

ОСОБЕННОСТИ ЭФФЕКТА ШУБНИКОВА — де ГААЗА В ТОНКИХ ПЛАСТИНКАХ СУРЬМЫ

Ю.П. Гайдюков, Е.М. Голямина

Исследованы гальваномагнитные свойства пластинчатых монокристаллов (вискеры) сурьмы. Обнаружены два типа осцилляций сопротивления. Первый наблюдается в сильных магнитных полях $2r < d$ и представляет собой эффект Шубникова — де Гааза (ШдГ) на экстремальном сечении дырочной поверхности Ферми (r — радиус орбиты). Второй — наблюдается в слабых полях $2r > d$, и, как показывает анализ экспериментальных результатов, является эффектом ШдГ на том же экстремальном сечении, усеченном двумя поверхностями образца. Это явление было предсказано Косевичем и Лифшицем в 1955 г. [1].

Проведены исследования влияния размеров на гальваномагнитные свойства сурьмы. В качестве объекта измерений были выбраны тонкие монокристаллические пластинки сурьмы (вискеры), которые были выращены нами из газовой фазы [2]. Толщины исследованных образцов d , определенные с помощью интерференционного микроскопа с точностью не хуже 10%, были в пределах $0,8 - 0,08$ мкм. Плоскости пластинок образцов параллельны базисной плоскости, постоянный измерительный ток I протекал вдоль бинарной оси.

Проводилось измерение сопротивления R и его производной $\partial R / \partial H$ в зависимости от величины магнитного поля H . Измерения выполнены в полях до 80 кэ при температуре $T = 4,2 - 1,3$ К. На всех исследованных одиннадцати образцах обнаружены осцилляции сопротивления нового типа, существенно отличающиеся от обычного эффекта Шубникова — де Гааза (ШдГ).

Полученные результаты иллюстрируются копиями автоматических записей на самописце, представленными на рис. 1 и 2 для трех образцов, для которых магнитное поле H параллельно поверхности пластинок и биссекторной оси, а ток $I \perp H$. На рис. 1 для образца $Sb = 1$ ($d = 0,14$ мкм) на фоне монотонной зависимости $R(H)^{1)}$ можно различить две особенности в области 27 и 33 кэ. Эффект ШдГ вплоть до полей 60 кэ в этом масштабе практически не заметен. Если продифференцировать эту зависимость $R(H)$, то в области больших полей наблюдаются осцилляции, которые однозначно интерпретируются как эффект ШдГ с периодом $1,4 \cdot 10^{-6}$ э $^{-1}$. Как показали измерения по различным направлениям H , этот период относится к экстремальному сечению одной из трех дырочных поверхностей Ферми сурьмы. Это сечение можно рассматривать с допустимой ошибкой как эллипс с полуосями $p_2 = 4,3 \cdot 10^{-21}$ г.см.сек $^{-1}$, $p_3 = 5,7 \cdot 10^{-21}$ г.см.сек $^{-1}$ ($p_{2,3}$ — фермиевский импульс в направлении главных осей) [3, 4].

¹⁾ Необычное поведение монотонной части сопротивления $R(H)$ и соответственно $\partial R / \partial H (H)$ находит свое объяснение в рамках теории статического размерного эффекта и здесь рассматриваться не будет.

В слабых полях характер осцилляций принципиально отличен: амплитуда пиков нарастает при уменьшении поля, а расстояние между пиками увеличивается. Число пиков осцилляций ограничено и в сравнении с эффектом ШдГ невелико, а первый пик для тонких образцов по-прежнему в сравнительно больших полях (например, для образца Sb-3 ($d = 0,08$ мм) в поле $H \approx 50$ кэ).

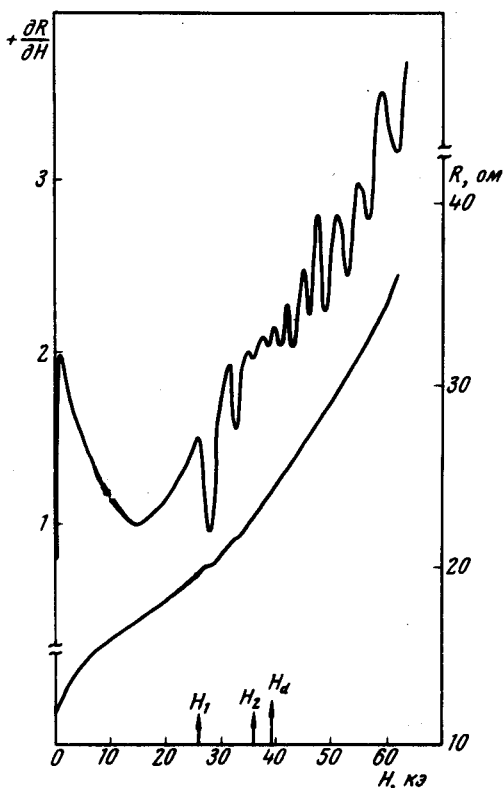


Рис. 1. Зависимость сопротивления и его производной от магнитного поля для образца Sb-1 при $T = 1,3$ К. Размеры образца: длина 212 мм, ширина 6,4 мм, толщина 0,14 мм. Поле параллельно плоскости образца и биссекторной оси. Значения H_1 , H_2 и H_d вычислены по формулам текста.

При увеличении толщины d картина поведения осцилляций качественно сохраняется. Однако область их существования смещается в сторону меньших полей, а число пиков возрастает (рис. 2). Одновременно осцилляции ШдГ существуют, начиная с меньших полей.

Новый тип осцилляций наблюдается как в поперечной, так и продольной ориентации поля относительно тока I . Если поле H перпендикулярно плоскости пластины, то осцилляции нового типа отсутствуют, а их место занимает обычный эффект ШдГ с периодом $1 \cdot 10^{-6}$ э $^{-1}$.

Несомненно, новое явление принадлежит к числу размерных эффектов. Действительно, если вычислить величину поля, при котором диаметр орбиты равен толщине образца $H_d = 2p_2 c / ed$, то для экстремального сечения, рассмотренного выше, поле H_d совпадает с границей, разделяющей области существования осцилляций двух типов (см. рис. 1 и рис. 2). Поэтому новое явление следует связать с квантованием в условиях, когда орбита ограничена минимальными размерами образца, и обычный эффект ШдГ не может существовать. Предсказано три типа квантования в условиях $2r > d$. Природа возникновения особенностей сопротивления во всех трех случаях та же, что и в эффекте ШдГ: изме-

нение числа уровней Ландау, находящихся под уровнем Ферми, и, как следствие, изменение плотности состояний на уровне Ферми.

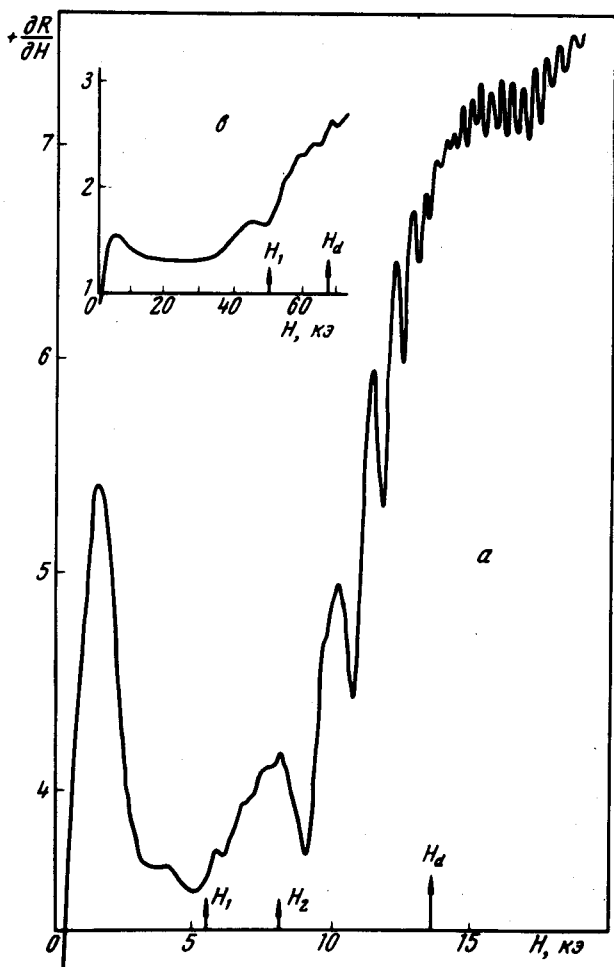


Рис. 2. Зависимости производных сопротивления от магнитного поля: а) Sb-2, размеры: длина 140 мкм, ширина 5 мкм, толщина 0,4 мкм, $T = 1,3\text{K}$; б) Sb-3, размеры: длина 230 мкм, ширина 7 мкм, толщина 0,08 мкм, $T = 4,2\text{K}$

В работе [5] показано, что особенности сопротивления могут возникать, когда сравниваются величина eNd/c и диаметры неэкстремальных сечений поверхности Ферми, соответствующие дискретным квантовым значениям импульса вдоль поля. Явление должно существовать в образцах круглого или прямоугольного сечений, а характер отражения электронов от поверхности образца не существен. Расстояние между пиками возникающих особенностей сопротивления ΔH не должно зависеть от поля и определяется толщиной образца: $\Delta H \sim d^{-2}$. Поэтому число особенностей сопротивления пропорционально магнитному полю $n \sim H$. В обычном эффекте ШдГ $n \sim 1/H$. (Здесь и ниже n одновременно тождественно числу уровней Ландау в поле H и является целым числом). Отсюда легко показать, что полное число пиков особенностей сопротивления в интервале $0 < H < H_d$ должно быть равно полному числу пиков в эффекте ШдГ на тех же орбитах в интервале $H_d < H < \infty$. Это наглядно видно на рис. 3. Совершенно очевидно, что обнаруженное нами новое явление не принадлежит к рассмотренному выше.

Два других типа осцилляций могут существовать лишь в пластинках при зеркальном отражении электронов от поверхности. При этом осцилляции сопротивления должны быть связаны с экстремальными орбитами, усеченными одной или двумя поверхностями образца. Рассмотрим эти типы.

При отражении электронов от одной поверхности возникает система n квантовых поверхностных уровней, которым соответствует дискретный набор "скачущих" траекторий. Эти уровни были открыты в работе [6]. В работе [7] было высказано предположение, что в том случае, когда высота дуги траектории Z_n будет равна толщине пластинки d , возникает особенность в плотности состояний и соответственно в сопротивлении. Так как в области слабых полей $H \ll H_d$ высота дуги $Z_n \propto H^{-1/2} n^{3/2}$, то из равенства $Z_n = d$ следует, что в полях $0 < H \ll H_d$ число квантовых уровней и соответственно число пиков сопротивления $n \sim \sqrt{H}$. Очевидно, что расстояние между пиками возрастает с полем $\Delta H \sim \sqrt{H}$, а полное число пиков до $H = H_d$ также, как и в первом рассмотренном случае, равно полному числу пиков в эффекте ШдГ в интервале $H_d < H < \infty$ (см. рис. 3). Этот тип квантования также не соответствует экспериментальным результатам.

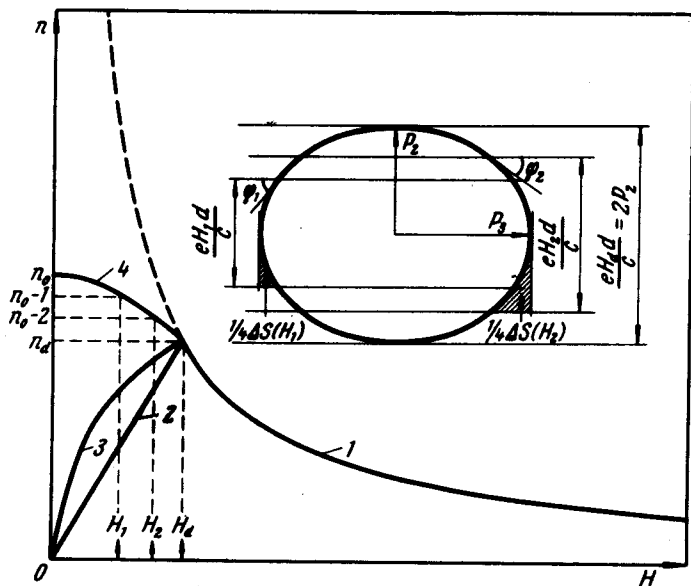


Рис. 3. Зависимость числа квантовых уровней для трех возможных типов размерных эффектов для эллиптических сечений поверхности Ферми: 1 – обычный эффект Шубникова де Гааза; $n \propto 1/H$, 2 – размерный эффект на неэкстремальных орбитах, $n \propto H$, 3 – размерный эффект на орбитах, усеченных одной поверхностью. В слабых полях $n \propto \sqrt{H}$, 4 – размерный эффект на орбитах, усеченных двумя поверхностями. В слабых полях $n_0 - n \propto H^2$

Квантование в случае отсекания орбиты двумя поверхностями было рассмотрено в работе [1], где в общем виде было показано, что расстояние между особенностями ΔH должно сложным образом зави-

сеть от магнитного поля, толщины d и формы экстремального сечения поверхности Ферми.

Покажем, что именно к этому типу должны быть отнесены обнаруженные нами необычные осцилляции сопротивления. Для этого найдем число квантовых уровней при $H \rightarrow 0$. (Размытием уровней пренебрегаем. Если не учитывать размеры образца, то $n \rightarrow \infty$). В малых полях экстремальную площадь усеченной экстремальной орбиты S_{ext}^d всегда можно представить в виде прямоугольника со сторонами $e\hbar d/c$ и $2p_3$

(см. рис. 3): $S_{ext}^d \approx 2p_3 e\hbar d/c \doteq S_{n_0}(H)$.

С другой стороны, согласно условию квантования, $S_{ext}^d = \frac{2\pi\hbar eH}{c} n$. Приравнивая эти выражения, находим:

$$n(H) \rightarrow n_0 = \left[\frac{p_3 d}{\pi\hbar} \right]^{1)}, \quad \text{при } H \rightarrow 0. \quad (1)$$

Теперь найдем величину n_d — число квантовых уровней в поле H_d . Его можно определить через поле H_d и период осцилляций ШдГ $\Delta(1/H) = 2\pi\hbar e/c S_{ext}$:

$$n_d = \left[\frac{1}{H_d \Delta(1/H)} \right] = \left[\frac{S_{ext} d}{4\pi\hbar p_2} \right]. \quad (2)$$

В зависимости от формы неусеченного экстремального сечения S_{ext} возможны три случая: $n_0 > n_d$, $n_0 = n_d$, $n_0 < n_d$.

Таким образом, максимальное число уровней, которые могут возникнуть (или исчезнуть) для ограниченной площади S_{ext}^d в интервале $0 < H < H_d$ равно $\Delta n = |n_0 - n_d|$. Этому же числу должно быть равно число пиков осцилляций сопротивления в поле $H < H_d$.

Рассмотрим экстремальное сечение дырочного "эллипсоида" поверхности Ферми сурьмы, которому соответствует наблюдаемый эффект ШдГ. Используя выражения (1) и (2) и значение площади $S_{ext} = \pi p_2 p_3$, находим:

$$\Delta n = \left[\frac{p_3 d}{\pi\hbar} \right] - \left[\frac{p_3 d}{4\hbar} \right] \approx \frac{n_d}{4}; \quad n_0 > n_d. \quad (3)$$

Проведем сравнение с экспериментом. Полагая поле, разделяющее области существования двух типов осцилляций равным H_d и используя значение периода осцилляций ШдГ, можно непосредственно из эксперимента найти значения Δn и n_d . Экспериментальные результаты удовлетворяют соотношениям (2) и (3). Так, например, для Sb-1 подсчет дает: $\Delta n = 4$ (или 5), а $n_d \approx 18$; для Sb-2 $\Delta n = 9$ (или 10), а $n_d \approx 45$.

Положение осцилляционных пиков при $H < H_d$ можно численно рассчитать, если детально известна форма сечения. Но мы ограничимся

²⁾ Прямоугольные скобки означают, что необходимо брать целую часть выражения.

приближенным расчетом положений первого и второго пиков со стороны меньших полей. Этот расчет отвечает точности измерения толщины и точности замены истинного сечения эллипсом.

Физически ясно, что первый пик возникнет в момент, когда число уровней n_0 изменится на единицу. Так как число уровней $n_0 = \frac{c S_{n_0}(H)}{2\pi\hbar eH}$, а число уровней в поле H равно $n(H) = \frac{c S_{ext}^d(H)}{2\pi\hbar eH}$, то

$$n_0 - n(H) = \frac{c}{2\pi\hbar eH} (S_{n_0}(H) - S_{ext}^d(H)) = \frac{c \Delta S_{ext}}{2\pi\hbar eH}. \quad (4)$$

В небольших полях можно считать, что экстремальное сечение S_{ext}^d ограничено двумя прямыми, находящимися на расстоянии $\pm eHd/2c$ от центра, и дугами окружности радиуса ρ_3 (рис. 3). Тогда с точностью до члена третьего порядка по H разность площадей ΔS_{ext} можно записать в виде

$$\Delta S_{ext} \approx 4 \left(\frac{eHd}{2c} \right)^3 / 6\rho_3. \quad (5)$$

Используя выражения (4) и (5) и условие $n_0 - n(H) = 1$, находим поле H_1 , соответствующее первому пику осцилляций:

$$H_1 \approx \frac{5c}{e} \sqrt{\frac{\pi\hbar\rho_3}{d^3}}. \quad (6)$$

Аналогично можно показать, что поле второго пика, соответствующее $n_0 - n(H) = 2$, равно $H_2 \approx H_1 \sqrt{2}^{1)}$. Вычисленные значения полей H_1 и H_2 удовлетворительно соответствуют наблюдаемым экспериментально (рис. 1 и рис. 2).

Менее ясен вопрос об амплитуде наблюдаемых пиков, так как полной теории эффекта нет. Из качественных соображений ясно следующее. Новое явление аналогично эффекту ШдГ. Поэтому при большом числе $n(H)$ увеличение поля и уменьшение числа уровней должно приводить к росту амплитуды. Это возрастание должно быть усилено за счет зависимости коэффициента зеркальности от угла подлета электронов к поверхности $q(\phi)$, так как с ростом поля угол ϕ уменьшается. Но по мере приближения H к H_d уменьшается относительное число электронов, подлежащих перераспределению по уровням, что приводит к уменьшению амплитуды. В полях $H > H_d$ уменьшение амплитуды осцилляций при уменьшении поля вызывается (при $\omega\tau \gg 1$) главным образом за счет абсолютного уменьшения числа электронов, не сталкивающихся с поверхностью.

¹⁾ Для H_2 , также как для H_1 у самых тонких образцов необходимо учесть члены пятого порядка по H (что сделано для Sb-3, $d = 0,08$ мкм) и эллиптичность сечения.

Наконец, отметим тот несомненный факт, что обнаружение данного явления свидетельствует о большой величине коэффициента зеркальности даже для углов подлета, близких к 90° . Для Sb-1 при H_1 $\phi_1 \approx 55^\circ$; для Sb-2 $\phi_1 \approx 75^\circ$.

Можно надеяться, что обнаруженное явление откроет новые возможности для измерения линейных размеров поверхностей Ферми металлов и для изучения зависимости коэффициента зеркальности от угла подлета.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
12 февраля 1976 г.

Литература

- [1] А.М.Косевич, И.М.Лифшиц. ЖЭТФ, 29, 743, 1955.
 - [2] Ю.П.Гайдуков, Е.М.Голямина, Н.П.Данилова. ПТЭ, №2, 1976 (в печати).
 - [3] L.R.Windmiller, M.G.Pristley. Solid State Comm., 3, 199, 1965.
 - [4] R.A.Herrod, C.A.Gage, R.G.Goodrich. Phys. Rev., 4, 1033, 1971.
 - [5] В.Г.Песчанский, В.В.Синолицкий. Письма в ЖЭТФ, 16, 487, 1972.
 - [6] М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 39, 212, 1960.
 - [7] Ю.П.Гайдуков, Н.П. Данилова. Письма в ЖЭТФ, 15, 592, 1972.
-