

КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПРОВОДНИКАХ В СЛАБОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.С. Недорезов, М.С. Авад-Алла

Проведен анализ квантовых осцилляционных явлений в цилиндрических проводниках радиуса R в продольном магнитном поле H . В полях, при которых радиус ларморовской орбиты $r_H > R$, получены квантовые осцилляции, аналогичные осцилляциям Косевича и Лифшица для электронов в пластине.

В магнитных полях H , когда диаметр электронных орбит сравнивается и становится больше размера проводника, возникают квантовые магнито-размерные осцилляции (МРО) термодинамических и кинетических величин, существенно отличающиеся от осцилляций электронных характеристик массивных образцов. В пленках металла МРО, предсказанные Косевичем и Лифшицем [1], были получены при исследовании электропроводности вискеров сурьмы [2]. Иной характер имеют МРО в цилиндрических проводниках, обнаруженные Брандтом, Гицу, Николаевой и Пономаревым [3] при измерении магнитосопротивления цилиндрических монокристаллов висмута в полях

$$H < H_0 \equiv c P_F / eR, \quad (1)$$

где R — радиус цилиндра, e — модуль заряда электрона, c — скорость света, P_F — фермиевский импульс.

Исследуемые в работе [3] образцы обладали высокой степенью зеркальности поверхностного рассеяния электронов.

В условиях зеркального отражения электронов границей металла МРО в цилиндрических проводниках в продольном магнитном поле рассматривались Динглом [4], получившим в полях $H \ll H_0$ множество эквидистантных по H частот. В настоящей работе показано, что при не слишком низких температурах T (или вследствие рассеяния электронов на примесях) из множества дингловских частот остается лишь одна частота. Квантовые осцилляции эквидистантны по H также в полях $|H - H_0| \ll H_0$. В промежуточных полях (1) период осцилляций ΔH зависит от H и R , аналогично осцилляциям Косевича и Лифшица [1] для электронов в пластине. Относительное изменение ΔH с полем для соседних периодов порядка $\hbar/P_F R \ll 1$. Анализ квантовых осцилляций проведен для электронов проводимости с квадратичным изотропным законом дисперсии. В металлах со сложными поверхностями Ферми картина осцилляций, естественно, усложняется; возможно появление нескольких частот, обусловленных электронами различных полостей поверхности Ферми.

Рассмотренные в настоящей работе осцилляции обусловлены электронами с экстремальными орбитами. По отношению к ним вклад в осцилляции скользящих по поверхности цилиндра электронов [5] порядка

$$(\hbar/P_F R)^{3/4} \exp[-\pi(T + T_D)mR/\hbar P_F] \ll 1,$$

где m — эффективная масса электрона, T_D — температура Дингла. Электроны на неэкстремальных сечениях поверхности Ферми и соответствующие им квантовые осцилляции [6] существенны лишь при диффузном рассеянии электронов на границе образца. В случае зеркального отражения данный эффект отсутствует. Аналогичный (отрицательный) результат ранее был получен в работе [7] для пластин.

В области температур

$$\Delta\epsilon_F < T \ll \epsilon_F, \quad (2)$$

где $\Delta\epsilon_F$ — расстояние между квантовыми уровнями энергии в окрестности уровня Ферми ϵ_F , сложная осцилляционная зависимость термодинамических и кинетических величин от H в интервале полей (1) существенно упрощается, определяясь основной гармоникой с наибольшей амплитудой. На рисунке изображены электронные орбиты в координатном (а) и импульсном (б) пространстве, обуславливающие данные осцилляции. Период осцилляций ΔH определяется усеченной экстремальной площадью сечения поверхности Ферми (см. рис. б):

$$\Delta H = \frac{\hbar c}{eR^2} \Phi\left(\frac{eHR}{cP_F}\right), \quad (3)$$

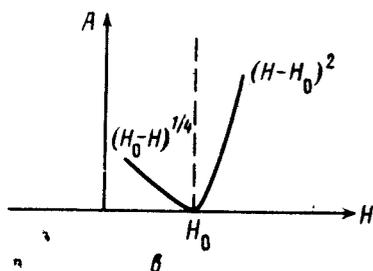
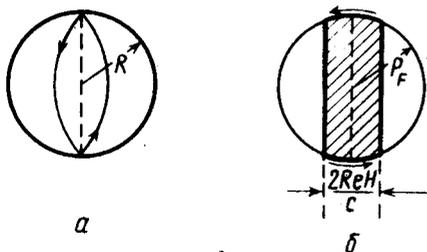
где

$$\Phi(x) = x^2 \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \arcsin \sqrt{1-x^2} - \frac{x}{\pi} \sqrt{1-x^2} \right]^{-1}, \quad (3')$$

С увеличением H период осцилляций ΔH монотонно уменьшается и при $H = H_0$ соответствует кванту магнитного потока через сечение цилиндра.

В интервале температур (2) квантовые осцилляции электропроводности (см. [8]) пропорциональны дифференциальной магнитной восприимчивости $\chi_{\text{осц}}^{(1)}$. Соответствующее выражение для основной гармоники $\chi_{\text{осц}}^{(1)}$ с периодом (3) получено для произвольного значения магнитного поля. В слабых полях $H \ll H_0$ оно имеет следующий вид:

$$\chi_{\text{осц}}^{(1)} = \frac{4}{9\pi} \left(\frac{eR}{c} \right)^2 \frac{P_F T}{\hbar^3} \left(\frac{H}{H_0} \right)^2 \cos \left[4 \frac{P_F R}{\hbar} \left(1 - \frac{1}{6} \left(\frac{H}{H_0} \right)^2 \right) \right] \exp \left(- 4\pi \frac{mRT}{\hbar P_F} \right). \quad (4)$$



Электронные орбиты в координатном (а) и в импульсном (б) пространстве, определяющие квантовые магнито-размерные осцилляции электронных характеристик цилиндрических проводников в продольном поле. В окрестности поля отсекаания H_0 амплитуда осцилляций A имеет характерную особенность (в)

При $H \rightarrow 0$ амплитуда основной гармоники $\chi_{\text{осц}}^{(1)}$ обращается в нуль, так что в выражении для $\chi_{\text{осц}}^{(1)}$ определяемой суммой гармоник, необходимо учитывать следующую по величине гармонику $\chi_{\text{осц}}^{(2)}$

$$\chi_{\text{осц}}^{(2)} = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{eR}{c} \right)^2 \frac{P_F T}{\hbar^3} \sin \left(3\sqrt{3} \frac{P_F R}{\hbar} \right) \times \cos \left(\frac{3\sqrt{3}}{4} \frac{eHR^2}{\hbar c} \right) \exp \left(- 3\sqrt{3}\pi \frac{mRT}{\hbar P_F} \right). \quad (5)$$

Период осцилляций $\chi_{\text{осц}}^{(2)}$ постоянен в прямом поле $\Delta H = 8\pi\hbar c / 3\sqrt{3} eR^2$ и совпадает с одним из периодов осцилляций, полученных Динглом [4].

В окрестности поля H_0 ($H_0 - H \ll H_0$) амплитуда осцилляций $\chi_{\text{осц}}^{(1)}$ пропорциональна $(H_0 - H)^{1/4}$, причем период осцилляций постоянен в прямом поле: $\Delta H = 2\hbar c / eR^2$. Число таких осцилляций n удовлетворяет условию $2n\hbar / P_F R \ll 1$. В сильных полях $H \gg H_0$ осцилляции $\chi_{\text{осц}}$ совпадают с осцилляциями магнитной восприимчивости массивных образцов и при $H \rightarrow H_0$ убывают как $(H - H_0)^2$ (см. рис. в). Сшивание отмеченных выше асимптотик, пропорциональных соответственно $(H_0 - H)^{1/4}$

и $(H - H_0)^2$, происходит в узкой окрестности точки H_0 , удовлетворяющей условию $\left| 1 - \frac{H}{H_0} \right| \lesssim (\hbar/P_F R)^{1/2}$.

Выделение одной гармоники из возможных частот может происходить не только с повышением температуры (см. (2)), но и вследствие рассеяния электронов на примесях. Влияние примесей можно учесть, заменив в вышеприведенных формулах $T \rightarrow T + T_D$ с соответствующим значением температуры Дингла T_D . В рассматриваемых условиях (2) величина осцилляций $\chi_{\text{осц}}$ магнитной восприимчивости по отношению к ее плавной части χ мала и порядка

$$\left| \frac{\chi_{\text{осц}}}{\chi} \right| \sim \frac{P_F R}{\hbar} \frac{mR(T + T_D)}{\hbar P_F} \exp\left(-4\pi \frac{mR(T + T_D)}{\hbar P_F}\right). \quad (6)$$

Чувствительность амплитуды наблюдаемых в [3] двухчастотных эквидистантных по H осцилляций к изменению температуры свидетельствует, по-видимому, о выполнении условия (2) (при $T \rightarrow T + T_D$). Количество частот определяется числом неэквивалентных для данного направления магнитного поля электронных эллипсоидов в висмуте. Вертикальное отражение электронов проводимости на границе образца обуславливает эквидистантные по H частоты в полях $H \ll H_0$ и $|H - H_0| \ll H_0$. В промежуточных полях период осцилляций ΔH зависит от H . Для соседних периодов относительное изменение ΔH весьма мало ($\sim \hbar/P_F R$), так что для обнаружения этой зависимости, возможно, необходимо специальное исследование.

В заключение выражаем благодарность М.И.Каганову и В.Г.Песчанскому за внимание к работе и обсуждение полученных результатов.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
28 августа 1980 г.
После переработки
15 января 1981 г.

Харьковский государственный университет
им. А.М.Горького

Литература

- [1] А.М.Косевич, И.М.Лифшиц. ЖЭТФ, **29**, 743, 1955.
- [2] Ю.П.Гайдуков, Е.М.Голямина. ЖЭТФ, **74**, 1936, 1978.
- [3] Н.Б.Брандт, Д.В.Гицу, А.А.Николаева, Я.Г.Пономарев. Письма в ЖЭТФ, **24**, 304, 1976; ЖЭТФ, **72**, 2332, 1977.
- [4] R. V. Dingle. Proc. Roy. Soc., **A212**, 47, 1952.
- [5] Э.Н.Богачек, Г.А.Гогадзе. ЖЭТФ, **63**, 1839, 1972.
- [6] В.Г.Песчанский, В.В.Синолицкий. Письма в ЖЭТФ, **16**, 484, 1972.
- [7] М.И.Каганов, С.С.Недорезов. Письма в ЖЭТФ, **20**, 139, 1974.
- [8] И.М.Лифшиц, М.Я.Азбель, М.И.Каганов. Электронная теория металлов. М., изд. Наука, 1971.