Письма в ЖЭТФ, том 31, вып. 10, стр. 577 – 581 *20 мая 1980 г.*

КВАНТОВЫЕ МАГНИТО-РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В МЕТАЛЛАХ С ОТКРЫТЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ ФЕРМИ

С.С.Недорезов, В.Г.Песчанский

Получены гигантские квантовые осцилляции намагниченности металлических пластин, обусловленные электронами проводимости на открытых сечениях поверхности Ферми. В магнитных полях, при которых происходит вырождение квантовых уровней энергии электронов, возможно появление неоднородного состояния (эффект Шенберга).

Квантовые осцилляции термодинамических характеристик электронов проводимости в слое металла в параллельном магнитном поле **H**, предсказанные Косевичем и Лифшицем [1], были сравнительно недавно обнаружены при исследовании электропроводимости нитевидных кристаллов (вискеров) сурьмы [2], а также при измерении намагниченности вискеров ряда металлов [3]. В пленках металла возможны [4] квантовые осцилляции в слабых магнитных полях. Подобные осцилляции наблюдались в электропроводности пленок висмута [5].

Отмеченные выше эффекты относятся к металлам с замкнутыми электронными орбитами в магнитном поле в предположении зеркального отражения электронов границей образца. Периоды квантовых осцилляций в зависимости от H или толщины слоя L определяются площадью усеченных размерами образца экстремальных электронных орбит [1]. В окрестности поля H_c отсекания экстремальных орбит размерами образца, происходит резкий переход от осцилляций, характерных для массивного металла, к магнито-размерным осцилляциям. Анализ квантовых осцилляций в области полей $H \sim H_c$ дан в работе [6]. В случае диффузного рассеяния электронов границей образца осцилляции, соответствующие данной экстремальной орбите, выпадают [7] и имеют место квантовые осцилляции на неэкстремальных сечениях поверхности Ферми [8].

В связи с тем, что экстремальное исследование квантовых магниторазмерных эффектов стало вполне реальным [2, 3, 5], мы обращаем внимание на возможность квантовых эффектов, обусловленных электронами с открытыми орбитами. В массивном металле, как известно, электроны на открытых сечениях поверхности Ферми не участвуют в создании квантовых осцилляций. В тонком образце, толщина которого L меньше длины свободного пробега носителей заряда l финитность движения электронов вдоль нормали к границе образца приводит к квантованию энергии носителей заряда, принадлежащих открытым сечениям поверхности Ферми. Вклад этих электронов в термодинамические и кинетические характеристики тонких пластин оказывается весьма существенным и обусловливает появление новых осцилляционных эффектов, исследование которых позволяет получить детальную информацию о форме открытых электронных орбит.

В предположении зеркального отражения носителей заряда на границе образца квантовые уровни энергии электронов проводимости в пластине в параллельном магнитном поле определяются квазиклассическим условием квантования [1]

$$S\left(\epsilon,\ p_z,\ p_x;\ \frac{LeH}{c}\right) = \frac{2\pi\hbar eH}{c}\,(n+\gamma), \tag{1}$$

где S – площадь ограниченного прямыми p_x и $p_x + \dfrac{LeH}{c}$ (см. рис.1,*а*) сечения изоэнергетической поверхности $\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon$ плоскостью $p_z = \mathrm{const}$. Магнитное поле направлено вдоль оси z, нормаль к пластине – вдоль оси y. Величина γ в формуле (1) меньше или равна единице, последнее соответствует аппроксимации поверхностного потенциала бесконечно высоким потенциальным барьером. Здесь e – заряд электрона, $\hbar$ – постоянная Планка, c – скорость света.

В случае открытых электронных орбит площадь S в (1) является периодической функцией в зависимости от p_x с периодом, равным $\hbar G$, где G – период обратной решетки в направлении открытости орбит. При значениях магнитного поля

$$H_j = j\frac{c\hbar G}{eL}, \qquad j = 1, 2, 3, \ldots \tag{2}$$

площадь S не зависит от p_x и равна

$$S\left(\epsilon,\ p_z,\ p_x;\ \frac{LeH_j}{c}\right) = j\sigma(\epsilon,\ p_z), \tag{3}$$

где σ – площадь открытого сечения изоэнергетической поверхности в пределах ячейки обратной решетки. Отсюда и из (1) следует, что при значениях поля $H = H_j$ квантовые уровни энергии не зависят от компоненты квазиимпульса p_x. В полях $H \neq H_j$ вырождение уровней снимается. Это приводит к характерным особенностям в плотности состояний электронов с открытыми орбитами и осцилляционной зависимости термодинамических и кинетических величин от H и L.

Рассмотрим квантовые осцилляции намагниченности электронов проводимости. В полях $H \neq H_j$, но удовлетворяющих условию

$$\frac{a}{L} \ll \frac{|H - H_j|}{H_1} \ll 1, \tag{4}$$

для осциллирующей части намагниченности получаем

$$M_{\text{осц}} = \frac{G}{\pi^2 L^{3/2}}\sqrt{\frac{e}{c}}\left(\rho_e - \frac{\sigma}{\hbar G}\right)\left(\frac{\partial\sigma}{\partial\zeta}\right)^{-1}\left|\frac{\partial^2\sigma}{\partial p_{ze}^2}\sum_{s=1}^{2}\frac{1}{R_s}\right|^{-1/2}\sqrt{\cos\alpha}\,\times$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{j}} \mid H - H_j \mid^{-1/2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^2} \sin\left\{k\left[\frac{L\sigma}{\hbar^2 G} + \frac{eL^2}{jc\hbar^2 G}\left(\rho_e - \frac{\sigma}{\hbar G}\right)(H - H_j)\right] \pm \frac{\pi}{4} \pm \frac{\pi}{4}\right\} \times$$

$$\times \cos\left(\frac{kj}{2m_0} \frac{\partial\sigma}{\partial\zeta}\right) \Psi\left(\pi k \frac{TL}{\hbar^2 G} \frac{\partial\sigma}{\partial\zeta}\right), \tag{5}$$

где a — постоянная решетки, масса m_0 определяет спиновое расщепление уровней энергии электрона в магнитном поле, $\Psi(z) = z/\mathrm{sh}(z)$, ρ_e — экстремальная хорда поверхности Ферми $\mathcal{E}(\mathbf{p}) = \zeta$ в направлении нормали $\mathbf{N}$ к пластине, α — угол между $\mathbf{N}$ и нормалью к поверхности Ферми в точках ее пересечения экстремальной хордой и R_s — радиусы кривизны в этих точках (см. рис. a), знаки при $\pi/4$ в аргументе синуса определяются, соответственно, знаками $(H - H_j)$ и $\partial^2\sigma/\partial p_{ze}^2$ в точке p_{ze} экстремальности площади σ, $\gamma = 1$.

При значениях поля $H = H_j$ для $M_{осц}$ имеем следующее выражение

$$M_{осц} = M_j \equiv -\frac{1}{\pi^2\sqrt{2\pi}} \frac{e}{\hbar c} \sqrt{\frac{G}{L}} \left(\frac{\partial\sigma}{\partial\zeta}\right)^{-1} \left|\frac{\partial^2\sigma}{\partial p_{ze}^2}\right|^{-1/2} \frac{\sigma}{j} \sqrt{\cos\alpha} \times$$

$$\times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^{3/2}} \sin\left(k\frac{L\sigma}{\hbar^2 G} \pm \frac{\pi}{4}\right) \cos\left(\frac{kj}{2m_0} \frac{\partial\sigma}{\partial\zeta}\right) \Psi\left(\pi k \frac{TL}{\hbar^2 G} \frac{\partial\sigma}{\partial\zeta}\right), \tag{6}$$

где верхний знак в аргументе синуса выбирается при $\partial^2\sigma/\partial p_{ze}^2 > 0$, нижний — при $\partial^2\sigma/\partial p_{ze}^2 < 0$. В полях $|H - H_j| \sim H_1 a/L$ формулы (5) и (6), естественно, сшиваются.

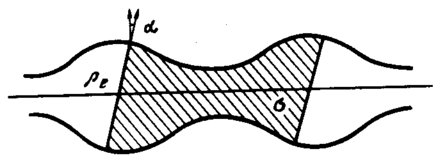
Из полученных результатов для $M_{осц}$ следует, что с изменением магнитного поля намагниченность вблизи H_j испытывает резкие всплески, амплитуда которых при $H \to H_j$ увеличивается как $|H - H_j|^{-1/2}$, достигая значений M_j (см. рис. $б$).

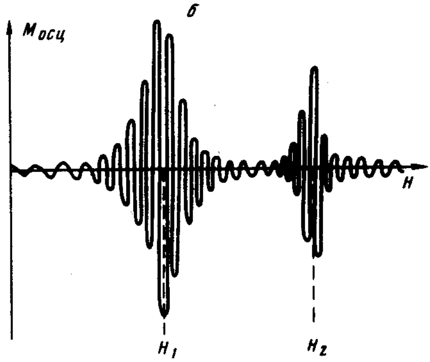
Период осцилляций равен

$$\Delta H = 2\pi j \frac{c\hbar^2 G}{eL^2} \left|\rho_e - \frac{\sigma}{\hbar G}\right|^{-1} \tag{7}$$

и выражается через экстремальные значения хорды и площади σ, соответствующих данному сечению поверхности Ферми (рис. a). В промежуточных полях $H \neq H_j$ осцилляции намагниченности имеют более сложную, чем (5), полевую зависимость, определяемую усеченными площадями экстремальных электронных орбит [1]. В этих полях амплитуда осцилляций порядка

$$\left|\frac{M_{осц}}{M_j}\right| \sim \left(\frac{a}{L}\right)^{1/2} \ll 1. \tag{8}$$





Легко заметить, что при $H \approx H_j$ амплитуда рассмотренных осцилляций сравнима с вкладом в $M_{осц}$ электронов на экстремальных замкнутых сечениях поверхности Ферми с орбитами, не касающимися границ образца. В металлах со сложным законом дисперсии носителей заряда осцилляции намагниченности обусловлены электронами с различных участков поверхности Ферми. Вклад в $M_{осц}$ открытых сечений может быть легко выделен благодаря существенной модуляции описанных выше магниторазмерных осцилляций (см. рис. *б*) и зависимости M_j от L.

С увеличением температуры T осцилляции экспоненциально затухают и существенны при $T \lesssim T_0$, где $T_0 = \hbar^2 G/(\pi L \partial\sigma/\partial\zeta)$. Полагая для оценок $\partial\sigma/\partial\zeta \sim 2\pi m$ (m – масса свободного электрона), для пластины толщиной $L \approx 10^{-3}$ см имеем $T_0 \approx 0{,}3$К, $H_1 \approx 40$ кЭ и $\Delta H \approx 0{,}4$ Э. При температурах $T \lesssim T_0$ и $H \to H_j$ магнитная восприимчивость χ может достигать больших значений, что приводит к неустойчивости однородного состояния, т. е. к эффекту Шенберга [9]. Как и в массивных металлах (см. [10]), неоднородная структура реализуется в условиях $|M| \ll H$ и $|\chi| > 1$.

Отмеченные аномалии в намагниченности электронов проводимости обусловлены соответствующими особенностями в плотности электронных состояний и проявляются в квантовых осцилляциях термодинамических и кинетических величин. Для наблюдения указанных эффектов необходимы достаточно чистые образцы ($l > L$), удовлетворяющие условию зеркальности отражения электронов на границе образца.

Благодарим Э.И.Рашба за полезное обсуждение полученных результатов.

Харьковский
государственный университет
им. А.М.Горького

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
17 марта 1980 г.

Литература

[1] А.М.Косевич, И.М.Лифшиц. ЖЭТФ, **29**, 743, 1955.

[2] Ю.П.Гайдуков, Е.М.Голямина. ЖЭТФ, **74**, 1936, 1978.

[3] В.М.Пудалов, С.Г.Семенчинский. Письма в ЖТФ, **4**, 38, 1978.

[4] С.С.Недорезов. ЖЭТФ, **56**, 299, 1969.

[5] В.В.Андриевский, Ю.Ф.Комник. ФТТ, **12**, 1582, 1970.

[6] С.С.Недорезов. ЖЭТФ, **67**, 1544, 1974.

[7] М.Я.Азбель. ЖЭТФ, **34**, 754, 1958.

[8] В.Г.Песчанский, В.В.Синолицкий. Письма в ЖЭТФ, **16**, 484, 1972.

[9] D.Shoenberg. Phil. Trans. Roy. Soc. (London), **A255**, 85, 1962.

[10] И.М.Лифшиц, М.Я.Азбель, М.И.Каганов. Электронная теория металлов. М., изд. Наука, 1971.