Физика низких температур, 1996, т. 22, № 4, с. 420–424

Квантовые осцилляционные эффекты в тонком слое нормального металла, граничащего со сверхпроводником

В. Г. Песчанский

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

Х. А. Ролдан Лопес, Х. Идрого

Universidad Nacional de Trujillo, Av. Juan Pablo II, Trujillo, Peru
E-mail:JRoldan@unitru.edu.pe.

Статья поступила в редакцию 6 октября 1995 г. , после переработки 10 ноября 1995 г.

На примере намагниченности тонкого слоя нормального металла на сверхпроводящей подложке обсуждается роль андреевского отражения носителей заряда от межфазной границы в квантовых магниторазмерных осцилляционных эффектах.

На прикладі намагніченості тонкого шару нормального металу на надпровідній підкладці обговорюється роль у квантових магнітовимірних осциляційних ефектах андріївського відбиття носіїв заряду від міжфазної границі.

В тонком слое металла, толщина которого d много меньше длины свободного пробега носителей заряда l, их энергия проквантована ввиду финитности движения поперек слоя, что приводит к осцилляционной зависимости от толщины физических характеристик образца при наличии корреляции между состояниями падающих на границу образца и отраженых от нее электронов проводимости. В магнитном поле $\mathbf{H} = (0, 0, H)$, параллельном поверхности тонкой металлической пластины с зеркальными гранями, магниторазмерное квантование уровней энергии носителей заряда приводит к появлению своеобразных осцилляционных эффектов [1,2]. Причем в формировании магниторазмерных квантовых осцилляций термодинамических и кинетических характеристик участвуют также и электроны проводимости, принадлежащие открытым сечениям поверхности Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$ плоскостью $p_H = \mathbf{pH}/H = \text{const}$ [2,3]. В массивных образцах ($d >> l$) энергетический спектр таких электронов в магнитном поле не зависит от дискретных квантовых чисел и они не вносят вклад в квантовые осцилляционные эффекты. В тонких пластинах с зеркальными гранями $x_S = 0, d$ в магнитном поле $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ квантуется усеченная площадь $p_z = \text{const}$ между линиями $p_y = \text{const}$ и $p_y + eHd/c = \text{const}$, где e и $\mathbf{p}$ — заряд и импульс электрона; c — скорость света в вакууме.

Если грань $x_S = d$ граничит со сверхпроводником, то андреевское отражение электронов проводимости от этой грани [4] существенно влияет на характер периодического движения носителей заряда в магнитном поле, параллельном поверхности образца.

Квантованный энергетический спектр носителей получим из условия квантования действия

$$\int p_x\, dx = 2\pi h(n + \gamma)\,, \qquad (1)$$

которое эквивалентно условию

$$S(\varepsilon, p_y, p_z) = S_1 - S_2 = 2\pi h(n + \gamma)\, eH/c\,, \quad (2)$$

где S_1 и S_2 — площади, описываемые электронами проводимости в импульсном пространстве соответственно до и после андреевского отражения (рис. 1 и 2); h — постоянная Планка:

$$n = 0, 1, 2, 3, \ldots; \quad 0 < \gamma < 1\,.$$

В квазиклассическом приближении, когда расстояние между квантованными уровнями много меньше энергии Ферми ε_F, следует ожидать осцилляционную зависимость термодинамических и кинетических величин, формируемую носителями заряда, для которых $S(\varepsilon, p_y, p_z)$ имеет экстремум по переменным p_y и p_z. Такой экстремум всегда наблюдается на центральном сечении $p_z = 0$ по-

© В. Г. Песчанский, Х. А. Ролдан Лопес, Х. Идрого, 1996

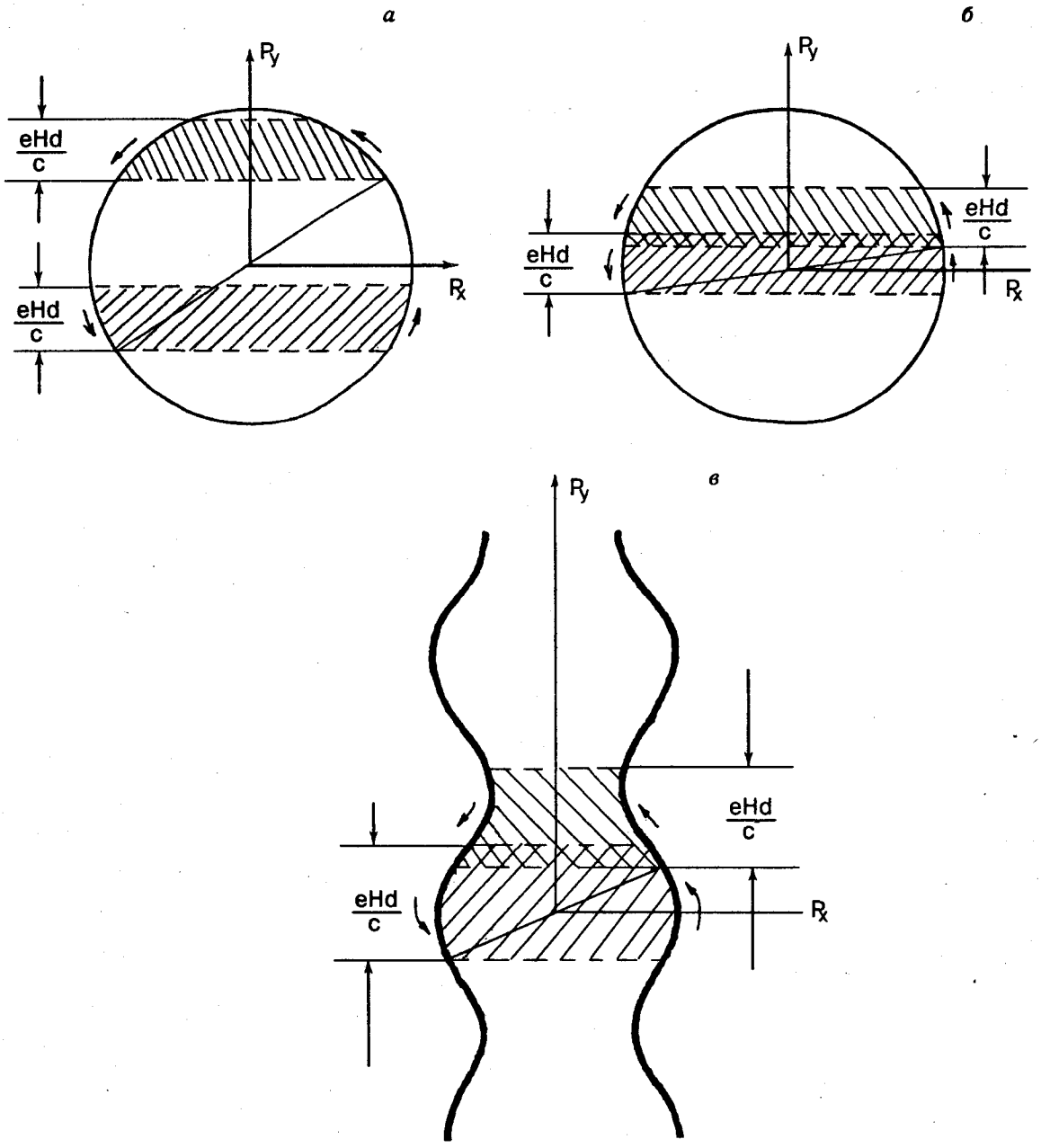

Рис. 1. Траектории электронов проводимости в импульсном пространстве, сталкивающихся с обеими границами тонкого слоя металла в нормальном (не сверхпроводящем) состоянии в случае замкнутого (*а,б*) и открытого (*в*) сечения поверхности Ферми плоскостью $p_H = \text{const}$.

верхности Ферми (ПФ) $\varepsilon(\mathrm{p}) = \varepsilon_F$. В случае невыпуклой ПФ, помимо центрального сечения, экстремум $S = S(\varepsilon, p_y, p_z)$ возможен и на других сечениях ПФ плоскостью $p_z = \text{const}$.

Кроме того, в формировании магниторазмерных осцилляций участвуют также электроны, траектории которых в импульсном пространстве содержат точку самопересечения. Амплитуда этих осцилляций так же, как и осцилляций, предсказанных Азбелем в массивном образце [5,6], намного меньше амплитуды осцилляций, формируемых носителями заряда с экстремальным значением S.

В металлах с замкнутой ПФ специфика андреевского отражения проявится в квантовых осцилляционных явлениях лишь в области не слишком больших магнитных полей, когда диаметр D_p экстремального сечения ПФ плоскостью $p_H = \text{const}$ вдоль оси p_y больше eHd/c. В противном случае период квантовых осцилляций остается таким же, как и в массивном образце из нормального метал-

ла. В магнитном поле, удовлетворяющем условию $H < cD_p/ed$, мы и рассмотрим ниже в качестве примера осцилляции с магнитным полем намагниченности тонкого слоя нормального металла на сверхпроводящей подложке:

$$M = Td/dH2Re \times$$

$$\times \sum_{k=1}^{\infty} \int\int\int d\varepsilon\, dp_y\, dp_z \ln(1 + \exp(\mu - \varepsilon)/T) \times$$

$$\times \exp(-\pi ik + ikcS/eHh)2/(2\pi h)^3 v_x(\varepsilon, p_y, p_z) \ . \quad (3)$$

Здесь T — температура в энергетических единицах; μ и $v = \partial\varepsilon/\partial p$ — химический потенциал и скорость электронов проводимости.

При андреевском отражении межфазной NS-границей $x_S = d$ электрон проводимости переходит в «античастицу» с изменением знака заряда и эффективной массы. При этом, хотя направление обхода орбиты в магнитном поле для частицы и «античастицы» одинаково, все же в условие квантования энергии носителей заряда (2) площади S_1 и S_2, описываемые частицей и «античастицей» в импульсном пространстве, входят в различными знаками [7,8]. Экстремум площади S обеспечивают носители заряда, которые вдвое чаще сталкиваются с NS-границей, чем с гранью $x_S = 0$ (рис. 2).

Вклад в монотонно меняющуюся с магнитным полем часть намагниченности M_{mon} вносят в основном носители заряда с почти нулевой площадью сечения ПФ плоскостью $p_z = \text{const}$, и, следовательно, M_{mon} имеет такой же вид, как и в массивном образце. Осциллирующую с магнитным полем часть намагниченности M_{osc} вычислим, воспользовавшись методом стационарной фазы. Тогда

$$M_{osc} = 2\mathrm{Re} \sum_{k=1}^{\infty} \int d\varepsilon\, T \ln(1 + \exp(\mu - \varepsilon)/T) \exp(-\pi ik + ikcS(\varepsilon)/eHh)(\partial S(\varepsilon)/\partial H -$$

$$- S(\varepsilon)/H)4\pi/h^3 v_x(\varepsilon, p_{y0}, p_{z0}) |(\partial S(\varepsilon)/\partial p_{y0})(\partial S(\varepsilon)/\partial p_{z0})|^{1/2} \ , \quad (4)$$

где $S(\varepsilon) = S(\varepsilon, p_{y0}, p_{z0})$ — экстремальное значение S как функции p_y и p_z.

В отличие от осцилляций намагниченности массивных проводников, в тонком металлическом слое осциллирующая часть намагниченности имеет при сколь угодно низких температурах такой же порядок величины, как и монотонно меняющаяся часть намагниченности, и эффект Шенберга, когда магнитная восприимчивость сравнима с величиной $1/4\pi$, практически не реализуется. По этой причине в формулах (3) и (4) не учитывалось различие между магнитной индукцией и магнитным полем. С уменьшением величины магнитного поля амплитуда намагниченности тонкого слоя убывает при $d \ll r_H = cp/eH$ пропорционально $(d/r_H)^3$:

$$M_{osc} \simeq M_{mon}(d/r_H)^3 \cos[8pd/3h(2eHd/3cp)^{1/2}] \ , \quad (5)$$

где p — радиус кривизны ПФ в опорной точке вдоль оси p_y.

Однако магнитное поле не должно быть слишком слабым и удовлетворять условию $r_H d \ll l^2$, чтобы фактор Дингла [9] $\exp\{q - 1 - (r_H d)^{1/2}/l\}$, который следует дописать в формулу (5), не слишком уменьшил амплитуду осцилляций. Здесь q — вероятность зеркального отражения поверхностью образца, которая определяется средней шириной ее плоских участков и среднеквадратичной высотой шероховатостей $\lambda = \overline{\{(\Delta x)^2\}}^{1/2}$ [10].

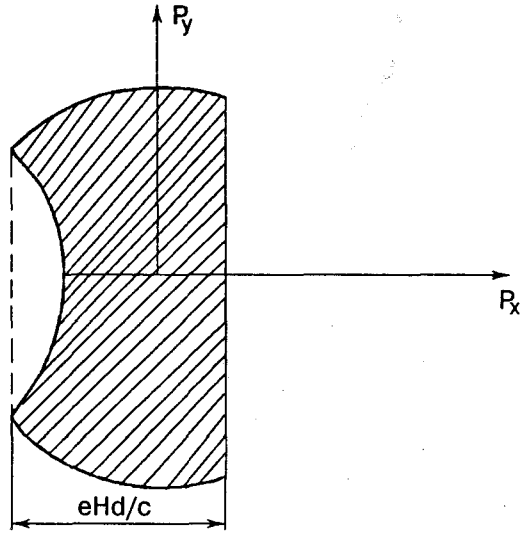

Рис. 2. Величина действия (заштрихована на рисунке), которая может принимать лишь дискретные значения в единицах $2\pi h$, согласно уравнению (1).

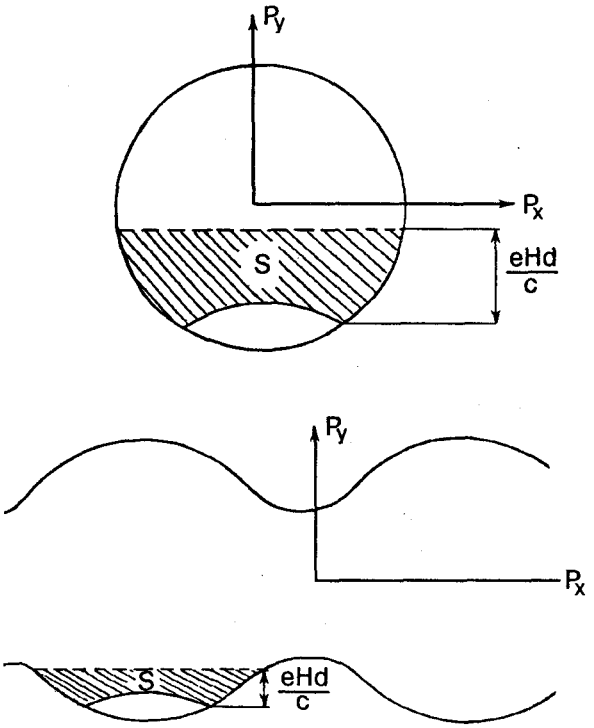

Рис. 3. Экстремальные площади $S = S_1 - S_2$ центрального сечения поверхности Ферми (заштрихованы), которые определяют период квантовых магниторазмерных осцилляций.

Приведенная здесь формула (5) для M_{osc} справедлива, когда температура T значительно меньше расстояния между ближайшими квантованными уровнями энергии носителей заряда. Для экспериментального наблюдения квантового магниторазмерного осцилляционного эффекта необходимо также постоянство толщины образца, т. е. шероховатости поверхности должны быть невелики, а именно: λ не должно быть больше $(r_H h^2/p^2)^{1/3}$.

В металлах с открытой ПФ с направлением открытости вдоль оси p_x порядок величины M_{osc} оказывается таким же, как и в случае замкнутой ПФ, если eHd/c меньше размера гофрировки ПФ (рис. 3). Однако если направление открытости ПФ отклонено от оси p_x на угол $\theta > d/l$, то значительная часть электронов проводимости (при $\theta = \pi/2$ практически все носители заряда на открытых сечениях ПФ, см. рис. 1,*в*) после андреевского отражения неизбежно столкнется с гранью $x_S = 0$.

Обращает на себя внимание равенство площадей S_1 и S_2 и, следовательно, отсутствие квантовых осцилляций намагниченности, когда электрон проходит путь между гранями пластины за целое число периодов движения в магнитном поле. В пластине, граничащей с диэлектриком обеими гранями, при таком соотношении между толщиной образца и величиной магнитного поля плотность состояний носителей заряда значительно возрастает и, следовательно, резко возрастает амплитуда квантовых магниторазмерных осцилляций кинетических и термодинамических характеристик образца [3]. Однако в пластине на сверхпроводящей подложке в этом случае энергетический спектр носителей заряда оказывается непрерывным при любых постоянных значениях p_y и p_z. Осцилляционную зависимость от H и d намагниченности в небольших магнитных полях при $\theta = \pi/2$ формируют носители заряда, испытавшие андреевское отражение в параболической точке ПФ. Убедимся в этом, предположив, что eHd/c много меньше характерного фермиевского импульса p_F, и удержим в выражении для S

$$S(\varepsilon, p_y, p_z) = \int_{p_y - u}^{p_y} p_x(\varepsilon, p_y, p_z)\, dp_y - \int_{p_y}^{p_y + u} p_x(\varepsilon, p_y, p_z)\, dp_y \qquad (6)$$

первые неисчезающие члены разложения в степенной ряд по малому параметру $u = eHd/c \ll p_F$. В результате $S = (eHd/c)^2(\partial p_x/\partial p_y)$ и экстремум S находится в параболической точке, где $\partial^2 p_x/\partial p_y^2 = 0$ и $\partial^2 p_x/\partial p_y \partial p_z = 0$. По периоду осцилляций

$$\Delta H = \frac{2\pi hc}{ed^2 \partial p_x/\partial p_y} \qquad (7)$$

можно определить степень гофрировки поверхности Ферми.

Мы признательны А. Ф. Андрееву и В. П. Галайко, которые согласились обсудить затронутую здесь проблему, и это обсуждение было для нас полезным.

1. А. М. Косевич, И. М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **29**, 763 (1955).
2. А. С. Кондратьев, С. С. Недорезов, В. Г. Песчанский, *ФММ* **71**, 5 (1991).
3. С. С. Недорезов, В. Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **80**, 368 (1981).
4. А. Ф. Андреев, *ЖЭТФ* **49**, 655 (1965).
5. М. Я. Азбель, *ЖЭТФ* **39**, 878 (1960).
6. М. Я. Азбель, *ЖЭТФ* **39**, 1276 (1960).
7. В. П. Галайко, *ЖЭТФ* **57**, 941 (1969).
8. Г. А. Гогадзе, И. О. Кулик, *ЖЭТФ* **60**, 1845 (1971).
9. R. D. Dingle, *Proc. Roy. Soc.* **A212**, 47 (1952).
10. Л. А. Фальковский, *ЖЭТФ* **60**, 838 (1971).

Quantum oscillation effects observed in a thin layer of normal metal bordering a superconductor

V. G. Peschansky, J. A. Roldan Lopez, and J. Idrogo

Using the magnetization of a thin layer of the normal metal on superconducting substrate as an example, the role is considered which the Andreev's reflection of the charge carriers from the interphase boundary plays in the quantum magnetic-dimension oscillation effects.