

ФОКУСИРОВКА ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Ю.А. Колесниченко, В.Г. Песчанский

Показано, что поперечная фокусировка электронов неоднородным магнитным полем позволяет получить детальную информацию о взаимодействии их с поверхностью проводника. В частности удается полностью восстановить угловую зависимость параметров зеркальности $q_i(\phi)$.

Фокусировка электронов (ЭФ) в металлах постоянным и однородным магнитным полем [1 – 3] является одним из эффективных методов изучения электронного энергетического спектра и характера отражения носителей заряда, падающих почти нормально на поверхность образца.

Использование неоднородного магнитного поля для поперечной ЭФ существенно расширяет возможности исследования взаимодействия зарядов с границей проводника. Например, наблюдение ЭФ в магнитном поле $H_y = a + 2\beta z/d$ в тонких металлических пластинах толщиной $d \ll l^y$ (l – длина свободного пробега электронов) позволит получить информацию о рассеянии электронов проводимости поверхностью образца при различных углах падения.

Возникновение немонотонной зависимости разности потенциалов от параметров a и β связано с наличием дрейфа электронов в направлении, ортогональном магнитному полю и его градиенту. Смещение электронов ΔR вдоль линии контактов за время между двумя последовательными соударениями с верхней поверхностью, вылетающих из эмиттера под углами ϕ , близкими к π , вообще говоря, всегда отлично от нуля (рис. 1), т. е. в некоторой области углов $0 \leq \phi < \phi_0$ функция $\Delta R(\phi)$ является однозначной ($\Delta R(\phi_0) = \Delta R(\pi)$), а в оставшемся интервале имеет два значения. Поэтому разность потенциалов между потенциальным контактом и периферийной точкой образца $\phi_P(a, \beta; L)$, пропорциональная числу неравновесных электронов, приходящих из эмиттера на коллектор без рассеяния, как функция расстояния между контактами L будет иметь особенность при $L = L_0 = \Delta R(\phi_0)$, поскольку при $L > L_0$ в точку потенциального контакта начинают попадать электроны, вылетающие из эмиттера под углами $\phi_0 \leq \phi \leq \pi$. В результате на расстоянии порядка характерного размера контакта b происходит в $r_{\text{эфф}}/b$ раз большее изменение потенциала по сравнению с его изменением на участке такой же величины вдали от точки L_0 . ($r_{\text{эфф}} \sim r_B = c p_0 / |e| \beta >> b$, c – скорость света, e – заряд электрона, p_0 – фермиевский импульс). Если отражение зарядов поверхностями пластины не является чисто диффузным, то описанное выше нарастание потенциала периодически повторяется при смещении коллектора по поверхности, причем отношение амплитуд двух соседних линий ЭФ пропорционально вероятности зеркального отражения носителей заряда границами, а угол падения зависит от значений параметров неоднородного магнитного поля.

Распределение электрического потенциала $\phi_P(L)$ на поверхности образца легко находится с помощью уравнения электронейтральности и

кинетического уравнения Больцмана с граничными условиями, учитывающими характер отражения зарядов поверхностями пластины.

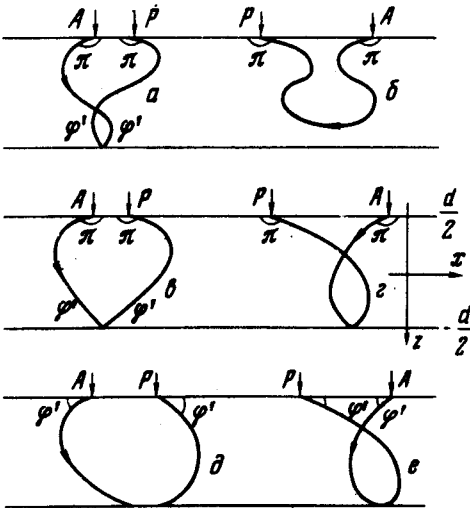


Рис. 1. Траектории эффективных электронов при движении с токового контакта A к потенциалу P в неоднородном магнитном поле

$\tilde{\varphi}_P(\alpha, \beta; L)$

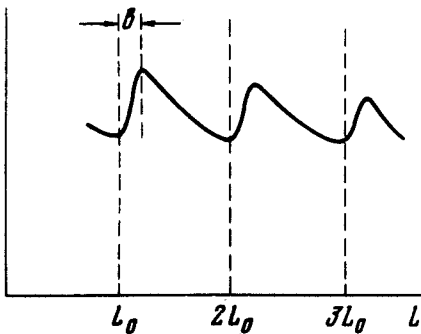


Рис. 2. Схематический вид зависимости немонотонной части потенциала $\tilde{\varphi}_P$ в точке P от расстояния до дальнего края токового контакта L

В приближении параметра зеркальности и изотропного закона дисперсии носителей заряда имеем:

1) $\gamma = |\alpha / \beta| < 1$, т. е. магнитное поле имеет противоположное направление на поверхностях $z_1 = d/2$ и $z_2 = -d/2$. Для определенности здесь и ниже полагаем $\beta > 0$, а неоднородное магнитное поле слабым, когда $d/r\beta = \alpha^2 < 1$ и $\alpha_{\pm} = \alpha |1 \pm \gamma| < 1$.

Анализ показывает, что при $\alpha > 0$ линии потенциала будут наблюдаться только при не диффузном рассеянии зарядов нижней поверхностью. Эффективными определяющими положение линии являются электроны, сталкивающиеся с верхней границей под углом $\phi_1 = \pi$ и с нижней — под углом $\phi_2 = \phi' = \pi - \arccos(1 - 4\alpha^2\gamma)$ (траектория a на рис. 1). Амплитуда n -й линии равна:

$$\tilde{\varphi}_P^{(n)} = q_2(\phi') [q_1(0)q_2(\phi')]^{n-1} J_3 R_k \left(\frac{b}{r\beta}\right)^2 \frac{1 + \gamma}{a [K(\alpha_+) - F(\chi, \alpha_+)]}, \quad (1)$$

а значения параметров α и β , при которых она должна наблюдаться определяются из соотношения

$$n\Delta R = \frac{nd}{2a} [K(a_+) - F(\chi, a_+) - 2E(a_+) + 2E(\chi, a_+)] = L. \quad (2)$$

Здесь J_3 и R_k — полный ток через эмиттер и его сопротивление. $K(k)$, $F(\chi, k)$ и $E(k)$, $E(\chi, k)$ — полные и неполные эллиптические интегралы первого и второго рода, $\chi = \arccos a_-/a_+$. Ток через измерительный контакт мы везде предполагаем пренебрежимо малым и $|L| \ll l$, $q_1(\phi) \neq 1$.

При $\alpha < 0$ линии ЭФ существуют вне зависимости от характера отражения нижней гранью. Заряды, формирующие немонотонный участок ϕ_P , сталкиваются с верхней поверхностью под малыми углами и не взаимодействуют с нижней границей (траектория б на рис. 1). Выражение для амплитуды n -го пика потенциала имеет следующий вид:

$$\tilde{\phi}_P^{(n)} \approx q_1^{n-1}(0) J_3 R_k \left(\frac{b}{r\beta} \right)^2 \frac{1-\gamma}{aK(a_-)}, \quad (3)$$

а характерные значения магнитного поля, определяющие положение линий удовлетворяют условию

$$n\Delta R = \frac{nd}{2a} [K(a_-) - 2E(a_-)] = L. \quad (4)$$

2) $\gamma > 1$, т. е. магнитное поле в пластине знакопостоянно. В этом случае существует два типа линий ЭФ. Один из них связан с электронами, падающими на верхнюю границу под углами, близкими к нулю и π , а на нижнюю — близкими к ϕ' и $\pi - \phi'$ (траектории в и г на рис. 1). Амплитуда n -й линии описывается формулой

$$\tilde{\phi}_P^{(n)} \approx q_2(\phi') [q_1(0)q_2(\phi')]^{n-1} J_3 R_k \left(\frac{b}{r\beta} \right)^2 \Phi_{\pm}(a, \beta), \quad (5)$$

$$\Phi_+ = \frac{1+\gamma}{aF(\chi, a_+)}; \quad \Phi_- = \frac{1-\gamma}{a[K(k_-) - F(\psi, k_-)]}, \quad (6)$$

где $k_- = (1+a_-^2)^{-1/2}$; $\psi = \arcsin 2a\sqrt{\gamma}$.

Второй тип линий существует при любом характере отражения нижней границей и формируется зарядами, высота орбиты которых равна толщине пластины. Траектории этих электронов составляют с нижней поверхностью угол θ или π , а с верхней ϕ' или $\pi - \phi'$ (траектории д и е на рис. 1).

Неоднородное магнитное поле $H_y = a + 2\beta z/d$ может быть создано в пластине, помещенной в слабое однородное магнитное поле $\mathbf{H} = (0, a, 0)$, через торцевые контакты которой перпендикулярно \mathbf{H} пропускается

ток j , магнитное поле которого с достаточной степенью точности описывается формулой $H_y = 4\pi jz/c$. В пластинах $d = 0,01$ см при расстоянии между контактами $L = 0,1$ см для наблюдения ЭФ необходимы плотности тока $j = 10^4$ А/см² и внешние поля $H = 10^9$, что достижимо экспериментально.

Поскольку величина смещения заряда $\Delta R(\phi)$ зависит не только от α и β , но и от закона дисперсии электронов проводимости, то положение линии фокусировки содержит в себе информацию о динамических свойствах носителей заряда, которая может быть использована для контроля достоверности расчетных моделей электронного энергетического спектра.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
6 июля 1979 г.

Харьковский
государственный университет
им. А.М.Горького

Литература

- [1] Ю.В.Шарвин. ЖЭТФ, **48**, 984, 1965.
 - [2] Ю.В.Шарвин, Л.М.Фишер. Письма в ЖЭТФ, **1**, 54, 1965.
 - [3] В.С.Цой. Письма в ЖЭТФ, **19**, 114, 1974.
-