных вихрей целиком определяется упругими свойствами вихревой решетки и силами поверхностного пиннинга, влиянием же связи вихрей с намагниченностью на основное состояние сверхпроводника можно пренебречь. Тепловые флуктуации мы не будем учитывать.

3. Рассмотрим структуру, состоящую из ферромагнитного слоя ($-L \leqslant y \leqslant 0$) и прилегающего к нему сверхпроводящего полупространства ($y > 0$) в касательном поле подмагничивания $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{n}_z$, превышающем поле насыщения ферромагнетика. Сверхпроводник будем описывать в лондоновском приближении и, кроме того, будем считать $k\lambda_L \ll 1$, где $\mathbf{k} = (k_x, k_z)$ — волновой вектор ПМСВ, λ_L — лондоновская глубина. Гиббсовский потенциал системы запишем в виде

$$G = G_m + G_u + G_{\mathrm{stray}} + G_{\mathrm{int}} + G_{\mathrm{pin}}, \qquad (1)$$

где G_m — энергия возбуждений намагниченности, G_u — упругая энергия взаимодействия вихрей, G_{stray} — энергия поля рассеяния вихрей (выражения для G_m, G_u, G_{stray} приведены в [9]).

Энергию взаимодействия намагниченности с вихрями G_{int} напишем в виде (мы сохранили в подынтегральном выражении нужный для дальнейшего член $\sim M_k^z$, опущенный в [6,9])

$$G_{\text{int}} = B \int \frac{d\mathbf{k}}{4\pi^2} k_z \int\limits_{-L}^{0} dy\, e^{ky} \times \left[\frac{\mathbf{k}\mathbf{M}_\mathbf{k}(y)}{k} + iM_\mathbf{k}^y(y) \right] u_{-\mathbf{k}}^y(0), \tag{2}$$

где B — магнитная индукция в сверхпроводнике, $\mathbf{M}_\mathbf{k}(y)$ и $\mathbf{u}_\mathbf{k}(y)$ — Фурье-компоненты соответственно намагниченности и смещений вихрей. Выражение (2) обязано своим происхождением скачку нормальной составляющей магнитной индукции на поверхности сверхпроводника, пропорциональному y-компоненте смещения вихрей [12].

Наконец, энергию поверхностного пиннинга G_{pin} запишем в виде

$$G_{\text{pin}} = -\int \frac{d\mathbf{k}}{4\pi^2} F_\mathbf{k} u_{-\mathbf{k}}^y(0), \tag{3}$$

где $F_\mathbf{k}$ — плотность случайной силы пиннинга со средним значением, равным нулю. Из условия минимума гиббсовского потенциала в принятом приближении находим

$$u_\mathbf{k}^y(0) = \zeta_\mathbf{k} F_\mathbf{k}/c_{11}k_z, \tag{4}$$

c_{11} — модуль сжатия вихревой решетки, $\zeta_\mathbf{k}$ — безразмерный параметр порядка единицы, приведенный в [13]. Отметим, что в отличие от модели объемного случайного пиннинга [14], среднеквадратичное смещение вихрей поверхностного слоя, определяемое из (4), конечно и дальний позиционный порядок сохраняется.

4. В силу вышесказанного эффективное магнитное поле ферромагнетика (без учета обмена и анизотропии) имеет вид

$$\mathbf{H}_{\text{ef}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H} + \mathbf{H}_{\text{stray}}, \tag{5}$$

где $\mathbf{H}$ — дипольное поле, $\mathbf{H}_{\text{stray}}$ — поле рассеяния, определяемое обусловленным пиннингом смещением вихрей из их идеальных позиций; его Фурье-компонента согласно (2) равна

$$\mathbf{H}_{\text{stray}}(\mathbf{k}, y) = -\frac{\partial G_{\text{int}}}{\partial \mathbf{M}_{-\mathbf{k}}(y)} = \frac{1}{4\pi^2} H_0 u_\mathbf{k}^y(0) k_z e^{ky} \times \left(\frac{k_x}{k}\mathbf{n}_x + i\mathbf{n}_y + \frac{k_z}{k}\mathbf{n}_z \right) \tag{6}$$

(здесь учтено, что в рассматриваемом интервале полей $B \approx H_0$). Таким образом, задача сводится к исследованию распространения ПМСВ в случайном поле $\mathbf{H}_{\text{stray}}$, генерируемом "замороженными" смещениями вихрей поверхностного слоя.

Прежде всего заметим, что наличие поля $\mathbf{H}_{\text{stray}}$ в структуре приводит к неоднородности основного состояния ферромагнетика

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}_0 + \mathbf{M}(\mathbf{r}) + \mathbf{m}(\mathbf{r}, t). \tag{7}$$

Линеаризуя статический вариант уравнения Ландау–Лифшица ($M^z \approx M_0, M^{x,y} \ll M_0$) получим систему уравнений для $M^{x,y}$

$$\begin{aligned}
&\Omega_H M_\mathbf{k}^x(y) + \frac{k_x}{2}\int\limits_{-L}^{0} dy' \times \Bigg\{ \left[\frac{k_x}{k} M_\mathbf{k}^x(y') + i\,\mathrm{sgn}(y-y') M_\mathbf{k}^y(y') \right] e^{-k|y-y'|} \\
&\quad + \left[\frac{k_x}{k} M_\mathbf{k}^x(y') + iM_\mathbf{k}^y(y') \right] e^{k(y+y')} \Bigg\} + \frac{1}{4\pi^2}\Omega_H \frac{k_z k_x}{k} e^{ky} u_\mathbf{k}^y(0) = 0, \\
&(\Omega_H + 1) M_\mathbf{k}^y(y) + \frac{k}{2}\int\limits_{-L}^{0} dy' \times \Bigg\{ \left[-M_\mathbf{k}^y(y') + i\frac{k_x}{k}\mathrm{sgn}(y-y') M_\mathbf{k}^x(y') \right] e^{-k|y-y'|} \\
&\quad + \left[M_\mathbf{k}^y(y') - i\frac{k_x}{k} M_\mathbf{k}^x(y') \right] e^{k(y+y')} \Bigg\} - \frac{i}{4\pi^2}\Omega_H k_z e^{ky} u_\mathbf{k}^y(0) = 0,
\end{aligned} \tag{8}$$

где $\Omega_H = H_0/4\pi M_0$. Решение системы (8) имеет вид

$$\begin{aligned}
M_\mathbf{k}^x(y) &= \frac{ik \sin\varphi \cos\varphi H_0 u_\mathbf{k}^y(0)}{8\pi^3 D_0(\Omega_H + 1)} \times \Big[\left(1 + \eta_\mathbf{k}^0\right)\left(\eta_\mathbf{k}^0 - \sin^2\varphi\right) e^{q_\mathbf{k}^0(y+L)} \\
&\quad + \left(1 - \eta_\mathbf{k}^0\right)\left(\eta_\mathbf{k}^0 + \sin^2\varphi\right) e^{-q_\mathbf{k}^0(y+L)} \Big], \\
M_\mathbf{k}^y(y) &= \frac{q_\mathbf{k}^0 \cos\varphi H_0 u_\mathbf{k}^y(0)}{8\pi^3 D_0(\Omega_H + 1)} \times \Big[\left(1 + \eta_\mathbf{k}^0\right)\left(\eta_\mathbf{k}^0 - \sin^2\varphi\right) e^{q_\mathbf{k}^0(y+L)} \\
&\quad - \left(1 - \eta_\mathbf{k}^0\right)\left(\eta_\mathbf{k}^0 + \sin^2\varphi\right) e^{-q_\mathbf{k}^0(y+L)} \Big],
\end{aligned} \tag{9}$$

где

$$q_\mathbf{k}^0 = \eta_\mathbf{k}^0 k, \quad \eta_\mathbf{k}^0 = \sqrt{(\Omega_H + \sin^2\varphi)/(\Omega_H + 1)},$$

$$D_0 = e^{q_\mathbf{k}^0 L}\left(1 + \eta_\mathbf{k}^0\right)\left(\eta_\mathbf{k}^0 - \sin^2\varphi\right) - e^{-q_\mathbf{k}^0 L}\left(1 - \eta_\mathbf{k}^0\right)\left(\eta_\mathbf{k}^0 + \sin^2\varphi\right).$$

5. Рассмотрим теперь элементарные возбуждения $\mathbf{m}(\mathbf{r},t)$, распространяющиеся на фоне неоднородного основного состояния (9). Эффективное поле в динамическом уравнении Ландау–Лифшица имеет тот же вид (5), но содержит теперь высокочастотную часть, легко находимую из решения краевой задачи магнитостатики. После перехода к Фурье-компонентам и линеаризации получим следующую систему уравнений (множитель $e^{-i\omega t}$ опускаем)

$$-i\Omega m^y_{\mathbf{k}}(y) + \Omega_H m^x_{\mathbf{k}}(y) + \frac{k_x}{2}\int\limits_{-L}^{0} dy'$$
$$\times \left\{ \left[\frac{k_x}{k} m^x_{\mathbf{k}}(y') + i\,\mathrm{sgn}(y-y') m^y_{\mathbf{k}}(y') \right] e^{-k|y-y'|} \right.$$
$$\left. + \left[\frac{k_x}{k} m^x_{\mathbf{k}}(y') + i m^y_{\mathbf{k}}(y') \right] e^{k(y+y')} \right\} + \frac{1}{4\pi M_0}$$
$$\times \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} H^z_{\mathrm{stray}}(\mathbf{k}-\mathbf{k}', y)\, m^x_{\mathbf{k}'}(y) + \frac{i}{2M_0}$$
$$\times \int \frac{dk'}{(2\pi)^2} k'_z M^x_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}(y) \int\limits_{-L}^{0} dy'$$
$$\times \left\{ \left[\frac{i\mathbf{k}\mathbf{m}_{\mathbf{k}'}(y')}{k'} - \mathrm{sgn}(y-y') m^y_{\mathbf{k}}(y') \right] e^{-k'|y-y'|} \right.$$
$$\left. + \left[\frac{i\mathbf{k}\mathbf{m}_{\mathbf{k}'}(y')}{k'} - m^y_{\mathbf{k}'}(y') \right] e^{k'(y+y')} \right\} = 0,$$

$$i\Omega m^x_{\mathbf{k}}(y) + (\Omega_H + 1) m^y_{\mathbf{k}}(y) + \frac{k}{2}\int\limits_{-L}^{0} dy'$$
$$\times \left\{ \left[-m^y_{\mathbf{k}}(y') + \frac{ik_x}{k}\mathrm{sgn}(y-y') m^x_{\mathbf{k}'}(y') \right] e^{-k|y-y'|} \right.$$
$$\left. + \left[m^y_{\mathbf{k}}(y') - \frac{ik_x}{k} m^x_{\mathbf{k}}(y') \right] e^{k(y+y')} \right\} + \frac{1}{4\pi M_0}$$
$$\times \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} H^z_{\mathrm{stray}}(\mathbf{k}-\mathbf{k}', y) m^y_{\mathbf{k}'}(y) + \frac{i}{2M_0}$$
$$\times \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} k'_z M^y_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}(y) \int\limits_{-L}^{0} dy'$$
$$\times \left\{ \left[\frac{i\mathbf{k}'\mathbf{m}_{\mathbf{k}'}(y')}{k'} - \mathrm{sgn}(y-y') m^y_{\mathbf{k}'}(y') \right] e^{-k'|y-y'|} \right.$$
$$\left. + \left[\frac{i\mathbf{k}'\mathbf{m}_{\mathbf{k}'}(y')}{k'} - m^y_{\mathbf{k}'}(y') \right] e^{k(y+y')} \right\} = 0,$$
$$\Omega = \omega/\omega_m, \quad \omega_m = 4\pi\gamma M_0. \tag{10}$$

Решение системы (10) ищем в виде

$$m^x_{\mathbf{k}}(y) = A_{\mathbf{k}} e^{q_{\mathbf{k}} y} + B_{\mathbf{k}} e^{-q_{\mathbf{k}} y} + \int d\mathbf{k}'$$
$$\times \left[A^{(1)}_{\mathbf{k}'} e^{\left(q_{\mathbf{k}'} + q^0_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}\right)y} + A^{(2)}_{\mathbf{k}'} e^{\left(q_{\mathbf{k}'} - q^0_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}\right)y} \right.$$
$$\left. + B^{(1)}_{\mathbf{k}'} e^{-\left(q_{\mathbf{k}'} + q^0_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}\right)y} + B^{(2)}_{\mathbf{k}'} e^{\left(-q_{\mathbf{k}'} + q^0_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}\right)y} \right],$$

$$m^y_{\mathbf{k}}(y) = C_{\mathbf{k}} e^{q_{\mathbf{k}} y} + D_{\mathbf{k}} e^{-q_{\mathbf{k}} y} + \dots,$$

учитывающем перенормировку основного состояния ферромагнетика вследствие неоднородностей. Выражая все коэффициенты через $C_{\mathbf{k}}$ и $D_{\mathbf{k}}$, получим в результате, для этих двух величин систему интегральных уравнений, которую удобно записать в матричной форме

$$\hat{\Pi}^{(0)}(\mathbf{k})\mathbf{C}_{\mathbf{k}} + \int \frac{d\mathbf{k}'}{(2\pi)^2} \hat{\Pi}^{(1)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') C_{\mathbf{k}'} = 0, \tag{11}$$

где вектор-столбец $\mathbf{C}_{\mathbf{k}} = \begin{pmatrix} C_{\mathbf{k}} \\ D_{\mathbf{k}} \end{pmatrix}$, квадратная матрица ранга два $\hat{\Pi}^{(0)}$ соответствует системе без возмущений, а матрица $\hat{\Pi}^{(1)}$ — возмущению, вносимому смещениями вихрей поверхностного слоя. Матрица $\hat{\Pi}^{(0)}(\mathbf{k})$ имеет вид

$$\hat{\Pi}^{(0)}(\mathbf{k}) = \begin{pmatrix} k - q_{\mathbf{k}}\alpha^{(-)}_{\mathbf{k}} \sin\varphi & k + q_{\mathbf{k}}\alpha^{(+)}_{\mathbf{k}} \sin\varphi \\ \dfrac{e^{-q_{\mathbf{k}} L}(1 + \alpha^{(-)}_{\mathbf{k}} \sin\varphi)}{(q_{\mathbf{k}} + k)}, & \dfrac{-e^{-q_{\mathbf{k}} L}(1 + \alpha^{(+)}_{\mathbf{k}} \sin\varphi)}{(q_{\mathbf{k}} - k)} \end{pmatrix}. \tag{12}$$

Здесь введены обозначения

$$q^2_{\mathbf{k}} = \eta^2_{\mathbf{k}} k^2 = 1 - \Omega_H \cos^2\varphi / [\Omega_H(\Omega_H + 1) - \Omega^2],$$

$$\alpha^{(\pm)}_{\mathbf{k}} = \frac{\Omega^2\left(\eta^2_{\mathbf{k}} - 1\right) \pm \eta_{\mathbf{k}} \sin\varphi}{\Omega_H\left(\eta^2_{\mathbf{k}} - 1\right) - \sin^2\varphi}.$$

Условие $\det \hat{\Pi}^{(0)}(\mathbf{k}) = 0$ дает известный [15] спектр ПМСВ в системе без возмущений (т.е. в системе ферромагнетик–идеальный металл)

$$\mathrm{th}\, q_{\mathbf{k}} L = q_{\mathbf{k}} \mathbf{k} \omega_H \cos^2\varphi / \left[(q^2_{\mathbf{k}} \sin^2\varphi - k^2)\omega_H \right.$$
$$\left. + (q^2_{\mathbf{k}} - k^2)(\omega \sin\varphi + \omega_m \sin^2\varphi) \right], \quad \omega_H = \gamma H_0.$$

Явное выражение для матрицы $\hat{\Pi}^{(1)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ здесь ввиду громоздкости не приводится.

Систему (11) будем решать итерациями аналогично [16,17], проводя на каждом этапе усреднение по случайным смещениям вихрей, что в силу соотношения (4) эквивалентно усреднению по случайной силе пиннинга. Поскольку мы не обсуждаем здесь микроскопической модели пиннинга, удобнее оперировать с спектральной плотностью $W(\mathbf{k})$ бинарной корреляционной функции смещения вихрей, определяемой соотношением

$$\langle u^y_{\mathbf{k}}(0) u^y_{\mathbf{k}'}(0)\rangle = (2\pi)^2 \sigma^2 W(\mathbf{k}) \delta(\mathbf{k}+\mathbf{k}'), \tag{13}$$

где σ — среднеквадратичное отклонение. Для оценок мы примем простейший вид спектральной плотности $W(\mathbf{k}) \sim k_0/(k_0^2+k^2)^{3/2}$, где k_0 — корреляционная длина.

Опуская промежуточные вычисления, приведем их результаты для ПМСВ, распространяющихся перпендикулярно полю $\mathbf{H}_0$.

Для толстых пластин ферромагнетика ($kL \gg 1$) относительное затухание

$$\frac{\operatorname{Im} k}{k} \approx \frac{1}{\pi^3\sqrt{2}} \left(\frac{\sigma}{L}\right)^2 \sqrt{\frac{\omega_H}{\omega_m + 2\omega_H}} e^{kL} \times \begin{cases} 8k_0L/\ln\delta, & \ln\delta \gg k_0L, \\ (\ln\delta/k_0L)^2, & \ln\delta \ll k_0L, \end{cases} \tag{14}$$

где $\delta = \Gamma/\omega_m$, Γ — собственное затухание ПМСВ (для пленок железоиттриевого граната $\delta \sim 10^{-3}$–10^{-4}).

В случае тонких пластин ($kL \ll 1$) вычисления дают

$$\frac{\operatorname{Im} k}{k} \approx \frac{1}{\pi^3} \left(\frac{\sigma}{L}\right)^2 \frac{\omega_H}{\sqrt{\omega_m(\omega_m+\omega_H)}} \times \begin{cases} \sqrt{2}k_0L/\sqrt{kL}\ln\delta, & \sqrt{kL}\ln\delta \gg k_0L, \\ 16^{-1}\left[(\omega_H+\omega_m)/\omega_m\right]^{3/2} \times kL(\ln\delta/k_0L)^2, & \sqrt{kL}\ln\delta \ll k_0L. \end{cases} \tag{15}$$

Полагая для оценок $k = 10^2\,\mathrm{cm}^{-1}$, $L = 10\,\mu\mathrm{m}$, $H_0 = 500\,\mathrm{Oe}$, $\sigma \sim k_0^{-1} \sim d$, где $d = (2^{1/2}/3^{1/4}) \times (\Phi_0/H_0)^{1/2}$ — период вихревой решетки (Φ_0 — квант магнитного потока), получаем, что относительное затухание ПМСВ, обусловленное рассматриваемым механизмом рассеяния, как минимум на 1–2 порядка меньше собственного затухания. Столь же малым оказывается и соответствующий сдвиг частоты, так что спектр волн практически совпадает со спектром ПМСВ в структуре ферромагнетик–идеальный металл.

Таким образом, сильный пиннинг вихрей приводит к полному "восстановлению" экранирующих свойств сверхпроводника по сравнению со случаем незакрепленных вихрей.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 96-02-17283*а*).

Список литературы

[1] А.Ф. Попков. ЖТФ **59**, *9*, 111 (1989).
[2] В.С. Бабушкин, Н.А. Морозова. Письма в ЖТФ **17**, *19*, 1 (1991).
[3] А.Ф. Попков. Письма в ЖТФ **15**, *15*, 9 (1989).
[4] Ю.И. Беспятых, А.Д. Симонов, В.Д. Харитонов. Письма в ЖТФ **16**, *23*, 27 (1990).
[5] В.И. Зубков, Б.М. Лебедь, Э.Г. Локк, В.Д. Харитонов, В.И. Щеглов, С.В. Яковлев. Письма в ЖТФ **18**, *15*, 5 (1992).
[6] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, М. Гайдек, А.Д. Симонов, В.Д. Харитонов. ФТТ **35**, *11*, 2983 (1993).
[7] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, В.Д. Харитонов, В.И. Щеглов. Письма в ЖТФ **21**, *18*, 27 (1995).
[8] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, В.Д. Харитонов, В.И. Щеглов. Письма в ЖТФ **22**, *11*, 7 (1996).
[9] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, М. Гайдек, В.Д. Харитонов. ФТТ **37**, *10*, 3049 (1995).
[10] Л.Н. Булаевский, В.Л. Гинзбург, А.А. Собянин, А.А. Стратонников. УФН **157**, *3*, 539 (1989).
[11] Г.С. Мкртчян, В.В. Шмидт. ЖЭТФ **61**, *1(7)*, 367 (1971).
[12] E.H. Brandt. J. Low Temp. Phys. **42**, *5/6*, 557 (1981).
[13] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, М. Гайдек, В.Д. Харитонов. ФТТ **37**, *9*, 2611 (1995); поправка ФТТ **38**, *10*, 3200 (1996).
[14] А.И. Ларкин. ФЭТФ **58**, *4*, 1466 (1970).
[15] Г.А. Вугальтер, И.А. Гилинский. Изв. вузов. Радиофизика **32**, *10*, 1187 (1989).
[16] Е.И. Уразаков, Л.А. Фальковский. ЖЭТФ **63**, *6(12)*, 2297 (1972).
[17] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, М. Гайдек, В.Д. Харитонов. ФММ **80**, *5*, 5 (1995).