01;05;06

# Генерация третьей гармоники в сильно анизотропных средах вблизи порога протекания

© А.А. Снарский, К.В. Слипченко, А.М. Сатанин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603600 Нижний Новгород, Россия

(Поступило в Редакцию 16 февраля 1999 г.)

Модель перколяционной среды была использована для расчета амплитуды третьей гармоники в перколяционной среде с сильно анизотропными свойствами. Рассмотрены случаи анизотропии формы включений и анизотропии локальной электропроводности. Получены критические индексы и значения кроссовера в указанных случаях.

Метод генерации нечетных гармоник является перспективным средством неразрушающего контроля, диагностики и исследования композитных материалов. За последние годы этому методу посвящено множество теоретических и экспериментальных исследований [1–6]. Амплитуда нечетной гармоники тем больше, чем больше неоднородность среды, и особенно велика в неоднородных средах с порогом протекания — расходится степенным образом вблизи порога протекания. Механизм генерации состоит в том, что при пропускании переменного тока с частотой $\omega$ через неоднородную среду за счет слабой нелинейности локальной проводимости фаз, например в результате локального перегрева, в спектре напряжения появляются гармоники с частотами $3\omega, 5\omega, \ldots$. Их амплитуды зависят от микроструктуры композита и могут служить источником дополнительной информации о ней. В [1,2] была обнаружена связь между нелинейной проводимостью, коэффициентом $1/f$ шума и генерацией третьей гармоники в слабо нелинейных средах. В работе [4] получено выражение для амплитуды $n$-й гармоники в двухфазной среде в приближении нулевого отношения проводимостей компонентов, т.е. при отсутствии проводимости по одной из фаз выше порога протекания. Расчет для амплитуды выше и ниже порога протекания и на самом пороге протекания — в области размазки дан для конечного соотношения сопротивлений фаз в [6]. Результаты экспериментальных исследований приведены в [2–5].

Цель данной работы — расчет амплитуды третьей гармоники в двухфазных средах с анизотропной проводимостью вблизи порога протекания. Выделим две группы таких сред: 1) композиты с сильно анизотропными проводимостями фаз, но изотропной формой включений, главные оси тензора локальной проводимости параллельны между собой; 2) композиты с сильно анизотропной формой включений, ориентированных в одном направлении и изотропных локально; эффективная проводимость таких сред вблизи порога протекания исследовалась в [7–9].

В работе рассматриваются геометрически анизотропные двухфазные среды с сильно анизотропным сопротивлением включений. При этом учитывается конечность отношения сопротивлений составляющих фаз. Приведены выражения для амплитуды третьей гармоники выше и ниже порога протекания, дан анализ, предельные случаи и получено выражение для амплитуды третьей гармоники в области размазки. Рассмотрен случай аключений сильно анизотропной формы и проанализированы предельные случаи выражений.

## Генерация третьей гармоники в двухфазной среде с сильной анизотропией локального тензора проводимости

Для расчета амплитуды третьей гармоники воспользуемся моделью перколяционной структуры типа Node–Link–Blob [10]. Рассмотрим сначала среду первого типа. Это могут быть включения сферической формы, проводимость которых сильно анизотропна, а главные оси тензора ориентированы в одном направлении, в матрице, проводящие совйства которой также сильно анизотропны. При этом, рассматривая трехмерный случай, будем полагать, что для главных компонент тензора удельного сопротивления выполняются условия $\rho_{ix} \gg \rho_{iy} = \rho_{iz}$ и $\partial\rho_{iy}/\partial T = \partial\rho_{iz}/\partial T$ ($i = 1, 2$ — номер фазы). Таким образом, среда в среднем симметрична относительно оси $X$, в ней существуют два принципиально различных направления, которые будем обозначать $X$ и $Y$. Другой случай сильной анизотропии, когда $\rho_{ix} \ll \rho_{iy} = \rho_{iz}$, не имеет принципиальных отличий от рассматриваемого, а выражения для амплитуды третьей гармоники отличаются лишь на несущественный множитель порядка единицы.

Представим модель в виде мостика из хорошо проводящий фазы и прослойки из плохо проводящей (рис. 1). Учитывая сильную анизотропию тензора удельного сопротивления фаз, разделим мостик и прослойку на части, где ток идет вдоль направлений с минимальной ($\Lambda_x S_x$) и максимальной ($\Lambda_y S_y$) проводимостью (рис. 1, $a, b$). Строго говоря, в трехмерном случае в мостике нужно учитывать дополнительную "шпильку" в направлении оси $Z$, а также часть прослойки, перпендикулярную $Z$.

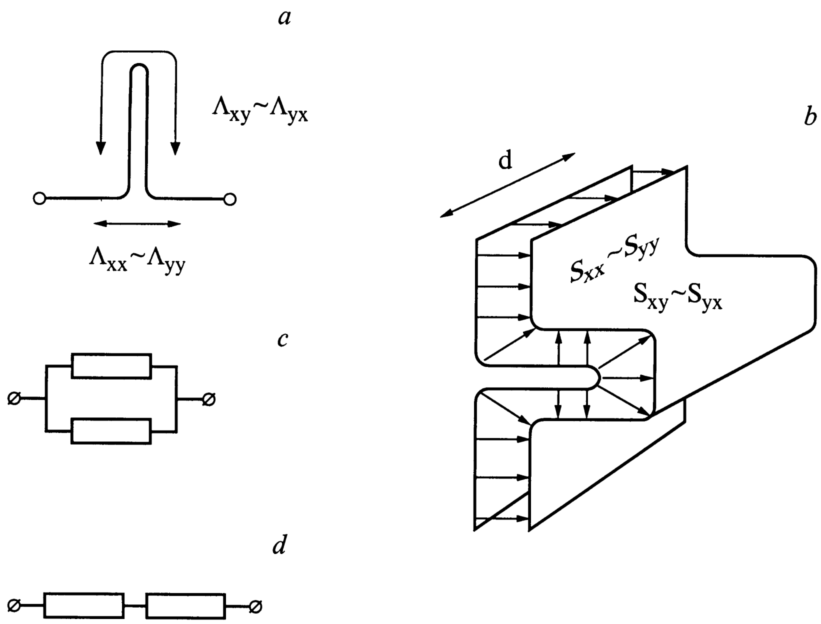


**Рис. 1.** Модель перколяционной среды. $a$ — представление мостика в анизотропной среде. Часть мостика $\Lambda_{xx}$ проходит вдоль направления с большим сопротивлением, а часть $\Lambda_{xy}$ вдоль направления с малым. $b$ — прослойка в анизотропной среде. Аналогично мостику часть прослойки $S_{xy}$ ориентирована в направлении с малым и часть $S_{xx}$ в направлении с большим сопротивлением. Стрелками показано направление протекания токов через прослойку плохо проводящей фазы, рядом — включение размером $d$, указаны соответствующие разным направлениям компоненты тензора проводимости. $c$ — соединение элементов выше порога протекания ($R_\Lambda$ — сопротивление мостика, $R_s$ — сопротивление прослойки); $d$ — ниже порога протекания.

Однако поскольку направления $Y$ и $Z$ идентичны, то для представления модели среды можно ограничиться показанными на рис. 1 элементами. Мостик и прослойка включены параллельно при $p > p_c$ $(c, d)$ и последовательно при $p < p_c$ ($p$ — концентрация хорошо проводящей фазы, $p_c$ — порог протекания). Размеры мостиков и прослоек определим исходя из значений проводимости в первом приближении по отношению проводимостей фаз $h$ [10]. Проводимость такой среды в целом слабо анизотропна [8]. Слабая анизотропия эффективной проводимости, несмотря на сильно анизотропные электрические свойства включений, обусловлена тем, что локальное направление тока в основном связано с перколяционной структурой. С приближением концентрации к порогу протекания происходит изотропизация эффективной проводимости. При этом учитывается, что в рассматриваемом случае степень неоднородности локальной проводимости гораздо больше степени анизотропии включений. Диагональные компоненты тензора эффективной проводимости в главных осях равны

$$\sigma_\perp^e = \sigma_{1x}\tau^t(1+k_\perp\tau^{\lambda_1}), \quad \sigma_\parallel^e = \sigma_{1x}\tau^t(1+k_\parallel\tau^{\lambda_1}), \quad p > p_c,$$

$$\sigma_\perp^e = \sigma_{2y}|\tau|^{-q}\big(1+k_\perp|\tau|^{\lambda_2}\big), \quad \sigma_\parallel^e = \sigma_{2y}|\tau|^{-q}\big(1+k_\parallel|\tau|^{\lambda_2}\big),$$

$$p < p_c, \tag{1}$$

где $\tau = (p - p_c)/p_c$ — близость к порогу протекания; $t, q$ — критические индексы проводимости соответственно выше и ниже $p_c$.

Приравнивая сопротивление корреляционного объема соответственно сопротивлению мостика для $p > p_c$ и прослойки для $p < p_c$, получим характеристики элементов структуры

$$\Lambda_{xx} = \Lambda_{yy} = a|\tau|^{-1}(1 - k_\parallel\tau^{\lambda_1}),$$

$$\Lambda_{xy} = \Lambda_{yx} = a|\tau|^{-1}(1 - k_\perp\tau^{\lambda_1}),$$

$$S_{xy} = S_{yx} = a|\tau|^{-q}(1 + k_\parallel\tau^{\lambda_2}),$$

$$S_{xx} = S_{yy} = a|\tau|^{-q}(1 - k_\perp\tau^{\lambda_2}),$$

где $a$ — характерный размер включений; $k_{\parallel,\perp}$ — некоторые константы.

Величины $k_{\parallel,\perp}|\tau|^{\lambda_{1,2}} \ll 1$ обусловливают слабую анизотропию эффективной проводимости [8], в дальнейшем мы будем ими пренебрегать, тогда $\Lambda_{xx} = \Lambda_{xy} = \Lambda$, $S_{xy} = S_{yx} = S$. Будем полагать, что изменение сопротивления в зависимости от тока происходит за счет локального перегрева. Запишем изменение сопротивления в элементах структуры с точностью до первого члена по величине плотности джоулева тепловыделения $\rho_0 j^2$

$$\rho(T) = \rho_0(1 + m\rho_0 j^2\beta), \qquad \beta = \frac{1}{\rho_0}\frac{\delta\rho}{\delta T}, \tag{3}$$

$m$ — константа, которая зависит от средней температуры и частоты, она связывает локальное превышение температуры над средним значением с плотностью тепловыделения и характеризует отвод тепла $\delta T = m\rho_0 j^2$; $\beta$ — температурный коэффициент сопротивления (ТКС).

Сопротивление элементов (рис. 1)

$$R_{\Lambda_{xx}} = \frac{\Lambda}{a}\rho_{1x}\left(1 + \frac{\partial\rho_{1x}}{\partial T}\, m\rho_{1x} j^2_{\Lambda_{xx}}\right),$$

$$R_{\Lambda_{xy}} = \frac{\Lambda}{a}\rho_{1y}\left(1 + \frac{\partial\rho_{1y}}{\partial T}\, m\rho_{1y} j^2_{\Lambda_{xy}}\right),$$

$$R_{S_{xx}} = \frac{a}{S}\rho_{2x}\left(1 + \frac{\partial\rho_{2x}}{\partial T}\, m\tilde{\rho}_{2x} j^2_{S_{xx}}\right),$$

$$R_{S_{xy}} = \frac{a}{S}\rho_{2y}\left(1 + \frac{\partial\rho_{2y}}{\partial T}\, m\tilde{\rho}_{2y} j^2_{S_{xy}}\right), \quad (4)$$

где $\rho_{1x}, \rho_{1y}$ — компоненты тензора удельного сопротивления хорошо проводящей фазы в главных осях; $\rho_{2x}, \rho_{2y}$ — то же для второй плохо проводящей фазы; $j_{\Lambda_{xx}}$, $j_{\Lambda_{yx}}$, $j_{S_{xx}}$, $j_{S_{xy}}$ — плотности тока в соответствующих элементах.

Введем отношения

$$\rho_{1x}/\rho_{2x} = h_x \ll 1, \quad \rho_{1y}/\rho_{2y} = h_y \ll 1,$$

$$\rho_{1x}/\rho_{1y} = \alpha_1^2 \gg 1, \quad \rho_{2x}/\rho_{2y} = \alpha_2^2 \gg 1, \quad (5)$$

$h_i$ — характеризует неоднородность, $\alpha_i$ — степень анизотропии.

Исходя из модели перколяционной среды при $p > p_c$ (рис. $1, c$) зависящую от тока поправку к сопротивлению корреляционного объема можно записать в виде

$$\delta R = \frac{m\frac{a}{S}\left(\rho_{2y}^2\beta_{2y} j^2_{S_{xy}} + \alpha_2^{-4}\rho_{2x}^2\beta_{2x} j^2_{S_{xx}}\right)}{\left(1 + \frac{1}{\alpha_2^2 h_x}\frac{a^2}{S\Lambda}\right)^2} + \frac{m\frac{\Lambda}{a}\left(\rho_{1x}^2\beta_{1x} j^2_{\Lambda_{xx}} + \rho_{1y}^2\beta_{1y} j^2_{\Lambda_{xy}}\right)}{\left(1 + \alpha_2^2 h_x\frac{S\Lambda}{a^2}\right)^2},$$

где

$$\beta_{ij} = \frac{1}{\rho_{ij}}\frac{\partial\rho_{ij}}{\partial T}.$$

Учитывая, что корреляционная длина в такой среде равна $\xi = a\tau^{\nu}$, и выражая значения локальных плотностей токов через среднюю плотность тока, получим для поправки к эффективному удельному сопротивлению

$$\delta\rho_e = \frac{m\frac{a\xi^2}{S^3}\left(\rho_{2y}^2\beta_{2y} + \alpha_2^{-8}\rho_{2x}^2\beta_{2x}\right)}{\left(1 + \frac{1}{\alpha_2^2 h_x}\frac{a^2}{S\Lambda}\right)^4}\langle j\rangle^2 + \frac{m\frac{\Lambda\xi^2}{a^3}\left(\rho_{1x}^2\beta_{1x} + \rho_{1y}^2\beta_{1y}\right)}{\left(1 + \alpha_2^2 h_x\frac{S\Lambda}{a^2}\right)^4}\langle j\rangle^2. \quad (6)$$

Добавка к среднему полю $\langle E\rangle$ имеет вид

$$\delta\langle E\rangle = \delta\rho_e\langle j\rangle. \quad (7)$$

Подставим в (7) $\delta\rho_e$, учитывая (2) и (5), а также положим, что внешний ток меняется по гармоническому закону $\langle j\rangle = \langle j_0\rangle\cos\omega t$. Тогда, записывая

$$\cos^3\omega t = \frac{3}{4}\cos(\omega t) + \frac{1}{4}\cos(3\omega t),$$

получим величину амплитуды третьей гармоники $V_{3f}$, которую удобно для дальнейшего нормировать на $\langle j_0\rangle^3$,

$$B_{3f} = \frac{V_{3f}}{\langle j_0\rangle^3} \approx \rho_{1x}^2\left(\beta_{1x}\frac{m}{4}\right)\tau^{-(t+2\nu)}\left(1 + \alpha_1^{-4}\frac{\beta_{1y}}{\beta_{1x}}\right) + \rho_{2y}^2\left(h_x\alpha_2^2\right)^4\left(\beta_{2y}\frac{m}{4}\right)\tau^{-2\nu-4t-q}\left(1 + \alpha_2^{-4}\frac{\beta_{2x}}{\beta_{2y}}\right). \quad (8)$$

Аналогично, пользуясь моделью рис. $1, d$ для $p < p_c$, получим

$$B_{3f} \approx \rho_{2y}^2\left(\beta_{2y}\frac{m}{4}\right)|\tau|^{3q-2\nu}\left(1 + \alpha_2^{-4}\frac{\beta_{2x}}{\beta_{2y}}\right) + \rho_{1x}^2\left(\beta_{1x}\frac{m}{4}\right)|\tau|^{-t-2\nu}\left(1 + \alpha_1^{-4}\frac{\beta_{1y}}{\beta_{1x}}\right). \quad (9)$$

Вначале рассмотрим два крайних случая сильной неоднородности. Первый имеет место выше $p_c$, когда вторая фаза вообще не проводит ток, т. е. является идеальным изолятором,

$$B_{3f}(p > p_c) = \frac{V_{3f}}{\langle j\rangle^3} = \rho_{1x}^2\left(\beta_{1x}\frac{m}{4}\right)\tau^{-t-2\nu}\left(1 + \alpha_1^{-4}\frac{\beta_{1y}}{\beta_{1x}}\right). \quad (10)$$

Второй случай при $p < p_c$, когда металл является идеальным проводником, т. е. падением напряжения на первой фазе можно пренебречь,

$$B_{3f}(p < p_c) = \rho_{2y}^2\left(\beta_{2y}\frac{m}{4}\right)|\tau|^{3q-2\nu}\left(1 + \alpha_2^{-4}\frac{\beta_{2x}}{\beta_{2y}}\right). \quad (11)$$

Как видно из (10), в случае, если $\beta_{1y}/\beta_{1x} \sim \alpha_1^4 \gg 1$ или

$$\frac{\partial\rho_{1y}}{\partial T}\Big/\frac{\partial\rho_{1x}}{\partial T} \sim \rho_{1x}/\rho_{1y},$$

параметр анизотропии $\alpha_1$ может значительно изменить величину амплитуды третьей гармоники. В противоположном случае $\alpha_1$ практически не сказывается на значении $B_{3f}$. Аналогичное условие ниже $p_c$, как следует из (11), $\beta_{2x}/\beta_{2y} \sim \alpha_2^4 \gg 1$ или

$$\frac{\partial\rho_{2x}}{\partial T}\Big/\frac{\partial\rho_{2y}}{\partial T} \sim \left(\rho_{2x}/\rho_{2y}\right)^3.$$

При выводе (8) и (9) учитывалось, что одновременно с (5) должно выполняться $(\alpha_1^2 h_y) = (\alpha_2^2 h_x) = \rho_{1x}/\rho_{2y} \ll 1$, т. е. максимальное сопротивление мостика гораздо меньше минимального сопротивления прослойки, что является необходимым условием применения перколяционного подхода [8].

Из (8) и (9) следует, что смена критического поведения (кроссовер) происходит для $p > p_c$, когда второе слагаемое в (8) сравнивается с первым,

$$\tau_c = \left[ \left(\alpha_2^2 h_x\right)^2 \frac{\beta_{2y}}{\beta_{1x}} \left( \frac{1 + \alpha_2^{-4}\beta_{2x}/\beta_{2y}}{1 + \alpha_1^{-4}\beta_{1y}/\beta_{1x}} \right) \right]^{\frac{1}{3t+q}},$$

$$p > p_c \qquad (12)$$

и для $p < p_c$ при

$$|\tau_c| = \left[ \left(\alpha_1^2 h_y\right)^2 \frac{\beta_{1x}}{\beta_{2y}} \left( \frac{1 + \alpha_1^{-4}\beta_{1y}/\beta_{1x}}{1 + \alpha_2^{-4}\beta_{2x}/\beta_{2y}} \right) \right]^{\frac{1}{t+3q}},$$

$$p < p_c \qquad (13)$$

в случае

$$\alpha_1^{-4} \frac{\beta_{1y}}{\beta_{1x}} \ll 1 \quad \text{и} \quad \alpha_2^{-4} \frac{\beta_{2x}}{\beta_{2y}} \ll 1$$

(12) и (13) упрощаются и принимают вид

$$\tau_c = \left[ \left(\alpha_2^2 h_x\right)^2 \frac{\beta_{2y}}{\beta_{1x}} \right]^{\frac{1}{3t+q}} = \left( \left(\alpha_2^2 h_x\right)^3 \frac{\partial \rho_{1x}}{\partial T} \Big/ \frac{\partial \rho_{2y}}{\partial T} \right)^{\frac{1}{3t+q}},$$

$$p > p_c, \qquad (14)$$

$$|\tau_c| = \left[ \left(\alpha_1^2 h_y\right)^2 \frac{\beta_{1x}}{\beta_{2y}} \right]^{\frac{1}{t+3q}} = \left( \alpha_1^2 h_y \frac{\partial \rho_{1x}}{\partial T} \Big/ \frac{\partial \rho_{2y}}{\partial T} \right)^{\frac{1}{t+3q}},$$

$$p < p_c. \qquad (15)$$

Величина области размазки в рассматриваемом случае равна

$$\Delta = \left( \frac{\rho_{1x}}{\rho_{2y}} \right)^{\frac{1}{t+q}} = \left( h_x \alpha_2^2 \right)^{\frac{1}{t+q}} \text{ [8].}$$

Подставляя это выражение в любую из формул (8) или (9), получим для амплитуды третьей гармоники в области размытия перехода металл–диэлектрик следующие выражения:

$$B_{3f} = \rho_{2y}^2 \left( \beta_{2y} \frac{m}{4} \right) \left( h_x \alpha_2^2 \right)^{\frac{3q-2\nu}{t+q}} \left( 1 + \alpha_2^{-4} \frac{\beta_{2x}}{\beta_{2y}} \right)$$
$$+ \rho_{1x}^2 \left( \beta_{1x} \frac{m}{4} \right) \left( h_x \alpha_2^2 \right)^{\frac{t+2\nu}{t+q}} \left( 1 + \alpha_1^{-4} \frac{\beta_{1y}}{\beta_{1x}} \right). \qquad (16)$$

## Генерация третьей гармоники в геометрически анизотропной среде

Обратимся теперь к случаю включений с изотропной проводимостью, имеющих сильно анизотропную форму. Будем считать, что в нашем случае включения имеют форму эллипсов с главными осями $a$ и $b$ (рис. 2), причем $a/b = \alpha \ll 1$. Как впервые показал Шкловский [7], используя преобразования координат

$$x = \frac{\tilde{x}}{\sqrt{\alpha}}, \qquad y = \tilde{y}\sqrt{\alpha}, \qquad (17)$$

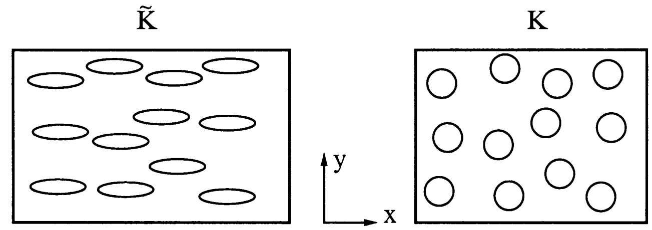


**Рис. 2.** Переход от среды с локально анизотропными $\rho_{xx} \neq \rho_{yy}$ включениями геометрически изотропной формы к среде с изотропными включениями геометрически изотропной формы $\tilde{\rho}_{xx} = \tilde{\rho}_{yy} = \rho$.

можно перейти от геометрически анизотропной среды с изотропной локальной проводимостью фаз к среде с симметричной формой включений и сильно анизотропной проводимостью $\rho_{1x}/\rho_{1y} = \rho_{2x}/\rho_{2y} = \alpha^2 \ll 1$, при этом сохраняется объем включений, а следовательно, и величина $\tau$. Именно такая среда рассматривалась выше, поэтому, используя уже известные параметры мостиков и прослоек и учитывая (15), сразу же находим эти параметры до преобразования

$$\tilde{\Lambda}_{xx} = \tilde{\Lambda}_{xy} = \sqrt{\alpha}\,\Lambda_{xx}, \quad \tilde{\Lambda}_{yx} = \tilde{\Lambda}_{yy} = \frac{1}{\sqrt{\alpha}}\,\Lambda_{xx},$$

$$\tilde{S}_{xx} = \tilde{S}_{xy} = \frac{1}{\sqrt{\alpha}}\,S_{xx}, \quad \tilde{S}_{yx} = \tilde{S}_{yy} = \sqrt{\alpha}\,S_{xx}. \qquad (18)$$

Здесь, как и раньше, мы пренебрегаем малыми добавками порядка $k_{\parallel,\perp}\tau^{\lambda_{1,2}}$ (см. (2) и ниже). Для корреляционного размера, который теперь будет различным в разных направлениях, получим $\tilde{\xi}_x = \sqrt{\alpha}\xi = a\tau^{-\nu}$, $\tilde{\xi}_y = (1/\sqrt{\alpha})\xi = b\tau^{-\nu}$. Используя (16), с помощью рассуждений, аналогичных предыдущему разделу, получим значения для амплитуд гармоник, когда внешний ток направлен вдоль $x$ или вдоль $y$. Выше порога протекания имеем

$$B_x = \rho_1^2 \left( \beta_1 \frac{m}{4} \right) \tau^{-(t+2\nu)} \left( 1 + (\alpha^2 h)^2 \frac{\beta_2}{\beta_1} \tau^{-(3t+q)} \right),$$

$$B_y = \alpha^4 B_x, \qquad p > p_c. \qquad (19)$$

$$B_x = \frac{\rho_2^2}{\alpha^4} \left( \beta_2 \frac{m}{4} \right) |\tau|^{3q-2\nu} \left( 1 + (\alpha^2 h)^2 \frac{\beta_1}{\beta_2} |\tau|^{-(t+3q)} \right),$$

$$B_y = \alpha^4 B_x, \qquad p < p_c. \qquad (20)$$

Величина области размазки $\Delta = \left(h\alpha^2\right)^{\frac{1}{t+q}}$. Подставляя это выражение вместо $\tau$ в (19) или (20), получим амплитуду третьей гармоники в области размазки

$$B_x = \rho_1^2 \left( \beta_1 \frac{m}{4} \right) \left( \alpha^2 h \right)^{\frac{-t-2\nu}{\varphi}} + \alpha^{-4} \rho_2^2 \left( \beta_2 \frac{m}{4} \right) \left( \alpha^2 h \right)^{\frac{3q-2\nu}{\varphi}},$$

$$B_y = \alpha^4 B_x, \qquad (21)$$

где $\varphi = t + q$.

Для амплитуды третьей гармоники, так же как и для проводимости, сильная анизотропия наблюдается для анизотропии формы включений. Заметим, что в случае анизотропии локальной проводимости величина амплитуды третьей гармоники практически не зависит от направления. Значение кроссовера в первом случае

$$\tau_c = \left( (\alpha^2 h)^2 \frac{\beta_2}{\beta_1} \right)^{\frac{1}{3t+q}}, \qquad p > p_c;$$

$$\tau_c = \left( (\alpha^2 h)^2 \frac{\beta_1}{\beta_2} \right)^{\frac{1}{t+3q}}, \qquad p < p_c. \qquad (22)$$

В обоих случаях значение кроссовера не зависит от направления.

Из (19) и (20) видно, что амплитуды гармоник в различных направлениях различаются только множителем $\alpha$. Следовательно, в таком приближении степень анизотропии третьей гармоники определяется только степенью анизотропии формы включений и не зависит от близости к порогу протекания. Наконец, можно сделать вывод, что следует ожидать критического поведения величины амплитуды третьей гармоники на пороге протекания. Значение $V_{3f}$ резко расходится при $p \to p_c$. Аналогично ситуации с эффективной проводимостью в среде с локальной анизотропией электропроводности происходит изотропизация амплитуды третьей гармоники. Выражения для ее значений как в среде первого, так и второго типов содержат не только коэффициент температурного сопротивления, но и отношения компонент тензора удельного сопротивления фаз. Из вышеизложенного можно заключить, что измерения значения амплитуды третьей гармоники позволяют получить дополнительную информацию о локальных характеристиках исследуемой сильно неоднородной среды.

Работа частично поддержана РФФИ (грант № 97-02-16923а и 97-02-18397).

## Список литературы

[1] *Dubson M.A., Hui Y.C., Weissman M.B., Garland J.C.* // Phys. Rev. 1989. Vol. B39. P. 6807–6815.
[2] *Yagil Y., Deutscher G.* // Phys. Rev. 1992. Vol. B46, P. 16115–16121.
[3] *Yagil Y., Deutscher G., Bergman D.J.* // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 69. P. 1423–1426.
[4] *Yagil Y., Deutscher G., Bergman D.J.* // Int. J. of Mod. Phys. 1993. Vol. B7. P. 19–23.
[5] *Ye G.X., Wang J.S., Xu Y.Q.* et al. // Phys. Rev. 1994. Vol. B50. P. 18–22.
[6] *Снарский А.А.* // Письма в ЖТФ. Т. 21. Вып. 1. С. 1–7.
[7] *Шкловский Б.И.* // Письма в ЖТФ. Т. 7. Вып. 5. С. 21–25.
[8] *Shklovskii B.I.* // Phys. St. Sol. (b). 1978. Vol. 85. P. K111–K114.
[9] *Carmona F., Amarti A.E.* // Phys. Rev. 1987. Vol. B35. P. 3284–3290.
[10] *Snarskii A., Setenko M., Bezsoudnov I.* // Int. J. Electron. 1994. Vol. 77. P. 1–7.