

УДК 539.2;621.315.592

©1995

СПЕКТРОСКОПИЯ РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННЫХ ПОДЗОН НА ПОВЕРХНОСТИ (10 $\bar{1}0$) ТЕЛЛУРА В УСЛОВИЯХ МАГНИТНОГО ПРОБОЯ

В.А.Березовец, А.О.Смирнов, И.И.Фарбштейн, Д.Шнайдер¹

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург
(Поступила в Редакцию 5 октября 1994 г.)

В двумерном (2D) дырочном слое, созданном на поверхности (10 $\bar{1}0$) теллура, в диапазоне концентраций $2 \div 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ проведено систематическое исследование осцилляций кинетических коэффициентов типа Шубникова-де Гааза (ШГ). Обнаружено, что, при энергиях Ферми (E_F) 2D-дырок, близких к энергии седловой точки $E_0 = 2.3 \text{ meV}$ в законе дисперсии валентной зоны теллура, происходит необычная перестройка спектра частот осцилляций ШГ, связанных с 2D-подзонами: возникает период осцилляций ШГ, не являющийся следствием появления новой подзоны. Предложено объяснение, основанное на существовании топологического перехода поверхности Ферми дырок при $E_F \sim E_0$ и связанного с ним явления внутризонного магнитного пробоя для 2D-дырок в подзоне, когда для одной энергии Ферми возможно сосуществование двух квазиклассических циклотронных орбит, а следовательно, и двух периодов осцилляций ШГ. Поэтому экспериментально наблюдаемым трем периодам осцилляций ШГ соответствуют только две размерно-квантованные подзоны в 2D-слое на поверхности (10 $\bar{1}0$) теллура.

В ряде публикаций [1-4] уже приводились данные об энергетическом спектре двумерных (2D) дырок на поверхности (10 $\bar{1}0$) теллура, полученные путем исследования осцилляций проводимости и холловского напряжения типа Шубникова-де Гааза (ШГ). Для этой поверхности характерна сильная анизотропия фермиевских сечений 2D-дырок, следующая из выражения для закона дисперсии валентной зоны теллура [5]:

$$E(k) = Ak_x^2 + Bk_y^2 - (\Delta_2^2 + C^2 k_z^2)^{1/2}. \quad (1)$$

Значения параметров в (1) таковы, что в спектре валентной зоны теллура при $k = 0$ имеется мелкая седловая точка, отстоящая на величину $E_0 = 2.3 \text{ meV}$ от максимума валентной зоны. При энергии Ферми $E_F = E_0$ происходит топологический переход фермиевской поверхности 2D-дырок от двух близкорасположенных эллипсов к одной гантелеобразной фигуре. Вследствие этого при достаточно высокой подвижности носителей заряда и энергии Ферми, близкой к E_0 , можно наблюдать в квантующих магнитных полях явление внутризонного магнит-

¹ Институт технической физики Технического университета, Брауншвайг, Германия.

ного пробоя, состоящее в квантово-механическом туннелировании носителей заряда между близкорасположенными участками их траекторий. Магнитный пробой в Те ранее наблюдался в трехмерном случае [6,7] и был недавно обнаружен авторами [3] для размерно-квантованных дырок на поверхности ($10\bar{1}0$) Те.

Систематическое исследование формирования спектра $2D$ -дырок в широком диапазоне энергий Ферми было проведено в [1], но эффект внутризонного магнитного пробоя автором не наблюдался и соответственно специфика идентификации размерно-квантованных подзон в условиях магнитного пробоя при анализе гальваномагнитных измерений не обсуждалась. Однако внутризонный магнитный пробой должен был по аналогии с трехмерным случаем привести к появлению дополнительных экстремумов осцилляций ШГ и, следовательно, мог повлиять на точность при идентификации спектра двумерных дырок.

Целью данной работы является выявление закономерностей образования двумерных подзон на поверхности ($10\bar{1}0$) теллура с относительно малой концентрацией поверхностных носителей заряда, когда анализ ситуации осложнен эффектом внутризонного магнитного пробоя.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Методика приготовления образцов с размерно-квантованным слоем дырок (аккумулирующий слой (АС)) на поверхности ($10\bar{1}0$) Те подробно описана в [3,4]. Измерения проводились при гелиевых температурах в магнитных полях до 12 Т в сверхпроводящем соленоиде в Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе РАН (Санкт-Петербург) и в стационарных магнитных полях до 16 Т в Лаборатории сильных магнитных полей Технического университета (г. Брауншвайг, Германия). Полная концентрация двумерных дырок (Σp_s) в АС варьировалась путем применения разных способов химической обработки свободной поверхности. Такой метод позволял получить наилучшее разрешение при выделении осцилляций ШГ на фоне монотонной зависимости компонент тензора проводимости от магнитного поля. Измерялись зависимости сопротивления и холловского напряжения от магнитного поля, информация записывалась в память компьютера и подвергалась математической обработке, при которой проводились выделение осцилляций ШГ и определение их параметров, а также анализ монотонных составляющих компонент тензора проводимости с целью нахождения подвижности $2D$ -дырок и параметров дырок в объеме образца.

На рис. 1 представлены результаты обработки экспериментальных данных, полученных на двух образцах Те с различной полной концентрацией Σp_s в АС на поверхности ($10\bar{1}0$). Видно, что для образца с меньшей концентрацией ($\Sigma p_s = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$) (рис. 1,б) надежно выявляются две группы осцилляций, периодичных в масштабе обратных магнитных полей, что подтверждается результатами фурье-анализа представленной зависимости (рис. 2,б). Это указывает на существование двух $2D$ -подзон в потенциальной яме на поверхности теллура. На рис. 1,а осцилляционная картина представляет собой суперпозицию уже трех периодов, что подтверждает фурье-анализ, выполненный для этой кривой (рис. 2,а). На рис. 3 сопоставлены результаты исследования зависимости обратных периодов осцилляций от полной концентрации $2D$ -дырок в АС, полученные нами для серии образцов, и ранее

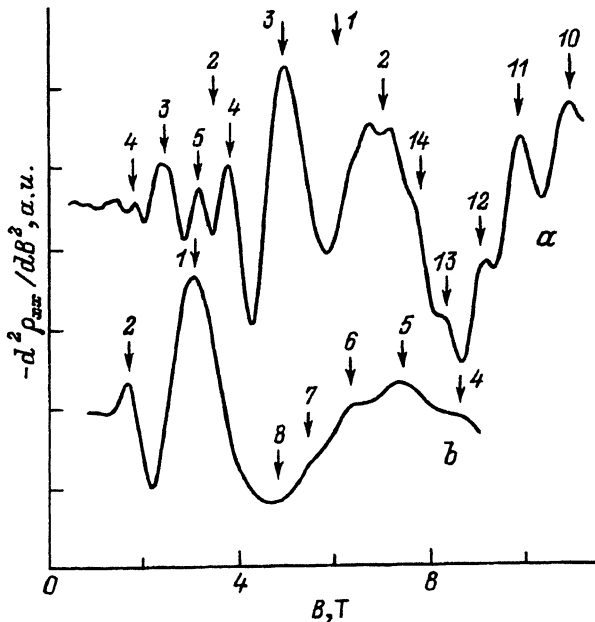


Рис. 1. Вторые производные по магнитному полю поперечного магнитосопротивления для двух образцов Те с различной полной концентрацией $2D$ -дырок на поверхности (10^{10}).

Σp_s (10^{12} cm^{-2}): a — 6.3, b — 2.0. Стрелками и цифрами обозначены квантовые номера максимумов осцилляций ШГ, соответствующие разным периодам.

опубликованные данные [1]. Видно, что нами обнаружена мелколежащая подзона, которая автором [1] не детектировалась, и установлено, что по мере увеличения суммарной концентрации дырок в $2D$ -слое происходит изменение количества групп осцилляций ШГ с различными периодами (наряду с зависимостями 1 и 3 на рис. 3 появляется еще зависимость 2, и зависимость 1 с ростом Σp_s пропадает).

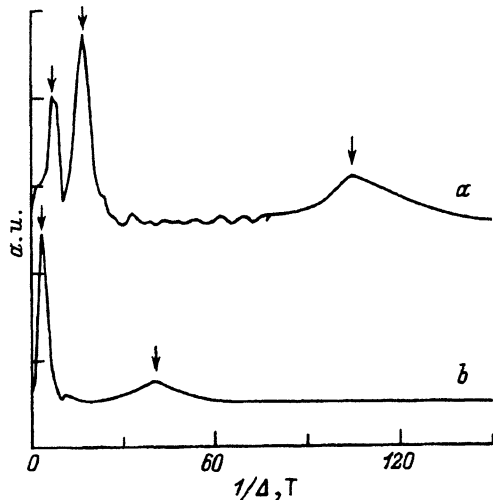


Рис. 2. Результаты фурье-анализа спектров осцилляций, представленных на рис. 1.

a, b — то же, что на рис. 1. Стрелками отмечены максимумы, соответствующие наблюдаемым периодам осцилляций.

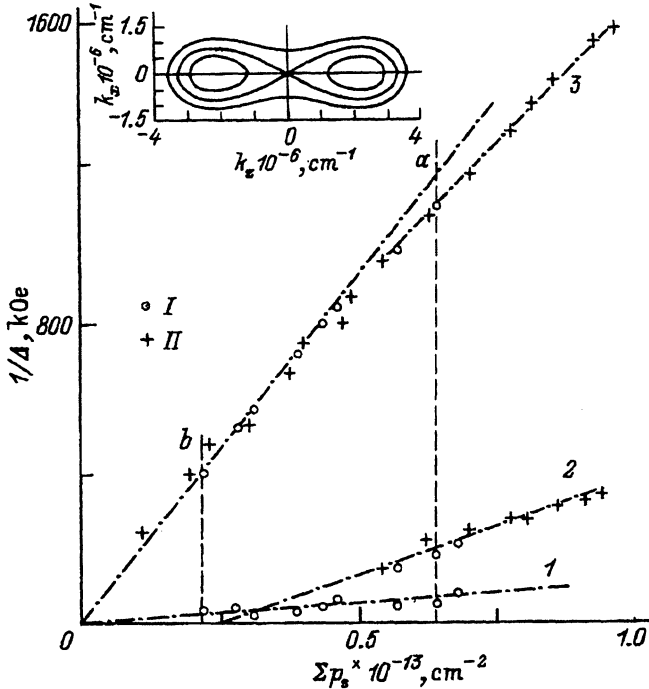


Рис. 3. Сопоставление зависимостей обратных периодов осцилляций ШГ от суммарной концентрации $2D$ -дырок на поверхности $(10\bar{1}0)$ Те для серии образцов. I — наши результаты (a, b — те же образцы, что и на рис. 1, 2). II — данные работы [1]. Штрих-пунктирные прямые (1, 2, 3) демонстрируют линейную аппроксимацию этих зависимостей. На вставке — расчет формы сечения поверхности Ферми для $2D$ -дырок на поверхности $(10\bar{1}0)$ Те при энергиях Ферми: 1 meV (два эллипса), 2.3 meV (с конусной точкой) и 4 meV (гантель).

Появление нового периода осцилляций ШГ с увеличением концентрации двумерных носителей заряда обычно рассматривается как свидетельство образования дополнительного сечения фермиевской поверхности и, как правило, указывает на появление еще одной размерно-квантованной подзоны в $2D$ -слое (см., например, обзор Андо [8]). Причем для новых подзон характерен больший по сравнению с уже имеющимися период осцилляций на шкале обратных магнитных полей и соответственно меньшая концентрация носителей заряда в силу соотношения

$$\Sigma p_s = \frac{e g_v g_s}{h} \Sigma \Delta (1/B_i)^{-1}, \quad (2)$$

связывающего эти величины. Здесь g_v и g_s — факторы долинного и спинового вырождения соответственно, $\Delta(1/B_i)$ — период осцилляций на шкале обратных магнитных полей, h — постоянная Планка, i — номер подзоны. Однако в данном случае новые осцилляции возникают с периодом $\Delta(1/B)$ меньшим, чем период от мелколежащей подзоны, что нарушает монотонность в формировании поверхностного заряда при углублении потенциальной ямы.

Если, как обычно, предположить, что каждой линии, представленной на рис. 3 и отражающей область монотонной зависимости $\Delta(1/B_i)^{-1}$ от Σp_s , соответствует отдельная размерно-квантованная подзона, то оказывается, что формирование спектра поверхностных подзон происходит необычным образом. Средняя по энергетическому положению в потенциальной яме подзона, соответствующая зависимости 2 на рис. 3, вплоть до некоторого значения Σp_s вообще экспериментально не детектируется, хотя мелколежащая подзона при этом (зависимость 1 на рис. 3) дает хорошо выраженные осцилляции (рис. 1, б). По мере возрастания Σp_s , а следовательно, углубления потенциальной ямы амплитуда осцилляций от мелколежащей подзоны уменьшается и практически пропадает совсем при Σp_s , больших чем $7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (рис. 1, а), хотя ее вклад в осцилляционную картину должен становиться ярче, как, например, это происходит в случае с глубокой подзоной (рис. 1, а). Следует отметить, что период 2 (рис. 3) почти в 2 раза меньше, чем период в мелкой подзоне.

Численный расчет зависимости площади сечения поверхности Ферми от энергии $S_F(k_x, k_z)$, выполненный с использованием закона дисперсии (1), и сопоставления его результата с величинами площадей сечения из эксперимента позволили определить значения энергии Ферми для всех измеренных зависимостей. Оказалось, что для мелколежащей подзоны на рис. 1, а $T_F = 4 \text{ meV}$. Это значение существенно превышает значение энергетического барьера в области седловой точки, а гантелеобразная форма изоэнергетической поверхности уже близка к форме эллипса (вставка на рис. 3) и $g_v = 2$ (2). В то же время для образца с минимальной концентрацией Σp_s (рис. 1, б) значение E_F для мелколежащей подзоны составляет всего 2.0 meV , что на 0.3 meV ниже седловой точки. Поэтому определяемая по эффекту ШГ площадь сечения изоэнергетической поверхности соответствует площади малого эллипса (вставка на рис. 3) и следует положить $g_v = 4$ (2). Это обстоятельство позволяет привлечь к интерпретации обнаруженного эффекта необычной перестройки картины квантовых осцилляций гальваномагнитных коэффициентов типа ШГ упомянутые выше особенности закона дисперсии валентной зоны теллура. Ранее уже отмечалось, что наличие седловой точки в законе дисперсии приводит к эффекту внутризонного магнитного пробоя в области, где топология поверхности Ферми изменяется немонотонным образом при E_F , близких к E_0 (вставка на рис. 3). В нашем случае по мере увеличения концентрации p_s энергия Ферми E_F для мелкой подзоны приближается к значению E_0 , а форма фермиевской траектории последовательно переходит от двух эллипсов к гантели. В квазиклассическом приближении в момент смыкания эллипсов в точке перетяжки $k = 0$ (коническая точка) скорость электрона обращается в ноль и движение по циклотронной орбите становится невозможным. Поэтому в окрестности $k = 0$ циклотронная орбита замыкается путем квантово-механического туннельного перехода на орбиту, соответствующую либо одному эллипсу, либо гантели. Перестройка уровней Ландау вблизи седловой точки валентной зоны теллура количественно рассмотрена в квазиклассическом приближении в [6].

Следует иметь в виду, что вблизи перетяжки движение электрона по гантелеобразной циклотронной орбите менее вероятно из-за большой эффективной массы. Поэтому квазиклассическая площадь внутри

орбиты, ответственная за период ШГ, некоторое время продолжает монотонно увеличиваться с ростом p_s , хотя реальная площадь фермиевского сечения должна была бы скачком возрасти приблизительно в 2 раза, когда два эллипса сомкнулись в гантель. Однако по мере увеличения p_s ширина перетяжки увеличивается, вероятность туннельного перехода падает, зато возрастает вероятность замыкания циклотронной орбиты по всему контуру. Это приводит сначала к уширению, а затем и к расщеплению осцилляционных пиков ШГ. При некоторых промежуточных значениях E_F вероятность движения по двум циклотронным орбитам становится одинаковой, и в картине осцилляций ШГ появляются два периода, отличающиеся приблизительно в 2 раза. И, наконец, при E_F , существенно больших E_0 ($\Sigma p_s \approx 7.5 \cdot 10^{12}$ см⁻² на рис. 3), осцилляции с периодом, соответствующим туннельному переходу на малую орбиту, затухают совсем (зависимость 1 на рис. 3) и остается только один период осцилляций ШГ (зависимость 2 на рис. 3), соответствующий рассматриваемой подзоне, а фактор долинного вырождения g_v в (2) становится равным 2. Поскольку отношение площадей двух орбит при магнитном пробое не равно точно двум, то учет перехода от $g_v = 4$ к 2 не полностью обеспечивает монотонность зависимости $\Delta(1/B)^{-1}$ для этой подзоны от Σp_s и соответственно от поверхностного потенциала. В то же время полный поверхностный заряд связан с градиентом потенциала через уравнение Пуассона и должен быть монотонной функцией потенциала. Видимо, это обстоятельство приводит к перестройке формы потенциальной ямы на поверхности (10 $\bar{1}0$) теллура при концентрациях p_s , близких к значению, соответствующему топологическому переходу поверхности Ферми. Вследствие этого и для самой глубокой подзоны угол наклона зависимости обратного периода осцилляций от Σp_s меняется в области, где происходит магнитный пробой (зависимость 3 на рис. 3).

Таким образом, нами детектирована мелколежащая двумерная подзона при энергиях Ферми, меньших энергии седловой точки в законе дисперсии дырок. Показано, что обнаруженные особенности формирования спектра двумерных дырок на поверхности (10 $\bar{1}0$) Те могут быть интерпретированы в рамках модели двух размерно-квантованных подзон с учетом деталей закона дисперсии валентной зоны Те.

При установлении спектра 2D-дырок и описании формы приповерхностного потенциального барьера на основе экспериментальных результатов исследования квантовых осцилляционных явлений следует учитывать возможность сосуществования двух циклотронных орбит разной площади для одной и той же группы носителей заряда (эффект внутризонного магнитного пробоя).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-2669) и Немецкой службы академических обменов (DAAD).

Список литературы

- [1] Boat J. These de doktorat d'etat. Laboratoire de Physique de L'ecole Normale Supericure. Paris (1977), 72 p.
- [2] Landwehrn G. Narrow Gap Semiconductors. Physics and Applications / Ed. W.Zawadzki. Springer Verlag (1980), p. 495-510.
- [3] Березовец В.А., Смирнов А.О., Фарбштейн И.И. ФТТ **30**, 7, 2218 (1988).
- [4] Березовец В.А., Машовец Д.В., Смирнов А.О., Смирнов Д.В., Фарбштейн И.И. ФТТ **33**, 12, 3502 (1991).
- [5] Бреслер М.С., Веселаго В.Г., Косичкин Ю.В., Пикус Г.Е., Фарбштейн И.И., Шалыт С.С. ЖЭТФ **57**, 11, 1479 (1969).
- [6] Bresler M.S., Mashovets D.V. Phys. Stat. Sol. **39**, 421 (1970).
- [7] Anzin V.B., Bresler M.S., Farbschtein I.I., Kosichkin Yu.V., Veselago V.G. Phys. Stat. Sol. **40**, 417 (1970).
- [8] Ando T., Fowler A.B., Stern F. Rev. Mod. Phys. **54**, 2, 437 (1982).