УДК 537.312.8;538.212

ВЛИЯНИЕ НЕУПРУГОСТИ РАССЕЯНИЯ НА АМПЛИТУДУ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ДИФФУЗИОННОЙ ТЕРМОЭДС В ОКРЕСТНОСТИ УЛЬТРАКВАНТОВОГО ПРЕДЕЛА

Е.Е.Нариманов, К.А.Сахаров

Исследованы продольные осцилляции диффузионной термоэдс вблизи ультраквантового предела. Установлено, что неупругость рассеяния приводит к подавлению предсказанных ранее гигантских осцилляций и налагает существенные ограничения на интервал температур, в котором возможно их наблюдение.

Известно, что в сильных магнитных полях в вырожденных системах возможны гигантские квантовые осцилляции продольной диффузионной термоэдс, предсказанные Е.Г.Стрельченко в 1966 г. [1]. Однако, несмотря на развитие техники эксперимента, данный эффект до сих пор не нашел прямого экспериментального подтверждения, хотя в ряде работ, например в [2], были попытки связать с ним наблюдавшиеся особенности в квантовых осцилляциях термоэдс.

Физическая причина гигантских осцилляций заключается в том, что при резонансных значениях магнитного поля появляется сильное различие в поведении электронов, лежащих выше и ниже уровня Ферми, и продольная диффузионная .термоэдс становится отличной от нуля уже в нулевом приближении по вырождению. Для проявления данного эффекта необходимо выполнение сильного неравенства $T_D < T \ll \hbar\Omega$ ($T_D \sim \frac{\hbar}{\tau}$ — температура Дингла [3]). Это требование может быть реализовано только в достаточно чистых монокристаллических материалах и в области низких температур. Однако в таких условиях электрон-фононное рассеяние, которое в чистых материалах является основным механизмом релаксации, существенно неупруго [4]. Последнее обстоятельство имеет принципиальное значение, поскольку теория гигантских осцилляций продольной диффузионной термоэдс развита для чисто упругого рассеяния [1]. Естественно, что наличие неупругости, эффективно увеличивая размытие уровней, приведет к подавлению осцилляций.

Цель настоящей работы состоит в исследовании влияния неупругости рассеяния на амплитуду осцилляций продольной диффузионной термоэдс вблизи ультраквантового предела, где, согласно работе [1], они должны достигать гигантских значений.

Вообще говоря, в рассматриваемых условиях (чистые материалы, низкие температуры) на величине термоэдс может существенно сказыватся эффект электрон-фононного увлечения. Однако, как показано в

[5,6], сдвиг фаз между фононной и диффузионной составляющими термоэдс равен $\pi/2$, и эффект увлечения не может привести к подавлению гигантских осцилляций диффузионной термоэдс. Само же по себе фононное увлечение не ведет к возникновению гигантских осцилляций.

При расчете продольных эффектов кинетическое уравнение для функции распределения по состояниям с квантовыми числами n, p_z, p_y может быть записано в виде [7]

$$\left(\frac{p_z}{m_{zz}}\nabla T\right)\frac{\varepsilon-\mu}{kT}\frac{\partial f^0}{\partial\varepsilon}=\sum_{n'}\int d\mathbf{q}\left|C_{\mathbf{q}}^{nn'}\right|^2F^0(\mathbf{q})\times$$

$$\times\Big\{\Big[(1-f^0(\varepsilon))f^0(\varepsilon')\delta(\varepsilon'-\varepsilon+\hbar\omega_{\mathbf{q}})+$$

$$+(1-f^0(\varepsilon'))f^0(\varepsilon)\delta(\varepsilon'-\varepsilon-\hbar\omega_{\mathbf{q}})\Big]\times(\varphi_{n,p_z}-\varphi_{n',p_z+q_z})\Big\}. \qquad (1)$$

где μ — химпотенциал, $C_{\mathbf{q}}^{nn'}$ — матричный элемент гамильтониана электрон-фононного взаимодействия, f^0 и F^0 — равновесные функции распределения электронов и фононов, φ — неравновесная добавка к функции распределения электронов

$$f_{n,p_z}=f^0(\varepsilon)-(\partial f^0/\partial\varepsilon)\varphi_{n,p_z},$$

которую мы будем искать в виде

$$\varphi_{n,p_z}=\left(\frac{p_z}{m_{zz}}\nabla T\right)\frac{\varepsilon-\mu}{kT}\chi_n(\varepsilon).$$

В (1) для простоты не рассматривается спин электрона, поскольку в отсутствие рассеяния с переворотом спина это не повлияет на конечный результат.

Рассмотрим систему вблизи ультраквантового предела, когда заполнены только две подзоны Ландау. В таких условиях амплитуда осцилляций максимальна, поскольку, как показано в [1,6], с уменьшением магнитного поля осцилляции подавляются. В этом случае (1) сводится к системе двух интегральных уравнений на функции $\chi_0(\varepsilon)$ и $\chi_1(\varepsilon)$, которая ввиду ее громоздкости здесь не приводится.

При исследовании шубниковских осцилляций вблизи ультраквантового предела обычно реализуется ситуация, когда магнитное поле направлено вдоль наибольшей вытянутости поверхности Ферми, поскольку при такой ориентации минимальны циклотронные массы. При этом величина продольного фермиевского импульса $(p_z)_{\mathrm{F}}=(2m_z(\mu-(1/2)\hbar\Omega))^{1/2}$ достигает наибольшего значения и выполняется условие $(p_z)_{\mathrm{F}}\gg p_H$ ($p_H=\frac{\hbar}{\lambda}$, $\lambda=(\hbar c/eH)^{1/2}$ — магнитная длина). Так, в наиболее часто исследуемом материале — висмуте вблизи последнего резонанса $(p_z)_{\mathrm{F}}/p_H=12$. Тогда в первом приближении по малому параметру $p_H/(p_z)_{\mathrm{F}}$ имеем

$$\chi_0(\varepsilon)=\frac{2\sqrt{2}\pi\hbar^3s^2\rho\lambda}{C_0^2sp_H}\frac{\sqrt{(\varepsilon-(1/2)\hbar\Omega)/\hbar\Omega}}{1+\frac{kT}{sp_H}\frac{p_z^0}{p_H}\sqrt{\frac{\varepsilon-(1/2)\hbar\Omega}{kT}}\exp\left(-\frac{sp_z^0}{kT}\right)w_{0,1}}, \qquad (2)$$

$$\chi_1(\varepsilon) = \frac{2\sqrt{2}\pi\hbar^3 s^2\rho\lambda}{C_0^2 kT} \frac{\sqrt{(\varepsilon - (3/2)\hbar\Omega)/\hbar\Omega}}{1 + \frac{sp_z^0}{kT}\sqrt{\frac{\varepsilon-(3/2)\hbar\Omega}{kT}}\exp\left(-\frac{sp_z^0}{kT}\right) w_{1,0}}.$$

Здесь

$$w_{n,k} = \frac{\lambda^2}{4\pi}\int d\mathbf{q}\,(\lambda q_\perp)^2\left(1 - \frac{(\lambda q_\perp)^2}{2}\right) e^{-\frac{(\lambda q_\perp)^2}{2}} \times$$

$$\times (q/p_z^0)\left(F^0(q)\exp\left(\frac{sp_z^0}{kT}\right)\right)\left(\frac{2}{m_z}kT\right)^{1/2} \times \left(\frac{1 - f^0(\varepsilon_{k,p_z+q_z})}{1 - f^0(\varepsilon_{n,p_z})}\times\right.$$

$$\left.\times\delta(\varepsilon_{k,p_z+q_z} - \varepsilon_{n,p_z} - \hbar sq) + \frac{f^0(\varepsilon_{k,p_z+q_z})}{f^0(\varepsilon_{n,p_z})}\times\delta(\varepsilon_{k,p_z+q_z} - \varepsilon_{n,p_z} + \hbar sq)\right),$$

$$p_z^0 = \sqrt{2m_z(\varepsilon - (1/2)\hbar\Omega)},$$

где s — скорость звука, ρ — плотность кристалла, C_0 — константа деформационного потенциала.

Заметим, что в данном приближении проводимость определяется стандартным выражением [8] и здесь не приводится.

Тогда в случае $s(p_z)_{\mathrm{F}} > kT$ выражение для относительной амплитуды продольных осцилляций диффузионной термоэдс имеет вид

$$\left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right) = \frac{\frac{kT}{sp_H}\frac{(p_z)_{\mathrm{F}}}{p_H}\sqrt{\frac{\hbar\Omega}{kT}}\exp\left(-\frac{s(p_z)_{\mathrm{F}}}{kT}\right)}{1 + \frac{kT}{sp_H}\frac{(p_z)_{\mathrm{F}}}{p_H}\sqrt{\frac{\hbar\Omega}{kT}}\exp\left(-\frac{s(p_z)_{\mathrm{F}}}{kT}\right)}\left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right)_0, \qquad (3)$$

где $(\Delta\alpha/\alpha)_0$ — значение амплитуды осцилляций, вычисленное в работе [1] без учета неупругости рассеяния.

Как показывает анализ выражения (3), гигантские осцилляции продольной диффузионной термоэдс могут иметь место лишь при условии

$$T > T^* = \frac{s(p_z)_{\mathrm{F}}}{\ln\left(\sqrt{\frac{\hbar\Omega}{s(p_z)_{\mathrm{F}}}}\frac{(p_z)_{\mathrm{F}}}{p_H}\right)}. \qquad (4)$$

Другими словами, необходимо, чтобы вероятность перехода на другой уровень Ландау (резонансное поведение которой и приводит к осцилляциям) превышала вероятность рассеяния в пределах собственной подзоны.

Установленное неравенство (4) накладывает существенное ограничение снизу на возможный интервал температур, в котором могут наблюдаться гигантские осцилляции продольной диффузионной термоэдс. Так, например, для висмута в случае $\mathbf{H} \parallel C_2$ $T^* \approx 5\,\mathrm{K}$. Любопытно отметить, что, согласно [1,6], $(\Delta\alpha/\alpha)_0 \sim (\hbar\Omega/kT)\exp(-2\pi^2 kT/\hbar\Omega)$ и амплитуда продольных осцилляций диффузионной термоэдс должна быть максимальной при самых низких температурах, что находится в противоречии с результатом (3), (4).

В то же время при более высоких температурах возникновению гигантских осцилляций препятствует экспоненциальное уменьшение относительной амплитуды $(\Delta\alpha/\alpha)_0$. Таким образом, как это следует из полученных результатов, наблюдение гигантских продольных осцилляций диффузионной термоэдс если и возможно в материалах типа висмута, то лишь при оптимальном выборе температуры, численное значение которой в связи с недостаточной точностью параметров фононного спектра в настоящее время указать затруднительно.

Авторы выражают благодарность В.А.Козлову за постановку задачи и обсуждение результатов работы.

Список литературы

[1] Стрельченко Е.Г. // ФТТ. 1966. Т. 8. № 10. С. 3066–3069.
[2] Галев В.Н., Козлов В.А., Коломоец Н.В., Сидоренко Н.А., Скипидаров С.Я. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. № 6. С. 375–377.
[3] Dingle R.B. // Proc. Roy. Soc. 1952. V. 211. N 1105. P. 517–531.
[4] Бельчик А.А., Козлов В.А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 5. С. 1479–1486.
[5] Стрельченко Е.Г. // ФТП. 1967. Т. 1. № 5. С. 801–803.
[6] Пелетминский С.В. // ФММ. 1965. Т. 20. № 5. С. 777–780.
[7] Зырянов П.С., Клингер М.И. Квантовая теория явлений электронного переноса в кристаллических полупроводниках. М.: Наука, 1976. 480 с.
[8] Tanuma S., Inada R. // Supplement of the Progress of Theoretical Physics. 1975. N 57. P. 231–241.

Московский физико-технический
институт

Поступило в Редакцию
15 февраля 1993 г.