О ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЯХ В МАКРОСКОПИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНЫХ ПЛЁНКАХ ВБЛИЗИ ПОРОГА ПРОТЕКАНИЯ В НАКЛОННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Морозовский А. Е., Снарский А. А.

Определены эффективные гальваномагнитные характеристики тонких макроскопически неоднородных двумерных пленок в наклонном магнитном поле при концентрации хорошо проводящей фазы, большей порога протекания, и в области размазки. Указана область применимости полученных результатов.

В последнее время активно изучаются кинетические свойства сильно неоднородных сред, находящихся вблизи порога протекания p_c (концентрация хорошо проводящей фазы p таких сред незначительно отличается от p_c). Одной из вызывающих интерес задач является определение гальваномагнитных свойств макроскопически неоднородных композитов. Для двумерной сильно неоднородной среды получены эффективные гальваномагнитные характеристики в перпендикулярном магнитном поле для любых значений магнитного поля [1-3]. Для трехмерной сильно неоднородной среды, находящейся вблизи порога протекания, концентрационные и полевые зависимости эффективных параметров были получены только для значений $\beta \ll 1$, где β — безразмерное магнитное поле [4]. Промежуточное положение между этими двумя задачами замимает задача о двумерной неоднородной среде в наклонном магнитном поле. В этом случае магнитное поле имеет не только z- ($0Z$ — нормаль к пленке), но, например, и y-компоненту, при этом продольные (по отношению к плоскости пленки) компоненты плотности тока $j_\parallel$ (j_x, j_y) и поля $E_\parallel$ (E_x, E_y) могут «взаимодействовать» с поперечными компонентами j_z и E_z. При этом надо различать два случая: 1) двумерной среды $\hat{\sigma}=\hat{\sigma}(x, y)$ с $d \to \infty$ [5] (d — толщина пленки), 2) двумерно-неоднородной пленки $\hat{\sigma}=\hat{\sigma}(x, y)$ (d конечно). В случае неоднородной пленки продольные, а следовательно, и поперечные компоненты полей и токов сложным образом зависят от всех трех координат. Задача о распределении полей и токов становится локально трехмерной, оставаясь при усредненном описании двумерной. Решение такой задачи, являющейся промежуточной между двумерными и трехмерными задачами, затруднительно. Для указанного выше случая $d \to \infty$ в [5] были получены выражения для гальваномагнитных характеристик двумерных неоднородных сред в наклонном магнитном поле. Гальваномагнитные характеристики сильно неоднородных пленок (d мало́), концентрация хорошо проводящей фазы которых меньше порога протекания p_c, были получены в [6]. В настоящей работе, являющейся продолжением [6], эти характеристики рассмотрены для смеси хорошо и плохо проводящих фаз, например металл—полупроводник или полупроводник—диэлектрик для случая $p > p_c$.

Для описания свойств сильно неоднородных сред вблизи порога протекания были предложены разнообразные модели: одножильной сетки [7], подобия [8], фрактальные [9] (см. также обзор [10]) ($p > p_c$), «прослойки» [11-13] ($p < p_c$).

Модели, используемые для описания кинетических свойств сильно неоднородных сред, позволяют выразить критический индекс эффективной проводимости через критический индекс ν [$L \sim a_0 \tau^{-\nu}$, где L — корреляционный радиус, $\tau=(p-p_c)/p_c$]. Однако разные модели дают разные выражения, связывающие критические индексы t и ν. В то же время существует ряд величин (термоэдс, коэффициент Холла), критические индексы которых связаны только с критическим индексом проводимости [5].

Таким образом, появляется возможность связать геометрические характеристики модели сильно неоднородной среды вблизи порога протекания, используемой для определения концентрационного поведения кинетических характеристик, с концентрационным поведением простейшей из кинетических характеристик — эффективной проводимости. Такой подход основан на моделях [7] и [11].

Используемая в работе модель состоит в следующем [14]. Мы предполагаем, что в каждом из объемов с характерным размером L в среднем находится один мостик, на котором и набирается основное сопротивление. Характерные размеры приведены на рис. 1. Отличие от модели «одножильной» сетки состоит

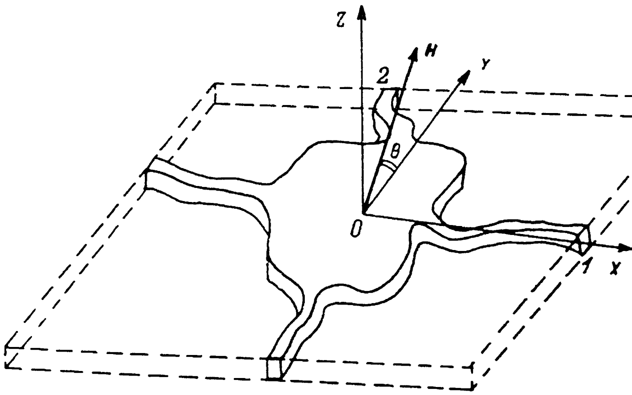

Рис. 1. Сильно неоднородная двумерная среда справа от порога протекания в наклонном магнитном поле.

Характерные объемы размером $L\times L\times d$ в двумерном случае (d — толщина пленки) состоят из двух «баз» площадью $S_1\approx Ld$ и длиной $L/2$, тонких мостиков 1, 2 с поперечными размерами a_0, d (a_0 — минимальный размер в плоскости XY; мы для простоты говорим об одножильности связи, хотя ее толщина может быть несколько a_0) и длиной l. Будем предполагать, что мостики являются «измятыми», т. е. в них присутствуют участки любого направления.

в учете в предлагаемой модели мостика многожильных связей, характерный поперечный размер которых остается, однако, порядка a_0, и конкретных соотношений, налагаемых на геометрические параметры [см. (2)]. Согласно этому, считая, что сопротивлением баз по сравнению с сопротивлением мостика можно пренебречь, получим сопротивление области с характерным размером порядка L: $R\approx(\sigma_1 a_0 d/l+\sigma_2 S/l_0)^{-1}$, где σ_1, σ_2 — проводимости хорошо и плохо проводящих фаз, S — характерная площадь диэлектрической прослойки, подсоединенной параллельно мостику (рис. 1), $l_0\approx a_0$ — толщина прослойки. С другой стороны, сопротивление параллелепипеда объемом $L\times L\times d$ можно представить в виде $R\approx L\,(\sigma^e Ld)^{-1}$, где σ^e — эффективная проводимость. Отсюда получаем

$$\sigma^e\approx\sigma_1\frac{a_0}{l}+\sigma_2\frac{S}{l_0 d}. \qquad (1)$$

Из теории протекания [15] известно, что в критической области [$h\ll 1$, $\Delta\ll\tau\ll\ll 1$ ($h=\sigma_2/\sigma_1$), $\Delta=h^{1/(t+q)}$ — область размазки, t и q — критические индексы] σ^e определяется выражением $\sigma^e\approx\sigma_1\tau^t\,(A_0+A_1 h\tau^{-(t+q)})$. Основным предположением рассматриваемой модели является соответствие концентрационной зависимости σ^e (τ) и (1). Чтобы (1) правильно описывала концентрационную зависимость σ^e, следующую из теории протекания, необходимо выполнение условий

$$\frac{a_0}{l}\sim\tau^t,\quad \frac{S}{l_0 d}\sim\tau^{-q}. \qquad (2)$$

Из соотношения (2) следует, что поперечный размер мостика значительно меньше продольного ($\tau^t\ll 1$). Логично предположить, имея в виду вытянутую форму мостика, что в нем встречаются участки разных ориентаций с примерно одинаковой вероятностью.

Вышеприведенные рассуждения легко распространить на трехмерный случай [14]. В [14] также показано, что рассмотренная геометрическая структура позволяет описать концентрационное поведение термоэдс $-\alpha^e$.

При определении концентрационных и полевых зависимостей гальваномагнитных характеристик пленок в наклонном магнитном поле уже недостаточно информации о мостиках, которые вытянуты вдоль направления среднего электрического поля (рис. 1, мостик *1*). Теперь (во внешнем наклонном магнитном поле) необходимо учитывать размеры и форму мостиков, подобных мостику *2* на рис. 1. Считая мостики примерно одинаковыми (это следует из изотропности образца), получаем, что отношение ширины a_0 к длине l определяется для мостика *2* тем же соотношением (2).

Запишем тензор локальной проводимости $\hat{\sigma}_{ik}(\theta)$ в системе координат (x, y, z) [рис. 1; $\mathbf{H}=\mathbf{H}(0, H_\parallel, H_\perp)$]:

$$\hat{\sigma}(\theta)=\begin{pmatrix} \sigma_x & \sigma_a\cos\theta & \sigma_a\sin\theta \\ -\sigma_a\cos\theta & \sigma_x\cos^2\theta+\sigma_z\sin^2\theta & (\sigma_x-\sigma_z)\cos\theta\sin\theta \\ -\sigma_a\sin\theta & (\sigma_x-\sigma_z)\cos\theta\sin\theta & \sigma_x\sin^2\theta+\sigma_z\cos^2\theta \end{pmatrix}, \tag{3}$$

где σ_x, σ_a, σ_z — компоненты тензора проводимости в собственной системе (x', y', z'), в которой $\mathbf{H}\parallel OZ'$. Учтем, что в такой тонкой пленке локальных токов вдоль OZ нет, т. е.

$$j_z=\sigma_{zx}E_x+\sigma_{zy}E_y+\sigma_{zz}E_z=0, \tag{4}$$

где $\sigma_{zx}, \ldots$ — компоненты тензора (3). Взяв E_z из условия (4) и подставив его в j_x и j_y, получим выражения для плотности тока с «перенормированными» проводимостями $\hat{\sigma}_{ik}$

$$j_x=\hat{\sigma}_{xx}E_x+\hat{\sigma}_{xy}E_y, \quad j_y=\hat{\sigma}_{yx}E_x+\hat{\sigma}_{yy}E_y, \tag{5}$$

где

$$\hat{\sigma}_{xx}=\sigma_{xx}-\frac{\sigma_{xz}\sigma_{zx}}{\sigma_{zz}}, \quad \hat{\sigma}_{xy}=\sigma_{xy}-\frac{\sigma_{xz}\sigma_{zy}}{\sigma_{zz}},$$
$$\hat{\sigma}_{yx}=\sigma_{yx}-\frac{\sigma_{yz}\sigma_{zx}}{\sigma_{zz}}, \quad \hat{\sigma}_{yy}=\sigma_{yy}-\frac{\sigma_{yz}\sigma_{zy}}{\sigma_{zz}}. \tag{6}$$

Рассмотрим вначале случай, когда $\mathbf{H}_\parallel$ лежит вдоль среднего поля $\langle\mathbf{E}\rangle$, причем $\langle\mathbf{E}\rangle\parallel OX$. Выпишем все условия, налагаемые геометрией среды и внешними условиями на величины локальных полей и токов в среде.

1) Среднее электрическое поле вдоль оси y равно нулю:

$$\langle E_y\rangle=0. \tag{7}$$

2) Весь ток, текущий в базе вдоль оси OX, проходит через мостик *1*, аналогично для направления OY — через мостик *2*,

$$j_x^{\text{б}}=j^{\text{м}}(1)\frac{b}{L}, \quad j_y^{\text{б}}=j^{\text{м}}(2)\frac{b}{L}, \tag{8}$$

где $j_x^{\text{б}}$, $j_y^{\text{б}}$ — проекции плотности тока в базе на направления x и y, $j^{\text{м}}(1)$, $j^{\text{м}}(2)$ — плотности токов в мостиках *1* и *2* соответственно.

3) Разность потенциалов вдоль OX на границах объема $L\times L\times d$ набирается в базе и мостике:

$$\Delta\Phi(2)+E_x^{\text{б}}L=\langle E\rangle L, \tag{9}$$

где $E_x^{\text{б}}$ — проекция напряженности электрического поля в базе на ось x, $\Delta\Phi(2)$ — разность потенциалов на мостике *2*.

Определим сопротивление мостика *1*, вытянутого вдоль оси OX, через $R_{\text{м}}$. Пусть вдоль одного из направлений в среде проводимость равна $\hat{\sigma}_{\min}$, а вдоль другого — соответственно $\hat{\sigma}_{\max}$. Тогда, так как в мостике есть участки разной ориентации, $R_{\text{м}}$ будет равно

$$R_{\text{м}}\approx l(\hat{\sigma}_{\min}2bd)^{-1}+l(\hat{\sigma}_{\max}2bd)^{-1}.$$

Если $\tilde{\sigma}_{\min} \ll \tilde{\sigma}_{\max}$, то $R_м \approx l\,(\tilde{\sigma}_{\min} 2bd)$, $\sigma^e \approx 2\tilde{\sigma}_{\min}\tau^t$. Это выражение совпадает с выражением (45а) из работы [5] (совпадает даже множитель 2). Считая, как и ранее, что в мостиках есть участки разной ориентации, схематически представим мостики *1* и *2* в виде, изображенном на рис. 2, где буквой A обозначены те участки, в которых с минимальной проводимостью течет ток вдоль направления, а B — с максимальной. Обозначим линию, вдоль которой течет ток в мостике *1*, через x', а в мостике *2* — через y''. Тогда в соответствии с предыдущим $\tilde{\sigma}^A_{x'x'} = \tilde{\sigma}_{\min}$, $\tilde{\sigma}^B_{x'x'} = \tilde{\sigma}_{\max}$, $\tilde{\sigma}^A_{y''y''} = \tilde{\sigma}_{\min}$, $\tilde{\sigma}^B_{y''y''} = \tilde{\sigma}_{\max}$. Обозначим также через y', x'' линии эквипотенциалей соответственно в мостиках *1* и *2*. Тогда $\tilde{\sigma}^A_{y'y'} = \tilde{\sigma}^A_{x''x''} = \tilde{\sigma}_{\max}$, $\tilde{\sigma}^B_{y'y'} = \tilde{\sigma}^B_{x''x''} = \tilde{\sigma}_{\min}$, в мостике *1* ток не течет вдоль y', а в мостике *2* — вдоль x'':

$$j^A_{x''}(2) = j^B_{x''}(2) = 0, \quad j^A_{y'}(1) = j^B_{y'}(1) = 0. \tag{10}$$

Учтем также тот факт, что ток, текущий на участке A, для любого из мостиков (*1*, *2*) такой же, как ток, текущий на участке B, т. е.

$$j^A_{y''}(2) = j^B_{y''}(2) = j^б_y \frac{L}{b}, \quad j^A_{x'}(1) = j^B_{x'}(1) = j^б_x \frac{L}{b}. \tag{11}$$

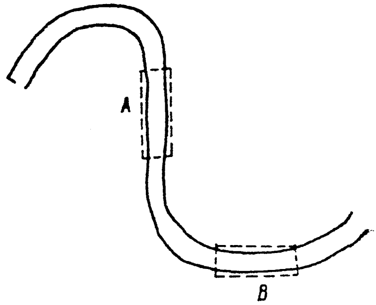

Рис. 2. Часть мостика в увеличенном масштабе.

Из выражений (5)—(11) определяем $E^б_x$, $E^б_y$:

$$E^б_y = \frac{\tilde{\sigma}_{xy} E^б_x}{\tilde{\sigma}_{yy} + 2\tau^t \dfrac{\tilde{\sigma}^2_{xy}}{\tilde{\sigma}_{\max} + \tilde{\sigma}_{\min}} + 2\tau^t \dfrac{\tilde{\sigma}_{\max}\tilde{\sigma}_{\min}}{\tilde{\sigma}_{\max} + \tilde{\sigma}_{\min}}}, \tag{12}$$

$$E^б_x = \frac{\langle E \rangle \tau^t}{\tau^t + \dfrac{\tilde{\sigma}_{\min}/(\tilde{\sigma}_{\max})^{+1} + 1}{2} \, \dfrac{\tilde{\sigma}_{xx} + \tilde{\sigma}^2_{xy}\left(\tilde{\sigma}_{yy} + 2\tau^t \tilde{\sigma}^2_{xy}(\tilde{\sigma}_{\max} + \tilde{\sigma}_{\min})^{-1}\right)^{-1}}{\tilde{\sigma}_{\min} + \tilde{\sigma}^2_{xy}(\tilde{\sigma}_{\max})^{-1}}}. \tag{13}$$

Выражений (12) и (13) достаточно, чтобы найти коэффициенты, связывающие x- и y-компоненты тока в базе со средним полем. Так как площадь базы порядка Ld, $j^б_{x,\,y} \approx \langle j_{x,\,y} \rangle$, и, таким образом, указанные коэффициенты связывают между собой средние значения полей и токов, т. е. являются компонентами эффективного тензора проводимости. В тильдованных обозначениях (6) они имеют вид

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}^e_{xx} &= (\tilde{\sigma}_{xx} + A)\,\tau^t \left[\tau^t + \frac{\tilde{\sigma}_{\min}/\tilde{\sigma}_{\max} + 1}{2(\tilde{\sigma}_{\min} + \tilde{\sigma}^2_{xy}/\tilde{\sigma}_{\max})}(\tilde{\sigma}_{xx} + A)\right]^{-1}, \\ \tilde{\sigma}^e_{xy} &= \tilde{\sigma}_{xy}\tau^t \left[\tau^t + \frac{\tilde{\sigma}_{\min}/\tilde{\sigma}_{\max} + 1}{2(\tilde{\sigma}_{\min} + \tilde{\sigma}^2_{xy}/\tilde{\sigma}_{\max})} A\right]^{-1} \left[1 - \frac{\tilde{\sigma}_{yy}}{\tilde{\sigma}^2_{xy}} A\right], \end{aligned} \tag{14}$$

где

$$A = \tilde{\sigma}^2_{xy}\left[\tilde{\sigma}_{yy} + 2\tau^t \tilde{\sigma}^2_{xy}(\tilde{\sigma}_{\max} + \tilde{\sigma}_{\min})^{-1}\right]^{-1}.$$

Рассмотрим сначала вид полученных выражений при $\theta = 0$. Из (6) следует, что $\tilde{\sigma}_{xx}(\theta = 0) = \tilde{\sigma}_{yy}(\theta = 0) = \sigma_x$, $\tilde{\sigma}_{xy}(\theta = 0) = -\tilde{\sigma}_{yx}(\theta = 0) = \sigma_a$, а эффективные кинетические коэффициенты будут иметь вид $\sigma^e_{xx} = (\sigma^2_x + \sigma^2_a)\,\tau^t \sigma_x (\sigma^2_x + \sigma^2_a \tau^{-2t})^{-1}$, $\sigma^e_{xy} = \sigma_a(\sigma^2_x + \sigma^2_a)\,\tau^{2t}(\sigma^2_x + \sigma^2_a \tau^{2t})^{-1}$, что совпадает с известными формулами [2]. Если $\tilde{\sigma}_{\max} \gg \tilde{\sigma}_{\min}$, то

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}^e_{xx} = \tilde{\sigma}^e_{yy} &\approx \tilde{\sigma}_{\min} \frac{(\tilde{\sigma}_{xx}\tilde{\sigma}_{yy} + \tilde{\sigma}^2_{xy})\,2\tau^t}{\tilde{\sigma}_{xx}\tilde{\sigma}_{yy} + 4\dfrac{\tilde{\sigma}_{\min}}{\tilde{\sigma}_{\max}}\tilde{\sigma}^2_{xy}\tau^{2t}}, \\ \tilde{\sigma}^e_{xy} &= 4\tilde{\sigma}_{xy}\frac{\tilde{\sigma}_{\min}}{\tilde{\sigma}_{\max}} \frac{\tau^{2t}(\tilde{\sigma}^2_{xy} + \tilde{\sigma}_{xx}\tilde{\sigma}_{yy})}{\left(\tilde{\sigma}_{xx}\tilde{\sigma}_{yy} + 4\tau^{2t}\tilde{\sigma}^2_{xy}\dfrac{\tilde{\sigma}_{\min}}{\tilde{\sigma}_{\max}}\right)}. \end{aligned} \tag{15}$$

Выражая теперь тильдованные компоненты $\tilde{\sigma}_{ik}$ (6) через компоненты тензора $\hat{\sigma}$ [см. (3)] и угол наклона магнитного поля θ и подставляя их в (15), получаем общее решение задачи. Мы не выписываем эти выражения ввиду их громоздкости.

Для исследования $\hat{\sigma}^e$ рассмотрим простейшие полевые зависимости локальных компонент тензора проводимости $\sigma_x = \sigma(1+\beta^2)^{-1}$, $\sigma_a = \sigma\beta(1+\beta^2)^{-1}$, $\sigma_z = \sigma$. Теперь $\tilde{\sigma}_{ik}$ примет вид

$$\tilde{\sigma}_{xx} = \frac{\sigma}{1+\beta^2\cos^2\theta}, \quad \tilde{\sigma}_{xy} = \sigma\frac{\beta\cos\theta}{1+\beta^2\cos^2\theta}, \quad \tilde{\sigma}_{yy} = \frac{\sigma}{1+\beta^2\cos^2\theta}. \tag{16}$$

Подставляя (16) в (14), получаем

$$\tilde{\sigma}^e_{xx} = \frac{\sigma_1\tau^t}{1+\beta_1^2\cos^2\theta\tau^{2t}}, \quad \tilde{\sigma}^e_{xy} = \frac{\sigma_1\beta_1\cos\theta}{1+\beta_1^2\cos^2\theta\tau^{2t}}\tau^{2t}, \quad \tilde{\sigma}^e_{yy} = \frac{\sigma_1\tau^t}{1+\beta_1^2\cos^2\theta\tau^{2t}}, \tag{17}$$

а эффективный коэффициент Холла будет равен

$$\tilde{R}^e = \frac{1}{H_z}\frac{\tilde{\sigma}^e_{xy}}{(\tilde{\sigma}^e_{xx})^2+(\tilde{\sigma}^e_{xy})^2} = \frac{1}{H}\frac{\beta_1}{\sigma_1}. \tag{18}$$

Формулы (17), (18) отличаются от выражений для гальваномагнитных характеристик двумерных неоднородных сред, полученных в работе [5] в пределе $d \to \infty$. Кроме того, как следует из (18), $\tilde{R}^e$ не зависит от угла и концентрации. Следует ожидать различия и в случае $\tau \ll \Delta_0$, где Δ_0 — область размазки. Действительно, используя полученные выражения (17), найдем область размазки, т. е. ту область концентраций, в которой происходит кроссовер — переход от одного критического поведения (например, $\tilde{\sigma}^e_{xx}$ при $\tau > 0$ падает при $|\tau| \to 0$) к другому (при $\tau < 0$ $\tilde{\sigma}^e_{xx}$ при $|\tau| \to 0$ растет). В области размазки концентрационное и полевое поведение $\hat{\sigma}^e$ отличается от такового вне области. Как показано в [5], стандартную область размазки $\Delta_0 = h^m$ $(m = 1/2t)$ необходимо заменить на новую Δ_H. При этом внутри новой области Δ_H σ^e (как и при $H=0$, внутри Δ_0) не зависит от τ.

Аналогично работе [16] находим область размазки Δ, приравняв значения $\tilde{\sigma}^e_{xx} = \tilde{\sigma}^e_{yy}$ и $\tilde{\sigma}^e_{xy}$ слева и справа от порога протекания:

$$\tilde{\sigma}^e_{xx}(\tau=\Delta) = \tilde{\sigma}^e_{xx}(\tau=-\Delta), \quad \tilde{\sigma}^e_{xy}(\tau=\Delta) = \tilde{\sigma}^e_{xy}(\tau=-\Delta). \tag{19}$$

Подставляя в (19) значения $\tilde{\sigma}^e_{xx}$ и $\tilde{\sigma}^e_{xy}$ из (17) и работы [6] $[\tilde{\sigma}^e_{xx}(\tau<0) = \tilde{\sigma}^e_{yy}(\tau<0) = \sigma_2(1+\beta_2^2\cos^2\theta)^{-1}|\tau|^{-q}$, $\tilde{\sigma}^e_{xy}(\tau<0) = \sigma_2\beta_2\cos\theta(1+\beta_2^2\cos^2\theta)^{-1}]$, при $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ получим

$$\Delta_H^{2t} = \frac{h}{1+\beta_2^2\cos^2\theta - h\beta_1^2\cos^2\theta}. \tag{20}$$

Подставляя значение Δ из (20), получим $\tilde{\sigma}^e_{xx}(\tau=0)$ и $\tilde{\sigma}^e_{xy}(\tau=0)$ (при $\beta_2 = \beta_1 = \beta$): $\tilde{\sigma}^e_{xx} = \sqrt{\sigma_1\sigma_2}\,(1+\beta^2\cos^2\theta)^{-1/2}$, $\tilde{\sigma}^e_{xy} = \sigma_2\beta\cos\theta(1+\beta^2\cos^2\theta)^{-1}$. Таким образом, оказывается, что при $\theta = \pi/2$ мы получаем $\sigma^e_{xx} = \sqrt{\sigma_1\sigma_2}$, $\sigma^e_{xy} = 0$, совпадающие с обычными формулами Дыхне [17] для среды с геометрически эквивалентным расположением фаз, находящейся в магнитном поле $H = 0$.

В работе [18] получены поправки к сопротивлению образца, находящегося в магнитном поле, учитывающие конечность размеров и форму образца. Для пленки толщиной a_0, длиной a и шириной d ее сопротивление $R(H)$ в перпендикулярном пленке магнитном поле будет равно при $\Phi \ll 1$ ($\mathrm{tg}\,\Phi \approx \sigma_a/\sigma_x$, $d \ll a$)

$$R(H) \approx \frac{a}{a_0\sigma(H)d}\left(1+\Phi^2\frac{14S_3}{\pi^3}\frac{d}{a}\right), \tag{21}$$

при $\Phi \ll 1$ и $a \ll d$ (случай, рассмотренный в работе [5])

$$R(H) \approx \frac{a}{a_0\sigma(H)d}\left[1+\Phi^2\left(1-\frac{14S_3}{\pi^3}\frac{a}{d}\right)\right], \tag{22}$$

а при $\Phi \to \pi/2$

$$R(H) \approx \frac{a}{a_0\sigma(H)d}\left(1+\frac{d}{a}\,\mathrm{tg}\,\Phi\right), \tag{23}$$

где $\sigma(H)=(\sigma_x^2+\sigma_a^2)/\sigma_x$, $S_3\approx 1.2021$. При приведенных ранее расчетах сопротивление мостика мы считали равным

$$R_1(H)=\frac{l}{\sigma(H)\,a_0 d}. \tag{24}$$

Суммарная длина всех участков мостика равна l, поэтому величины поправок $R_1(H)-R(H)$ будут определяться вторыми членами в скобках в формулах (21)—(23). Рассмотрим влияние поправок к $R_1(H)$ в случае, когда магнитное поле лежит в плоскости XOY. Из (21), (22) и (24) следует, что вне зависимости от того, какая часть участков мостика перпендикулярна магнитному полю и какие существуют соотношения между d и длиной этих участков a, величиной поправок к $R_1(H)$ в слабом магнитном поле $(\Phi^2 14 S_3/\pi^3 \ll 1)$ можно пренебречь. В сильном же магнитном поле величина поправки была бы максимальной, если бы весь мостик лежал перпендикулярно магнитному полю, так как на ток, текущий в участках мостика, параллельных магнитному полю, это магнитное поле не действует. Тогда максимально возможное отличие $R(H)$ от $R_1(H)$ было бы равно

$$R(H)-R_1(H)=\frac{d}{a_0\tau^{-t}}\,\mathrm{tg}\,\Phi R_1(H). \tag{25}$$

Таким образом, область применимости выражений, полученных выше [формулы (17) и др.], определяется условием

$$\frac{d}{a_0\tau^{-t}}\frac{\sigma_a}{\sigma_x}\ll 1 \tag{26}$$

для $\sigma_a/\sigma_x \gg 1$. В случае простейших зависимостей компонент тензора кинетических коэффициентов от магнитного поля неравенство (26) будет иметь вид

$$\frac{d}{a_0\tau^{-1}}\beta_1\ll 1; \tag{27}$$

для $\beta_1 \gg 1$. Следовательно, всегда можно найти при любом магнитном поле толщину d пленки, для которой проведенное выше рассмотрение остается справедливым.

Список литературы

[1] Дыхне А. М. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. В. 2. С. 641—647.
[2] Балагуров Б. Я. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. В. 4. С. 1333—1346.
[3] Stroud D., Bergman D. J. // Phys. Rev. B. 1983. V. 30. N 1. P. 447—449.
[4] Балагуров Б. Я. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. В. 5. С. 1888—1903.
[5] Балагуров Б. Я. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. В. 2. С. 568—584.
[6] Снарский А. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 2073—2077.
[7] Скал А. С., Шкловский Б. И. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 8. С. 1586—1592.
[8] Левинштейн М. Е., Шур М. С., Эфрос А. Л. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. В. 16. С. 2203—2311.
[9] Виноградов А. П., Сарычев А. К. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. В. 3. С. 1144—1152.
[10] Соколов И. М. // УФН. 1986. Т. 150. В. 2. С. 221—255.
[11] Шкловский Б. И. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. В. 1. С. 288—295.
[12] Снарский А. А. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. В. 4. С. 1405—1410.
[13] Лукьянец С. П., Снарский А. А. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 7. С. 301—306.
[14] Морозовский А. Е., Снарский А. А. // Препринт ИМФ АН УССР. Киев, 1987. № 20.
[15] Efros A. L., Shklovskii B. I. // Phys. St. Sol. (b). 1976. V. 76. N 2. P. 475—485.
[16] Балагуров Б. Я. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. В. 6. С. 2053—2067.
[17] Дыхне А. М. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. В. 7. С. 110—115.
[18] Lippmann V. H. J., Kuhrt F. // Zs. Naturforch. 1958. V. 13a. P. 462—474.

Институт металлофизики АН УССР
Киев

Получена 22.11.1988
Принята к печати 7.03.1989