Физика низких температур, 1997, т. 23, № 3, с. 300–306

Влияние электрон-фононной релаксации на продольную фокусировку электронов в металлах

Ю. А. Колесниченко

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: kolesnichenko@ilt.kharkov.ua

Тесгера Бедасса

Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4
E-mail: tesgera@martin.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 4 июля 1996 г.

Теоретически обоснована возможность спектроскопии электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) методом продольной фокусировки электронов (ПФЭ) в тонких металлических пластинах. Показано, что ПФЭ позволяет получить недоступную другими методами информацию о дифференциальной функции ЭФВ, характеризующей релаксацию на фононах носителей заряда со строго определенным импульсом.

Теоретично обгрунтовано можливість спектроскопії електрон-фононної взаємодії (ЕФВ) методом поздовжнього фокусування електронів (ПФЕ) в тонких металічних пластинах. Показано, що ПФЕ дозволяє одержати недоступну іншими методами інформацію про диференціальну функцію ЕФВ, яка характеризує релаксацію на фононах носіїв заряду з точно визначеним імпульсом.

PACS: 72.10.Di, 72.15.Gd, 73.40.Jn

В 1965 году Шарвиным [1] был предложен метод изучения поверхности Ферми (ПФ) $\varepsilon_p = \varepsilon_F$ (ε_F — энергия Ферми), основанный на наблюдении продольной фокусировки электронов (ПФЭ) магнитным полем H в тонких металлических пластинах толщиной значительно меньшей длины свободного пробега носителей заряда. Геометрия эксперимента по ПФЭ представлена на рис. 1. Электрон, стартовавший из точки E, лежащей на одной поверхности образца, может попасть по баллистической траектории в находящуюся на той же силовой линии поля H точку C, расположенную на второй поверхности лишь в том случае, если время его движения t_0 кратно ларморовскому периоду T_H.

В реальном эксперименте токоподводящий (эмиттер E) и измерительный потенциальный (коллектор C) микроконтакты имеют, естественно, конечные размеры, и с контакта на контакт приходят электроны с проекциями импульса p_H, лежащими в небольшом интервале вблизи значения, удовлетворяющего равенству

$$L = ku_0(\varepsilon_F, p_H) = k\bar{v}_H T_H = \frac{ck}{eH}\frac{\partial S}{\partial p_H}, \quad k = 1,2,\ldots, \tag{1}$$

где L — расстояние между точками C и E; $\bar{v}_H$ и p_H — средняя скорость и импульс электрона вдоль направления вектора H; $S(\varepsilon_F, p_H)$ — площадь сечения ПФ плоскостью $p_H = \text{const}$; $T_H = \frac{c}{eH}\frac{\partial S}{\partial \varepsilon_F}$.

Очевидно, что измеряемый сигнал U будет иметь особенности при тех значениях магнитного поля, при которых фазовый объем, отвечающий указанным электронам, максимален, т.е. условие

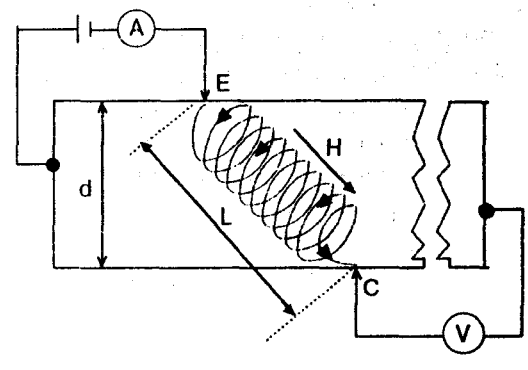

Рис. 1. Схема наблюдения продольной фокусировки электронов проводимости магнитным полем H в пластине [1].

© Ю. А. Колесниченко, Тесгера Бедасса, 1997

(1) выполнено для носителей заряда с экстремальным значением величины $\partial S/\partial p_H$. Производная $\partial S/\partial p_H$ имеет экстремумы на сечениях $p_H = p_{extr}$, соответствующих экстремальному смещению $u_0(\varepsilon_F, p_{extr})$ электрона вдоль вектора H за период ($\partial^2 S/\partial p_H^2 = 0$ при $p_H = p_{extr}$), и в эллиптических опорных (краевых) точках $p_H = p_{max}$, в которых $\partial S/\partial p_{max} = 2\pi/\sqrt{K}$ (K — гауссова кривизна ПФ в точке $p_H = p_{max}$). Таким образом, наблюдение периодической по полю H системы максимумов ПФЭ позволяет определить гауссову кривизну и экстремальные значения производной $\partial S/\partial p_H$ для ПФ.

Хотя вскоре после появления работы [1] была продемонстрирована возможность осуществления ПФЭ в металле [2], этот эффект не получил применения в качестве метода фермиологии, поскольку такая же информация о ПФ может быть получена в технически более простых экспериментах по наблюдению осцилляций Зондгаймера магнитосопротивления тонких пластин [3,4]. Однако чрезвычайно плодотворной оказалась идея инжекции в проводник с помощью микроконтакта неравновесных электронов с заданной приложенным напряжением избыточной энергией eV. Так, в работе [5] было указано на возможность определения с помощью ПФЭ энергетической зависимости длины электрон-фононной релаксации. Впоследствии изучение нелинейных вольт-амперных характеристик точечных контактов привело к созданию чрезвычайно эффективного метода микроконтактной спектроскопии электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) [6,7].

Несомненно перспективным является исследование при помощи ПФЭ явлений, позволяющих одновременно использовать оба преимущества данного метода: контролируемую напряжением энергизацию электронов и определяющую роль в эффекте малого участка на ПФ. Ниже мы проанализируем роль ЭФВ при ПФЭ и покажем, что благодаря указанным возможностям этим методом может быть получена более детальная информация о взаимодействии носителей заряда с фононными возбуждениями в металле по сравнению с другим методами.

Измеряемая с помощью вольтметра разность электрических потенциалов U между коллектором C и периферийной точкой образца может быть выражена через квазиклассическую функцию распределения электронов проводимости [8], которая должна быть найдена с помощью кинетического уравнения Больцмана с соответствующими граничными условиями. Мы не проводим здесь строгих вычислений, которые аналогичны расчету сигнала поперечной электронной фокусировки [9], и запишем сразу окончательный результат для немонотонно зависящей от магнитного поля части сигнала ΔU на коллекторе, обусловленной электронами, совершающими движение по строго баллистическим траекториям:

$$\Delta U(\mathrm{L}) = \left(e\langle v_n \Theta(v_n)\rangle\right)^{-1} \int_{\varepsilon_F}^{\varepsilon_F+eV} d\varepsilon \left\langle \delta f^* v_n \Theta(v_n)\, \theta(\mathrm{R} - \Delta\mathrm{R} \in S_E) \exp\left\{ -\int_0^{t_0} \nu_{\mathrm{p}(t')} dt' \right\} \right\rangle_\varepsilon , \qquad (2)$$

где $eV > 0$; вектор $\mathrm{L} = (\mathrm{R}, d)$ соединяет центры контактов; d — толщина образца; v_n — компонента вектора скорости, перпендикулярная плоскости отверстия коллектора S_C; $\Theta(v_n)$ — функция Хевисайда; δf^* — неравновесная часть функции распределения электронов в плоскости отверстия эмиттера $S_E = \pi a^2/4$, a — диаметр контакта; $\theta(\mathrm{R} \in S_E)$ — единичная функция, отличная от нуля при значениях R, принадлежащих S_E; $\Delta\mathrm{R}(\varepsilon, t, p_H)$ — смещение носителей заряда в плоскости, параллельной границам за время движения с контакта на контакт $t_0(\varepsilon, t, p_H)$, t — «время» движения электрона по траектории;

$$\nu_{\mathrm{p}}(\varepsilon) = \int_0^{|\varepsilon-\varepsilon_F|} g_{\mathrm{p}}(\omega) d\omega \qquad (3)$$

— частота электрон-фононной релаксации,

$$g_{\mathrm{p}}(\omega) = \sum_\alpha \langle W_{\mathrm{p}-\mathrm{p}',\alpha}\, \delta(\omega - \omega_{\mathrm{p}-\mathrm{p}',\alpha})\rangle_\varepsilon \qquad (4)$$

— дифференциальная функция ЭФВ, характеризующая взаимодействие электронов с импульсом p с фононами. В соотношении (4) $W_{\mathrm{q},\alpha}$ — квадрат модуля матричного элемента ЭФВ; $\omega_{\mathrm{q},\alpha}$ — частота фонона с волновым вектором q; суммирование производится по ветвям фононного спектра; $\hbar = 1$. Угловыми скобками обозначено усреднение по на-

правлениям импульса на изоэнергетической поверхности $\varepsilon_p = \varepsilon$, которую мы предполагаем замкнутой:

$$\langle \cdots \rangle_\varepsilon = \frac{2eH}{N(\varepsilon)(2\pi)^3 c} \int_{p_{\min}}^{p_{\max}} dp_H \int_0^{T_H} dt \cdots . \quad (5)$$

Здесь $N(\varepsilon)$ — плотность электронных состояний.

Во избежание громоздких формул при выводе соотношения (2) мы полагали температуру $T = 0$. Если $T \ll eV$, это приводит лишь к некоторому уширению пиков ПФЭ.

Выражение (2) для баллистической части сигнала ПФЭ можно пояснить исходя из весьма простых физических соображений. Измеряемая вольтметром величина U — значение электрического потенциала вдали от контакта в объеме коллектора, где функция распределения электронов f_p равновесна:

$$f_p = f_0(\varepsilon + eU) . \quad (6)$$

В эмиттере функция распределения электронов приобретает неравновесную добавку δf^* к фермиевской функции $f_0(\varepsilon_p)$. В отсутствие внутриобъемного рассеяния эта неравновесность проносится носителями заряда вдоль баллистических траекторий на коллектор. Функция распределения влетающих ($v_n > 0$) в него электронов имеет вид

$$f_p = f_0\left(\varepsilon_p + e\varphi(\mathrm{L})\right) + \delta f^* \theta(\mathrm{L} - \Delta\mathrm{R} \in S_E) , \quad (7)$$

где $\varphi(\mathrm{L})$ — значение электрического потенциала в плоскости отверстия коллектора; θ-функция отражает тот факт, что функция f_p отлична от фермиевской лишь для небольшой группы электронов, пришедших с эмиттера. Предполагая вольтметр идеальным, запишем условие равенства нулю тока через контакт C, используя соотношения (6) и (7):

$$\int_0^\infty d\varepsilon v_n \left\langle \Theta(-v_n) f_0\left(\varepsilon_p + e\varphi(\mathrm{L}) + eU\right) + \Theta(v_n)\left[f_0\left(\varepsilon_p + e\varphi(\mathrm{L})\right) + \delta f^* \theta\left(\mathrm{L} - \Delta\mathrm{R} \in S_E\right)\right]\right\rangle_\varepsilon = 0 . \quad (8)$$

Линеаризуя правую часть равенства (8) по U и $e\varphi$ в предположении $eU, e\varphi \ll \varepsilon_F$, а также учитывая, что при $T \to 0$ и $-\partial f_0/\partial\varepsilon_p = \delta(\varepsilon - \varepsilon_F)$ и неравновесные электроны находятся в энергетическом интервале $[\varepsilon_F, \varepsilon_F + eV]$, приходим к выражению (2), в котором экспонента есть вероятность движения носителей заряда в образце без рассеяния.

Асимптотическое вычисление среднего (5) в формуле (2) основано на малости при $\eta = a/L \ll 1$ участка, «вырезаемого» θ-функцией на изоэнергетической поверхности $\varepsilon_p = \varepsilon$ вблизи линий $p_H = p_0$, задаваемых уравнениями

$$k u_0(\varepsilon, p_H) = \frac{kc}{|e| H_k} \frac{\partial S(\varepsilon, p_H)}{\partial p_H} = L , \quad k = 1, 2, \ldots . \quad (9)$$

Аппроксимация при $a/L \to 0$ ступенчатой функции $\theta(\mathrm{R} \in S_E)$ непрерывно дифференцируемой функцией $\exp\{-(\mathrm{R})^2/(a/2)^2\}$ позволяет найти асимптотическое значение ΔU методом Лапласа [10]. Удерживая главный член асимптотического ряда, представим баллистическую часть амплитуды сигнала ПФЭ в следующей форме:

$$\Delta U = \frac{1}{e} \int_{\varepsilon_F}^{\varepsilon_F + eV} d\varepsilon \sum_{k=k_0}^{\infty} A(\varepsilon, p_0) \exp\left\{-kT_H \bar{\nu}(\varepsilon, p_0)\right\} \delta f^* , \quad (10)$$

где $k(\varepsilon, p_0) = [L/u_0(\varepsilon, p_0)] + 1$, $[x]$ — целая часть числа x. Здесь и далее чертой сверху мы обозначаем усредненное за период T_H значение соответствующей функции:

$$\bar{\nu}(\varepsilon, p_H) = \frac{1}{T_H} \int_0^{T_H} dt\, \nu_{p(t)}(\varepsilon) .$$

Функция $A(\varepsilon, p_H)$ имеет смысл парциального вклада в сигнале ПФЭ электронов с энергией ε и проекцией импульса p_H. Ее амплитуда зависит от характеристик сечения $S(\varepsilon, p_H)$, соответствующего выполнению условия фокусировки (9).

Если производная $\partial^2 S/\partial p_H^2$ и перпендикулярная вектору H составляющая скорости $v_\perp$ не равны нулю при $p_H = p_0$, то

$$A(\varepsilon, p_0) = \eta \sqrt{\pi}\, \frac{2m^*\overline{(v_H^2 v_\perp^{-1})}}{\langle v_n \Theta(v_n)\rangle_\varepsilon} \left| \frac{(\partial S/\partial p_H)}{(\partial^2 S/\partial p_H^2)} \right|_{p_H = p_0} . \tag{11}$$

В случае, когда $p_0 = p_{\max}$ — опорная точка (граничная точка максимума производной $\partial S/\partial p_H$), в которой $v_\perp = 0$, $\partial S/\partial p_0 = 2\pi/\sqrt{K}$, имеем

$$A(\varepsilon, p_{\max}) = \eta^{2/3}\, \frac{2^{2/3}\pi\Gamma(1/3)\overline{(v_H^2 v_\perp^{-1})}}{\langle v_n \Theta(v_n)\rangle_\varepsilon}\, \frac{\overline{(k_N^{-1/3})}}{KM^{2/3}} . \tag{12}$$

Здесь $k_N = k_1 \sin^2\vartheta + k_2 \cos^2\vartheta$; $K = \sqrt{k_1 k_2}$, $M = 1/2(k_1 + k_2)$ — нормальная, гауссова и средняя кривизны поверхности $\varepsilon_p = \varepsilon$ в опорной точке $p_{\max}$; $R_1 = k_1^{-1}$, $R_2 = k_2^{-1}$ — главные радиусы кривизны; $\vartheta = 2\pi t/T_H$.

Для электронов, имеющих экстремальное смещение вдоль магнитного поля за период ($\partial^2 S/\partial p_H^2 = 0$ при $p_H = p_0 = p_{\text{extr}}$), получаем

$$A(\varepsilon, p_{\text{extr}}) = \eta^{1/2}\, \frac{\Gamma(1/4)}{2\sqrt{2}}\, \frac{2m^*\pi\overline{(v_H^{3/2} v_\perp^{-1/2})}}{\langle v_n \Theta(v_n)\rangle_\varepsilon} \left| \frac{(\partial S/\partial p_H)}{(\partial^3 S/\partial p_H^3)} \right|^{1/2}_{p_H = p_0 = p_{\text{extr}}} . \tag{13}$$

Отметим, что, поскольку параметр $\eta = a/L \ll 1$, как следует из соотношений (11)–(13), функция A содержит две периодические по магнитному полю системы максимумов. Одна из них связана с фокусировкой на коллекторе электронов опорных точек, а вторая — с электронами, отвечающими экстремальным значениям производной $\partial S/\partial p_H$ сечений поверхности $\varepsilon_p = \varepsilon$.

Характерный интервал $\Delta\varepsilon$, на котором существенно изменение величины A как функции энергии ε, порядка $\eta\varepsilon_F$. При $eV < \eta\varepsilon_F$ амплитуда A может быть взята на ПФ, а ее экстремумы определяют положение по шкале магнитного поля максимумов сигнала ПФЭ. С увеличением ширины полосы неравновесности eV различие ларморовских радиусов траекторий электронов с разными энергиями, имеющих одинаковое смещение вдоль вектора H за период, становится сравнимым с диаметром контакта a. Это обстоятельство служит причиной нелинейной зависимости амплитуды линий ПФЭ от V, а также изменения их формы и значений поля $H_k(V)$, при которых сигнал достигает максимума*. Обусловленная ЭФВ зависимость от ε второго и третьего сомножителей под знаком интеграла в формуле (10) проявляется при энергиях eV порядка дебаевской энергии фононов ω_D.

В реальных экспериментах неупругая длина свободного пробега электронов $l_\varepsilon = \min(l_{ep}, \sqrt{l_{ep} l_i})$ (l_i и l_{ep} — длина свободного пробега относительно упругих и электрон-фононных соударений соответственно) в образце и в контакте могут существенно различаться вследствие сильной загрязненности приконтактной области. Поэтому для контактов с малой длиной упругой релаксации существуют два нелинейных по напряжению V вклада в сигнал ПФЭ. Один из них связан с ЭФВ в контакте, а второй — с неупругой релаксацией электронов при движении с эмиттера на коллектор.

Предположим, что токоподводящий контакт является баллистическим, т.е. $a \ll l_i$, а величина l_{ep} сравнима с расстоянием между контактами L. В этом случае функцию δf^* можно считать не зависящей от энергии. Дифференцируя выражение (10) по эмиттерному напряжению в основном приближении по параметру $eV/\varepsilon_F \ll 1$, для отношения второй и первой производных амплитуды k-й линии ПФЭ $\Delta U_k^{\max}$ получаем

$$\frac{(\partial^2 \Delta U_k^{\max}/\partial V^2)}{(\partial \Delta U_k^{\max}/\partial V)} = ekT_H\, \overline{g}(eV, p_c) , \tag{14}$$

где

$$p_c = p_{\max} \quad (v_\perp(p_{\max}) = 0),$$

$$\text{или} \quad p_c = p_{\text{extr}} \quad (\partial^2 S/\partial p_{\text{extr}}^2 = 0).$$

* Эффект «геометрической» нелинейности при поперечной электронной фокусировке был теоретически предсказан [11] и экспериментально изучен [12] ранее.

При значениях магнитного поля, соответствующих максимумам фокусировки электронов, лежащих вблизи опорной точки ПФ, величина $g_{p_{max}}(\omega) = \bar{g}(\omega, p_{max})$ не зависит от фазы на циклотронной траектории и, следовательно, равенство (14) содержит локальное значение функции ЭФВ. Отметим, что методом микроконтактной спектроскопии может быть найдена содержащая геометрический форм-фактор средняя по ПФ функция ЭФВ [7], а наблюдение нелинейной поперечной фокусировки электронов позволяет определить функцию $g_p(\omega)$ (4), проинтегрированную вдоль линии на ПФ, соединяющей концы экстремального диаметра [13].

Соотношение (14) демонстрирует возможность восстановления дифференциальной функции ЭФВ путем измерения сигнала ПФЭ при различном взаимном расположении контактов. В этой связи следует упомянуть недавние эксперименты [14] по наблюдению анизотропии электронных потоков в тонкой металлической пластине [15]. В этих экспериментах для создания локальной неравновесности в электронной системе вместо токового микроконтакта использовался сфокусированный лазерный луч, который можно перемещать вдоль одной из поверхностей пластины, в то время как измерительный обычный микроконтакт, расположенный на второй поверхности, остается неподвижным. Отметим, что хотя отношение (14) остается конечным при $l_{ep} \to 0$, его практическое определение возможно лишь пока $l_{ep}(eV) \le L$. В полуметаллах типа висмута длина электрон-фононной релаксации относительно велика ($l_{ep} \approx \approx 10^{-2}$–$10^{-3}$ см) даже при избыточных энергиях электронов $eV > \omega_D$ (ω_D — дебаевская энергия фононов), что позволяет использовать в подобных экспериментах достаточно толстые пластины.

В другом предельном случае, когда ЭФВ на баллистической траектории несущественно ($L/l_{ep} >> 1$), но размеры контакта сравнимы с длиной неупругой релаксации в нем, нелинейность сигнала ПФЭ обязана энергетической зависимости функции распределения $\delta f^*(\varepsilon)$ инжектируемых в металл носителей заряда.

Определение неравновесной функции распределения электронов в контакте с учетом ЭФВ представляет собой самостоятельную задачу, которая рассматривалась многими авторами в связи с проблемой микроконтактной спектроскопии (см., например, атлас [16] и цитированную в нем литературу). Хотя явный вид функции δf^* чувствителен к геометрии эмиттера, характер ее зависимости от энергии определяется соотношением между размером контакта a и длиной l_ε. В случае слабой неупругой релаксации электронов ЭФВ может быть учтено по теории возмущений и функция δf^* представлена в виде [13]

$$\delta f^* = f_1 + f_2 \frac{a^2}{v_F l_i} \left\{ \int_0^{\varepsilon - \varepsilon_F} d\omega g(\omega) + \int_0^{\varepsilon_F + eV - \varepsilon} d\omega g(\omega) \right\}; \quad l_i << a << l_\varepsilon, \tag{15}$$

где $g(\omega) = \langle g_p(\omega) \rangle_\varepsilon$; f_1, $f_2 = \text{const}(\varepsilon)$; v_F — фермиевская скорость. Полагая при $L/l_{ep} >> 1$ в выражении (10) $\bar{\nu} = 0$, для «неупругой» добавки δU к сигналу ПФЭ получаем

$$\delta U = f_2 \frac{a^2}{v_F l_i} \int_{\varepsilon_F}^{\varepsilon_F + eV} d\varepsilon \int_0^{\varepsilon - \varepsilon_F} d\omega g(\omega) \sum_{k=k_0}^{\infty} \left[A(\varepsilon, p_0) - A(\varepsilon - \omega, p_0) \right]. \tag{16}$$

В соответствии с результатом (16) вторая производная амплитуды сигнала ПФЭ пропорциональна усредненной по ПФ функции ЭФВ (функции Элиашберга):

$$\frac{\partial^2 \delta U}{\partial (eV)^2} \approx f_2 \frac{a^2}{v_F l_i} \left(\sum_{k=k_0}^{\infty} \frac{\partial A}{\partial \varepsilon_F} \right) eVg(eV); \quad eV << \varepsilon_F. \tag{17}$$

Обратим внимание на отсутствие в определяемой методом электронной фокусировки функции ЭФВ форм-фактора, фигурирующего в методе микроконтактной спектроскопии [7,16], что объясняется существенно более слабой зависимостью сигнала ПФЭ от геометрии контакта по сравнению с его сопротивлением.

Если длина пробега электронов относительно неупругих соударений сравнима с размерами эмиттера ($l_\varepsilon \sim a$), то теория возмущений по интегралу электрон-фононных столкновений не применима, и получить явное выражение для $\delta f^*(\varepsilon)$ при произвольных предположениях о функции $g_p(\omega)$ ЭФВ не представляется возможным. В работе [13] была рассмотрена модель, в которой учитывается взаи-

модействие электронов с фононами определенной частоты $\omega_q = \omega_0$. Такая модель хорошо описывает, например, неупругую релаксацию носителей заряда на оптических и междолинных фононах в полуметаллах. В этом случае функция δf^* имеет скачки Δf_n при дискретных значениях энергии [13]:

$$\delta f^*(\varepsilon) \approx \sum_{n=0}^{N} \Delta f_n(\varepsilon)\, \Theta(\varepsilon_n - \varepsilon)\,, \qquad (18)$$

$$\varepsilon_n = \varepsilon_F + eV - n\omega_0\,,\ n = 0, 1, 2, ..., N\,, \qquad (19)$$

$$eV - N\omega_0 < \omega_0\,,$$

где $\Delta f_n(\varepsilon) = \delta f^*(\varepsilon_F + eV - 0)$ — скачок функции распределения на границе полосы неравновесности. Мы не приводим здесь весьма громоздких выражений (см. [13]) для функции Δf_n, явный вид которых в дальнейшем для нас несущественен. Отметим только, что амплитуда скачков зависит от параметра a/l_ε. В пределе слабой электрон-фононной релаксации ($a/l_\varepsilon \ll 1$) максимальный скачок функции распределения равен Δf_0 и последовательные фононные повторения этого скачка пропорциональны степеням параметра $(a/l_\varepsilon)^2$. Наиболее вероятны однофононные процессы, описываемые функцией распределения (15). В противоположном случае сильного ЭФВ ($a/l_\varepsilon > 1$) число неравновесных электронов экспоненциально уменьшается с увеличением их энергии, в соответствии с чем величина скачка Δf_n растет с увеличением номера n.

Подставляя функцию δf^* (18) в формулу (10), после дифференцирования получаем

$$\frac{\partial U}{\partial V} = \sum_{k=k_0}^{\infty} \sum_{n=0}^{N} A(p_0\,, \varepsilon_n)\Delta f_n\,. \qquad (20)$$

В магнитных полях, удовлетворяющих соотношению (9) при энергиях ε_n (19), производная (20) имеет максимумы. Условием их наблюдения является требование $a/L \gg \omega_0/\varepsilon_F$, при выполнении которого расстояние между соседними экстремумами по шкале магнитного поля больше ширины линий.

Итак, ПФЭ при больших эмиттерных напряжениях V может служить методом спектроскопии ЭФВ. В случае, когда преобладающей является релаксация на баллистической траектории ($a < L \le l_{ep}$), вторая производная сигнала ПФЭ в максимуме, формируемом электронами опорной точки ПФ $p = p_{max}$, пропорциональна «дифференциальной» функции ЭФВ $g_{p_{max}}(\omega)$ (4), характеризующей взаимодействие электронов с импульсом p_{max} с фононами. Изменяя положение одного из контактов и меняя ролями токоподводящий и измерительный контакты, по зависимости $\partial^2 U^{max}/\partial V^2$ от V можно восстановить $g_{p_{max}}(\omega)$ на всей ПФ. Аналогичные исследования нелинейной от V зависимости амплитуд максимумов, связанных с электронами, соответствующими сечениям ПФ с экстремальным значением производной $\partial S/\partial p_H$, позволяют найти усредненную по циклотронной траектории функцию $\bar{g}(\omega, p_H)$. Если же доминирует электрон-фононная релаксация непосредственно в эмиттерном контакте ($a/L \ll l_\varepsilon/l_{ep}$), то при слабом ЭФВ ($a \ll l_\varepsilon$) производная $\partial^2 \Delta U/\partial V^2$ содержит добавку, пропорциональную средней по ПФ функции $g(\omega) = \langle g_p(\omega)\rangle_{\varepsilon_F}$, которая в основном приближении по малому параметру a/L совпадает с термодинамической функцией ЭФВ (функцией Элиашберга). Важной является возможность простого определения с помощью ПФЭ частот бездисперсных фононов ω_0, релаксация электронов на которых приводит при $a/L \ll \omega_0/\varepsilon_F$ к появлению системы максимумов на первой производной сигнала ПФЭ.

В заключение авторы выражают благодарность В. Г. Песчанскому за обсуждение результатов работы.

1. Ю. В. Шарвин, *ЖЭТФ* **48**, 984 (1965).
2. Ю. В. Шарвин, Л. М. Фишер, *Письма в ЖЭТФ* **1**, 54 (1965).
3. E. H. Sondheimer, *Phys. Rev.* **80**, 401 (1950).
4. В. Л. Гуревич, *ЖЭТФ* **35**, 668 (1958).
5. Ю. В Шарвин, Н. И. Богатина, *ЖЭТФ* **56**, 772 (1969).
6. И. К. Янсон, *ЖЭТФ* **66**, 1035 (1974).
7. И. О. Кулик, А. Н. Омельянчук, Р. И. Шехтер, *ФНТ* **3**, 1545 (1977).
8. Ю. А. Колесниченко, И. О. Кулик, *ФНТ* **18**, 1005 (1992).
9. Ю. А. Колесниченко, *ФНТ* **18**, 1059 (1992).
10. Ю. А. Колесниченко, Т. Бедасса, В. И. Гришаев, *ФНТ* **21**, 1049 (1995).
11. Ю. А. Колесниченко, Р. И. Шехтер, В. А. Булдовский, *ФНТ* **14**, 263 (1988).
12. В. В. Андриевский, Е. И. Асс, Ю. Ф. Комник, *ФНТ* **14**, 253 (1988).
13. Ю. А. Колесниченко, И. О. Кулик, Р. И. Шехтер, *ЖЭТФ* **94**, 328 (1988).
14. M. Primke, J. Heil, and P. Wyder, *Physica* **B218**, 26 (1996).
15. А. М. Косевич, *ФНТ* **11**, 1106 (1985).
16. И. К. Янсон, А. В. Хоткевич, *Атлас микроконтактных спектров электрон-фононного взаимодействия в металлах*, Наукова думка, Киев (1986).

Effect of electron-phonon relaxation on longitudinal electron focusing in metal

Yu. A. Kolesnichenko and Tesgera Bedassa

Feasibility of spectroscopy of electron-phonon interaction (EPI) is substantiated theoretically using the method of longitudinal electron focusing (LEF) in thin metalic plates. It is shown that LEF enables us to obtain information inaccessible by other methods about the differential function of EPI that characterises the phonon relaxation of charge carriers with strictly defined *momentum*.