УДК 538.915:535.935

ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ФОНОНАХ В ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В. А. Шкловский

Показано, что в «грязном» пределе время энергетической релаксации электронов на фононах τ_{ep} за счет двумерности электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) в тонкой пленке имеет место низкотемпературное поведение вида T^{-p} с тем же значением $p=3$, что и в чистом $3D$ металле. В этой связи предлагается реинтерпретация ряда известных экспериментов по определению $\tau_{ep}(T)$ в тонких пленках.

1. Хотя с теоретической точки зрения вопрос об электрон-фононной релаксации в грязных $3D$ металлах при низких температурах (когда $ql \ll 1$, где q — характерный волновой вектор фонона, l — длина свободного пробега электрона за счет рассеяния на примесях) может считаться в основном завершенным (см., например, [1]), сравнение выводов теории с результатами недавних экспериментов по определению зависимости $\tau_{ep}(T)$ в тонких металлических пленках [2–4] все еще остается весьма противоречивым.

Ранее ряд противоречий в интерпретации экспериментов Бергмана по измерению квантовых поправок к электросопротивлению тонких пленок устранили авторы работы [5], воспользовавшись для этого представлением о двумерности ЭФВ в исследуемых пленках. Критерием такой двумерности является выполнение условия $D\tau_{ep}(T) \gg d^2$, где D — коэффициент электронной диффузии, d — толщина пленки [5].

Однако расчеты, проведенные в [5], были численными и не давали общего представления о характере зависимости $\tau_{ep}^{-1}(T, l)$ в $2D$ режиме (напомним, что в грязном пределе в $3D$ металле при $T \to 0$ $\tau_{ep}^{-1}(T) \sim T^4 l$ [1]). Ниже (п. 2) мы приведем асимптотические оценки в $2D$ режиме и далее (п. 3) рассмотрим ряд относящихся к этому случаю экспериментов [6, 7], ранее имевших иную интерпретацию.

2. Для получения интересующих нас асимптотик в качестве исходного используем полученное в рамках модели желе выражение для τ_{ep}^{-1} из работы [5]

$$\tau_{ep}^{-1} = (2l/\hbar m)(kT)^3 \sum_b (d_b/S_b^3) \int_0^{\Theta_D/T} dx x^2 f_b(xt_b)/\operatorname{sh} x. \tag{1}$$

Здесь m — масса электрона; k — постоянная Больцмана; Θ_D — температура Дебая; s_b — скорость звука с поляризацией b; $d_b \equiv k_F^3/16\pi\rho_i^b s_b$, где ρ_i — плотность ионов, k_F — волновое число Ферми; $t_b \equiv T/\theta_l$, а $\Theta_\lambda \equiv \hbar s_b/kl$ имеет смысл температуры, при которой длина волны теплового фонона становится порядка l. Функции $f_{L,T}$ [5] в (1) здесь удобно представить в виде

$$f_L(x) = 2/(1+\sqrt{x^2+1}), \quad f_T = f_L^2,$$

откуда сразу следует их монотонность (см. ниже).

Если $T \ll \Theta_l \ll \Theta_D$, то, разлагая $f_b(xt)$ в ряд по $t^2 \ll 1$, находим первые два члена разложения (1) в виде

$$\tau_{ep}^{-1} \approx \left(\frac{2l}{\hbar m}(kT)^3\left\{\frac{7\zeta(3)}{2}\left[\frac{d_L}{s_L^3}+\frac{2d_T}{s_T^3}\right]-\frac{93\zeta(5)}{8}\left[\frac{kTl}{h}\right]^2\left[\frac{d_L}{s_L^5}+\frac{4d_l}{s_T^5}\right]\right\}\right. \tag{2}$$

Основной вывод, следующий из (2): в нулевом по $t^2 \ll 1$ приближении $\tau_{ep}^{-1} \sim T^3$, т. е. частота энергетической релаксации электронов на фононах в грязном ($q_T l \ll 1$) $2D$ металле $\nu_{ep}^{2D}(l, T)$ имеет низкотемпературное поведение вида T^p с тем же значением $p = 3$, что и в чистом ($q_T l \gg 1$) $3D$ металле, где для L-фононов [1]

$$\tau_{ep}^{-1} = (7\pi\zeta(3)/12)(kT)^3/\hbar m M s_L^4 \equiv \nu_{ep}^{3D}(T), \tag{3}$$

M — масса иона. Учитывая, что $\rho_i^L = 9\rho_i^{3D}/4k_F$ [5], где $\rho_i^{3D} = Mk_F^3$, для L-фононов имеем связь

$$\nu_{ep}^{2D}(l, T) = (k_F l/3\pi^2)\,\nu_{ep}^{3D}(T), \tag{4}$$

откуда видно, что при $k_F l \sim 10^2$ численные значения $\nu^{2p}(l)$ и ν^{3D} одного порядка.

Покажем еще, что выражение (2) качественно согласуется с результатами численного анализа экспериментов на основе формулы (1) в [5]. Такое согласие следует из нескольких взаимосвязанных обстоятельств. Во-первых, пользуясь монотонностью функций $f_{L,\,T}(x)$, легко показать, что для $T \ll \Theta_D$ $\nu^{2D}(T, l)$ является монотонно убывающей функцией своих аргументов. Во-вторых, оказывается, что для $\Theta_l \ll T \ll \Theta_D$ имеем $\nu(T) \sim T^p$ с $p = 2$ для L-фононов и $p = 1$ для T-фононов. И наконец, в силу отрицательного знака поправки к нулевому приближению в разложении (2) (относительный порядок которой приближенно равен $3(T/\Theta_l)^2 \ll 1$) очевидно, что с ростом T величина «эффективного» p, начиная со значения $p = 3$ для $T \ll \Theta_l$, монотонно уменьшается. так что в промежуточной области температур $T \sim \Theta_l$ вполне возможно $p \approx 2$ [5].

3. Проанализируем сначала с предлагаемой точки зрения уникальные по постановке и результатам эксперименты Роукса и др. [6], в которых с помощью шумовой термометрии в диапазоне температур 25—320 мК непосредственно измерялась зависимость электронной температуры в пленке меди толщиной 10^3 Å от величины приложенного к пленке постоянного электрического поля. Извлекаемая из этих измерений температурная зависимость частоты энергетической релаксации электронов на фононах с высокой точностью следовала закону $\tau_{ep}^{-1}(T) = \alpha T^3$, где величина α соответствовала значениям, измеренным при гораздо более высоких температурах в чистых массивных образцах меди с помощью циклотронного и других резонансных методов [6]. Авторы работы [6] трактуют измеренные их методом времена в тонкой пленке как соответствующие электрон-фононной релаксации в массивном $3D$ образце в чистом пределе.

Более подробный анализ экспериментальных параметров с учетом полученных нами формул (2) и (4) показывает необоснованность таких выводов. Действительно, для длины упругого рассеяния в образце Роукса $l \approx 200$ Å (что следует из оценки $l = 3D/v_F$ и используемых автором значений $D \approx 104$ см^2/с и $v_F =$ 1.57р10^8 см/с). Тогда даже для максимальных температур эксперимента $T_m \approx$ 0.3 К имеем $q_{T_m} l \simeq 0.1$ (здесь $q_{T_m} \approx kT_m/\hbar s$, и мы взяли минимальное значение $s \approx 2.3 \cdot 10^5$ см/с для пленки меди из [8]), а также, как легко проверить, выполняется условие $D\tau_{ep}(T_m) >> d^2$. Таким образом, во всем диапазоне исследуемых в работе [6] температур с запасом удовлетворяются неравенство $q_T l << 1$ и условие двумерности ЭФВ, при выполнении которых справедливы формулы (2) и (4). Существенным отличием этих формул от формулы для чистого $3D$ случая (3) является зависимость ν_{ep}^{2D} от l. К сожалению, в опытах Роукса был исследован лишь один пленочный образец с фиксированной толщиной. Таким образом, для проверки предлагаемой нами реинтерпретации экспериментов [6] желательно повторить их для различных значений l с тем, чтобы получить предполагаемую нами зависимость $\alpha \sim l$, тем более что, по-видимому, легко достижимое уменьшение l позволяет расширить диапазон исследуемых температур в сторону их повышения.

Аналогичными соображениями можно, по-видимому, объяснить появление слагаемого вида A_3T^3 (где A_3 не зависит от T) в выражении для частоты неупругой релаксации электронов в тонких грязных пленках алюминия, извлекаемого авторами работы [7] из экспериментов по исследованию температурной и магнитополевой зависимости квантовых поправок к электросопротивлению таких пленок по новой, согласованной с другими экспериментальными группами методике.

В разделе Va работы [7] ее авторы, анализируя по своей методике более ранние результаты Гершензона и др. и Гордона и др. (см. ссылки соответственно под номерами [67] и [58] на эти работы в списке литературы статьи [7]), отмечают необычность появления для столь тонких ($d \sim 50$ Å) пленок характерной, по их мнению, лишь для чистого $3D$ металла зависимости $\nu_{ep} \sim T^3$. С изложенной в п. 2 точки зрения такая зависимость вполне объяснима, и, как и в предыдущем примере (см. анализ работы [6]), критерием правильности предлагаемой нами интерпретации может служить дополнительное исследование наличия следующей из (2) зависимости $A_3 \sim l$.

Список литературы

[1] Rammer J., Schmid A. // Phys. Rev. 1986. V. B34. N 2. P. 1352—1355.
[2] Bergmann G., Wei W., Zou Y., Muller R. M. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 11. P. 7386—7396.
[3] Liu J., Meisenheimer T. L., Giordano N. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 11. P. 7386—7396.
[4] Гершензон Е. М., Гершензон М. Е., Гольцман Г. Н., Люлькин А. М., Семенов А. Д., Сергеев А. В. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. № 13. С. 901—911.
[5] Belitz D., Sarma S. D. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 14. P. 7701—7704.
[6] Roukes M. L., Freeman M. R., Germain R. S., Richardson R. C., Ketchen M. B. // Phys.Rev. Lett. 1985. V. 55. N 4. P. 422—425; Roukes M. L. // Ph. D. thesis. Cornell Unik. Ithaka N. Y., 1985.
[7] Sathanam P., Wind S., Prober D. E. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 17. P. 3188—3206.
[8] Lehr B., Ulrich H., Weis O. // Z. Phys. 1982. V. B48. N 1. P. 23—30.

Харьковский физико-технический институт АН Украины

Поступило в Редакцию 6 апреля 1992 г.