

©1995 г.

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ТРЕХМЕРНЫХ И ДВУМЕРНЫХ ДЫРОК СО СНЯТЫМ СПИНОВЫМ ВЫРОЖДЕНИЕМ (ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЛЛУРА)

*В.А.Березовец, И.И.Фарбитейн*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 19 декабря 1994 г. Принята к печати 21 декабря 1994 г.)

Рассмотрен энергетический спектр трехмерных (в объеме) и двумерных (на поверхности) носителей заряда — дырок в анизотропном кристалле теллура. Показано, что вследствие низкой симметрии кристалла структура валентной зоны оказывается многодолинной, спиновое вырождение дырок в каждой долине полностью снято сильным спин-орбитальным взаимодействием, а в спектре валентной зоны имеется мелкая седловая точка. Энергетический спектр двумерных дырок также анизотропен и различен для разных кристаллографических поверхностей. Показана роль исследований эффекта Шубникова-де-Гааза в установлении энергетического спектра трехмерных и двумерных дырок. Рассмотрено проявление эффекта квантовомеханического внутризонного магнитного пробоя в трехмерном и двумерном случаях и перестройка энергетического спектра двумерных дырок при гидростатическом сжатии.

Приведены результаты измерений эффекта слабой локализации двумерных дырок. Теоретический анализ особенностей проявления эффекта слабой локализации в кристалле низкой симметрии Те привел к установлению связи коэффициентов в законе дисперсии с характерными временами релаксации фазы волновой функции двумерных дырок.

### Введение

Среди других полупроводников теллур (Те) выделяется низкой симметрией энергетического спектра носителей заряда, являющейся следствием низкой симметрии его кристаллической решетки. Особенности зонной структуры теллура приводят к появлению ряда новых физических эффектов, требующих для своего объяснения специального теоретического анализа, выделяя тем самым физику теллура в особый раздел физики полупроводников и диэлектриков. Полупроводниковым свойствам теллура посвящены специальные разделы в книгах по физике полупроводников и отдельные монографии (см., например, [1-4]).

В начале 50-х годов теллур своими необычными свойствами привлекал внимание Анатолия Робертовича Регеля как интересный объект исследования влияния ближнего порядка на характер изменения свойств полупроводника при фазовом переходе твердое тело—жидкость [5]. При этом А.Р. Регель, будучи директором Института полупроводников АН СССР, всячески способствовал развитию исследований электрических свойств теллура при низких температурах, начатых профессором С.С. Шалытом в то же время [6] и приведших в конце 60-х годов к установлению энергетического спектра валентной зоны этого полупроводника [7].

В начале 70-х годов было обнаружено существование на поверхности теллура двумерных (2D) носителей заряда. Первая публикация на эту тему принадлежит нобелевскому лауреату профессору Клаусу фон Клитцингу [8], открывшему впоследствии квантовый эффект Холла. Как показали дальнейшие исследования, свойства 2D дырок на различных кристаллографических поверхностях теллура анизотропны и обладают рядом особенностей, отражающих специфику энергетического спектра его валентной зоны.

Далее будут рассмотрены структуры валентной зоны теллура и эффект внутризонного магнитного пробоя, обусловленный ее особенностями, результаты исследований квантовых явлений в обогащенных слоях на двух основных кристаллографических поверхностях теллура и следующие из них выводы об энергетическом спектре двумерных дырок, а также результаты экспериментов по исследованию двумерных слоев на теллуре в условиях гидростатического сжатия.

## 1. Исследование дисперсии валентной зоны теллура (трехмерные носители заряда)

*1.1 Симметричные свойства зонного спектра кристаллического теллура.* Кристалл Те состоит из винтовых цепочечных структур, расположенных по оси и боковым ребрам правильной гексагональной призмы. Атомы в цепочках связаны ковалентно по три в каждом витке, а цепочки между собой — более слабо, силами типа ван-дер-ваальсовых с примесью ковалентности. Кристалл в целом относится к тригональной сингонии, кристаллический класс  $D_3$ , пространственная группа  $D_3^4$  или  $D_3^6$  (правая винтовая ось или левая соответственно). Генерирующие элементы решетки теллура: винтовая ось 3-го порядка  $C_3$  и три перпендикулярные ей оси 2-го порядка  $C_2$ . Центра симметрии нет. Элементарная ячейка кристалла Те содержит три атома.

Зона Бриллюэна Те имеет вид шестигранной призмы (рис. 1). Однако из-за отсутствия центра симметрии точки  $H$  и  $H'$  зоны Бриллюэна не эквивалентны и переходят друг в друга при операции инверсии времени.

Без учета спина энергетические термы в зоне Бриллюэна теллура идут характерными тройками, что отражает наличие трех атомов в элементарной ячейке. При этом в точке  $H$  ( $H'$ ) валентной зоны соответствуют дважды вырожденный терм  $H_3$  и невырожденный терм  $H_1$ . Точка  $H$  ( $H'$ ) не является точкой нулевого наклона. При учете спина

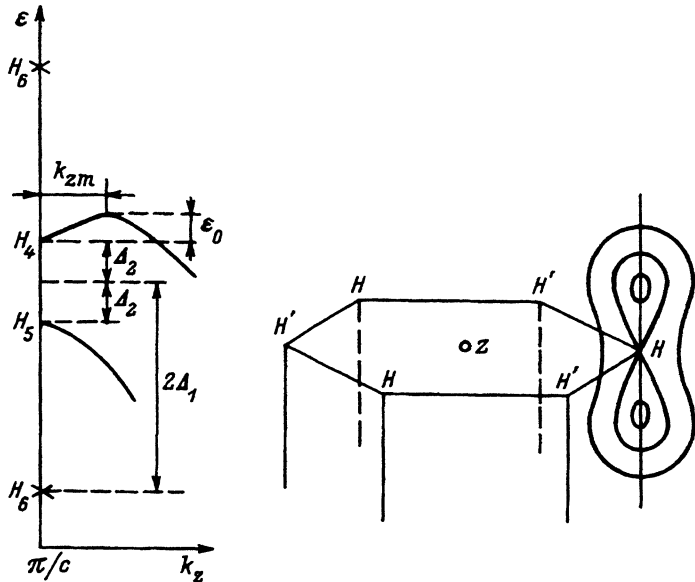


Рис. 1. Структура энергетического спектра теллура в точке  $H(H')$  и вид изоэнергетических поверхностей дырок в зоне Бриллюэна теллура (схематически [1,7]).

вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия представление  $H_3$  расщепляется на три представления,  $H_4$ ,  $H_5$  и  $H_6$ , причем представления  $H_4$  и  $H_5$  не вырождены по спину, а представление  $H_6$  вырождено. При операции инверсии времени представление  $H_4$  переходит в представление  $H_5$  и наоборот. Представление  $H_1$  при учете спина переходит в представление  $H_6$ . По этому представлению преобразуется зона проводимости. Однако одни теоретико-групповые соображения не позволяют установить, в каких именно точках зоны Бриллюэна реализуется максимум валентной зоны.

В результате исследования соотношения компонент тензора гальваномагнитных коэффициентов в классически слабых магнитных полях была установлена цилиндрическая симметрия изоэнергетических поверхностей дырок в теллуре [9]. Это означает, что экстремум валентной зоны находится на оси или боковом ребре зоны Бриллюэна. Следующий шаг был сделан при исследовании эффекта Шубникова-де-Гааза (ШГ) у образцов теллура с малой концентрацией дырок [10] и сопоставлении полученных данных с правилами отбора для оптических переходов, а также с результатами расчетов, выполненных методом псевдопотенциала [11]. Оказалось, что максимум валентной зоны и минимум зоны проводимости теллура действительно находятся на боковом ребре зоны Бриллюэна в окрестностях точки  $H(H')$  [10-12] и отстоят от нее на некоторую небольшую величину  $k_{zm}$  порядка 5% от длины ребра зоны Бриллюэна. Позднее этот вывод был подтвержден многочисленными экспериментами (подробная библиография дана, например, в [1]).

1.2. Структура валентной зоны теллура. В методе эффективной массы матричный гамильтониан, учитывающий все три ветви валент-

ной зоны теллура, произошедшие в результате спин-орбитального расщепления представления  $H_3$ , был впервые получен Г.Е. Пикусом методом инвариантов [7], а также Дои и др. с помощью  $k\hat{p}$ -метода [13]. Он представляет собой блочную матрицу  $4 \times 4$ , включающую две константы спин-орбитального взаимодействия,  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ , характеризующие величину спин-орбитального расщепления представлений  $H_4$ ,  $H_5$  и  $H_6$  (рис. 1) [1,7]. Если энергия дырок  $\varepsilon(k) \ll \Delta_1, \Delta_2$ , то с точностью до членов порядка  $k^2$  закон дисперсии для двух верхних ветвей спектра имеет вид

$$\varepsilon(k)_{4,5} = Ak_z^2 + Bk_{\perp}^2 \mp (\Delta_2^2 + F^2 k_z^2)^{1/2} - \Delta_1. \quad (1)$$

Знак «-» соответствует верхней валентной подзоне, а знак «+» — нижней. Энергия отсчитывается в глубь валентной зоны. Выражение (1) было впервые получено  $k\hat{p}$ -методом М. Юленом и приведено в [14].

Матричный гамильтониан  $4 \times 4$  позволяет учесть вклад отщепившейся зоны  $H_6$ . В первом приближении, сохраняя нерелятивистские члены до  $k^4$  и релятивистские до  $k^2$  включительно [1,7], имеем

$$\begin{aligned} \varepsilon(k)_{4,5} = Ak_z^2 + B^* k_{\perp}^2 \mp [(\Delta_2 + \eta k_{\perp}^2 / 2\Delta_1)^2 + F^2 k_z^2]^{1/2} + \\ + \alpha k_{\perp}^4 = \beta k_z^2 k_{\perp}^2 + \gamma k_{\perp}^3 \cos 3\phi + \delta k_z k_{\perp}^3 \sin 3\phi, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\phi$  — азимутальный угол для вращения вокруг оси  $C_3$ .  $B^*$  отличается от коэффициента  $B$  в выражении (1) на величину порядка  $1 - (F^2/2B\Delta_1)$ .

В зависимости от соотношения коэффициентов, входящих в дисперсионное соотношение (1), возможны два варианта структуры верхней валентной зоны: если безразмерный параметр  $\xi = (2\Delta_2 A / F^2) > 1$ , то зона имеет максимум в точке  $H(H')$ ; при  $\xi < 1$  максимум зоны смещен из точки  $H(H')$  вдоль оси  $k_z$ , а в точке  $H(H')$  находится седловая точка спектра, отстоящая от максимума зоны на величину  $\varepsilon_0$ ,

$$\varepsilon_0 = \delta_2(1 - \xi)^2 / 2\xi. \quad (3)$$

Как было сказано выше, в теллуре в нормальных условиях реализуется второй вариант. Форма края валентной зоны и вид изоэнергетических поверхностей дырок при различном заполнении приведены на рис. 1 (схематически).

Основные параметры, входящие в дисперсионные соотношения (1), (2), были установлены впервые при исследовании концентрационной и угловой зависимостей периода осцилляций ШГ  $\Delta(1/B)$  ( $B$  — магнитное поле) на серии образцов в широком диапазоне концентраций носителей заряда [7,15]. В дальнейшем они неоднократно проверялись и уточнялись в ряде исследований, выполненных различными методами (см. [1]).

**1.3. Экспериментальное исследование энергетического спектра трехмерных дырок в теллуре по осцилляциям Шубникова-де-Гааза.** Одним из весьма информативных методов исследования формы поверхности Ферми является измерение угловой зависимости периода осцилляций ШГ. В случае замкнутой фермиевской поверхности слож-

ной формы эффект ШГ проявляется как наложение осцилляций с различными периодами  $\Delta_i(1/B)$ , соответствующими различным экстремальным сечениям поверхности Ферми ( $S_i$ ) плоскостью, перпендикулярной магнитному полю. В рамках квазиклассического приближения в  $k$ -пространстве

$$\Delta_i(1/B) = \frac{2\pi e}{\hbar c} \frac{1}{S_i(\phi)}, \quad (4)$$

$\phi$  — в данном случае угол, характеризующий направление магнитного поля  $\mathbf{B}$  по отношению к кристаллографическим осям.

Имея набор сечений для разных углов  $\phi$  и разных энергий Ферми, можно в принципе определить форму поверхности Ферми и ее эволюцию при изменении энергии. Далее, путем сопоставления концентрации носителей заряда, заполняющих объем поверхности Ферми в  $k$ -пространстве,  $p_{SG}$ , с холловской концентрацией,  $p_H$ , можно найти число эквивалентных состояний в зоне Бриллюэна  $\mathcal{N}$ , равное произведению факторов спинового ( $g_s$ ) и долинного ( $g_v$ ) вырождения,

$$\mathcal{N} = g_s g_v = p_H \cdot p_{SG},$$

и определить тем самым расположение экстремальных точек валентной зоны в  $k$ -пространстве. Однако на практике более конструктивным оказывается сопоставление экспериментальных результатов с избранной теоретической моделью и нахождение параметров последней.

Для исследования эффекта ШГ была выращена по методу Чохральского серия монокристаллических образцов с направлением роста как вдоль оси  $C_3$ , так и вдоль оси  $C_2$  и с концентрацией дырок от  $2 \cdot 10^{16}$  до  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (легирующая примесь — сурьма). Измерения в стационарных магнитных полях до 10 Т проводились в физическом институте им. П.Н. Лебедева АН СССР на установке «Соленоид» при различных ориентациях магнитного поля относительно кристаллографических осей образцов [7].

Характер осцилляций ШГ соответствовал ожидаемому для семейства поверхностей Ферми (см. рис. 1). При малых концентрациях наблюдались однопериодные осцилляции для обеих основных ориентаций магнитного поля ( $\mathbf{B} \parallel C_3$  и  $\mathbf{B} \perp C_3$ ), что соответствует эллипсоидальной поверхности Ферми. Число долин  $\mathcal{N}$  в этой области концентраций оказалось равно 4 [10]. Это соответствует изображенному на рис. 1 положению максимумов валентной зоны, для которого  $g_v = 4$ , а фактор спинового вырождения  $g_s = 1$ . При концентрациях  $p > 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  осцилляционная картина для ориентации  $\mathbf{B} \parallel C_3$  представляла собой суперпозицию осцилляций с двумя периодами, соответствующими минимальному ( $k_z = 0$ ) и максимальному ( $k_{zm}$ ) сечениям гантелеобразной поверхности Ферми, а при ориентации  $\mathbf{B} \perp C_3$  осцилляция оставались однопериодными, но величина периода скачком удваивалась при незначительном увеличении концентрации вблизи  $p \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

На рис. 2 приведена зависимость вычисленных по экспериментальным данным экстремальных сечений дырочных поверхностей Ферми (формула (4)) для двух главных направлений магнитного поля от полной концентрации дырок. Сплошными линиями показаны результаты

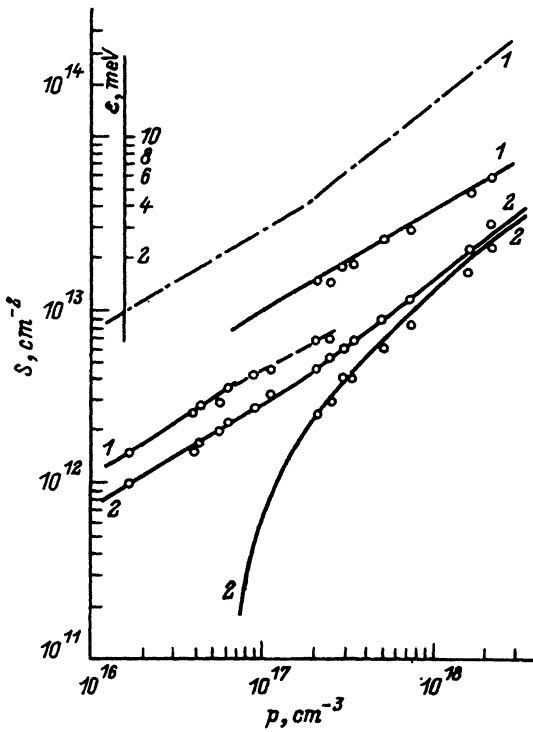


Рис. 2. Сравнение расчетной и экспериментальной зависимостей главных экстремальных сечений поверхности Ферми дырок в теллуре от концентрации [7]. 1 —  $B \perp C_3$ , 2 —  $B \parallel C_3$ . Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет. Штрихпунктирная линия — расчетная зависимость энергии Ферми от концентрации.

расчета этих сечений по формуле

$$\varepsilon(k)_4 = Ak_z^2 + Bk_{\perp}^2 - [\Delta_2^2 + Fk_z^2]^{1/2} + \alpha k_{\perp}^4 + \beta k_z^2 k_{\perp}^2 \quad (5)$$

при следующих значениях входящих в нее параметров:

$$A = 0.363 \cdot 10^{-14} \text{ эВ} \cdot \text{см}^2, \quad \varepsilon_0 = 2.3 \text{ мэВ},$$

$$B = 0.326 \cdot 10^{-14} \text{ эВ} \cdot \text{см}^2,$$

$$F^2 = 0.06 \cdot 10^{14} \text{ эВ} \cdot \text{см},$$

$$\Delta_2 = 0.06315 \text{ эВ},$$

$$\alpha = -0.6 \cdot 10^{-28} \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-4},$$

$$\beta = -0.4 \cdot 10^{-28} \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-4}. \quad (6)$$

Численные значения параметров  $A$ ,  $B$ ,  $F$  и  $\Delta_2$ , входящие в (5), были определены независимым способом, из результатов исследований внутрizonного поглощения и циклотронного резонанса (см. [7,15]). Значения параметров  $\alpha$  и  $\beta$  находились из условия наилучшего описания экспериментальных результатов в области высоких концентраций.

Необходимость учета поправок, описываемых членами порядка  $k^4$ , становится особенно очевидной при рассмотрении разности двух экстремальных сечений поверхности Ферми для ориентации  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_3$ . В рамках выражения (1)

$$\Delta S = S(k_{zm}) - S(0) = \pi \varepsilon_0 / B \quad (7)$$

и не зависит от энергии Ферми, т.е. от концентрации дырок, поскольку глубина седловой точки  $\varepsilon_0$  определяется параметрами модели (соотношение (5)). Таким образом, измерение величины  $\Delta S$  при малых энергиях Ферми позволяет независимым способом определить глубину седловой точки. На рис. 3 приведены экспериментальные результаты определения  $\Delta S$  в широком диапазоне концентраций. Видно, что учет в дисперсионном соотношении членов порядка  $k^4$  становится необходимым уже при концентрациях  $p_H > 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (энергия Ферми  $\varepsilon_F \geq 8 \text{ мэВ}$ ).

Параметры, входящие в дисперсионные соотношения (2) и (5), определялись также путем магнитооптических исследований и методом циклотронного резонанса. Полученные значения не существенно отличаются от приведенных (см. [1]). Следует особо отметить, что соотношение (2) предсказывает возрастающее с энергией тригональное искажение поверхности Ферми дырок в теллуре (коэффициенты  $\gamma$  и  $\delta$  в выражении (2)). Это искажение было обнаружено при исследовании эффекта ШГ на сильно легированных образцах специальной ориентации (см. [1]). В [16] приводится следующая оценка коэффициентов  $\gamma$  и  $\delta$ :

$$\gamma \leq 0.02 \cdot 10^{-18} \text{ мэВ} \cdot \text{см}^3,$$

$$\delta = 0.002 \cdot 10^{-24} \text{ мэВ} \cdot \text{см}^4.$$

В последнее время выяснилось, что тригональное искажение поверхности Ферми играет определяющую роль в эффекте слабой локализации двумерных дырок в обогащенном слое на поверхности (0001) теллура [17,18] (см. далее).

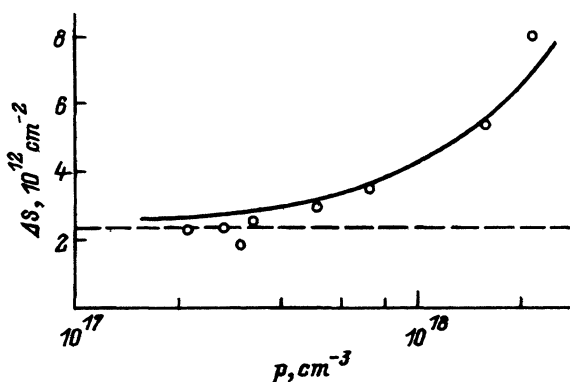


Рис. 3. Зависимость разности площадей экстремальных сечений поверхности Ферми при  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{C}_3$  от концентрации [7]. Штриховая линия — расчет по формуле (1), сплошная — расчет по формуле (2).

Коэффициент  $\eta$  в дисперсионном соотношении (2) характеризует различие компонент тензора эффективной массы  $1/m_{\perp}$  в точках  $(0, k_{zm})$  и  $(0, 0)$  верхней валентной подзоны  $H_4$ , а также в точках  $(0, k_{zm})$  подзоны  $H_4$  и  $(0, 0)$  нижней подзоны  $H_5$ , и не может быть выявлен при исследовании эффекта ШГ. Абсолютная величина коэффициента:  $\eta \cong 10^{-15}$  эВ  $\cdot$  см<sup>2</sup> (см. [1]).

1.4. *Внутризонный магнитный пробой.* Наличие в спектре валентной зоны двух близко расположенных вырожденных по энергии экстремумов при снятом спиновом вырождении создает условия для наблюдения ряда уникальных квантовомеханических эффектов. Одним из таких эффектов является внутризонный магнитный пробой [7, 15, 19–21].

Среди поверхностей Ферми, описываемых соотношениями (1), (2), имеется поверхность, для которой точка  $H(H')$  является конической точкой спектра. Энергия Ферми у этой поверхности равна энергии седловой точки  $\varepsilon_0$ , а соответствующая ей концентрация дырок при наборе параметров (6) —  $p_{cr} = 6.5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

В квазиклассическом приближении экстремальная орбита дырок на такой поверхности в магнитном поле  $\mathbf{B} \perp \mathbf{C}_3$  имеет вид траектории с самопересечением (вытянутая восьмерка). Более точный расчет, учитывающий характер движения носителей заряда в магнитном поле, показывает, что в этом случае будут сосуществовать два типа траекторий в  $k$ -пространстве: орбита, охватывающая одну петлю восьмерки, и полная гантелеобразная траектория. Одновременная реализация двух типов орбит становится возможной вследствие конечной вероятности туннельного квантовомеханического перехода носителя заряда через энергетический барьер, разделяющий два участка квазиклассической траектории — магнитный пробой. В отличие от металлов в данном случае реализуется внутризонный магнитный пробой, поскольку при туннелировании носители тока остаются в той же зоне.

Внутризонный магнитный пробой может возникнуть и при энергиях Ферми, отличных от  $\varepsilon_0$ , если характерное размытие траектории в  $k$ -пространстве, определяемое величиной обратной магнитной длины  $l^{-1} = (eB/c\hbar)^{1/2}$ , становится сравнимым с расстоянием между отдельными участками квазиклассической траектории. Точный критерий возможности магнитного пробоа для рассматриваемого случая имеет вид [22]

$$|x| = |\varepsilon - \varepsilon_0| \cdot 2(m_2 m_1)^{1/2} l^2 / \hbar^2, \quad (8)$$

где  $m_1 = \hbar^2 \xi / 2A(1 - \xi)$ ,  $m_2 = m_{\perp} = \hbar / B^2$ .

Тщательное исследование осцилляций ШГ при  $\mathbf{B} \perp \mathbf{C}_3$  в области концентраций, близких к  $p_{cr}$ , привело к обнаружению в ограниченной области концентраций дополнительных максимумов, не отвечающих квазиклассическим правилам квантования. Анализ выявил присутствие осцилляций с периодами, соответствующими квантованию как полной гантелеобразной траектории, так и траектории, охватывающей примерно вдвое меньшую площадь (рис. 3). Эволюция картины осцилляций при изменении концентрации также соответствует размытым представлениям о внутризонном магнитном пробое (рис. 4).

Для количественного описания наблюдаемых явлений была использована схема уровней Ландау  $\varepsilon_N(B)$  в магнитном поле  $\mathbf{B} \perp \mathbf{C}_3$ , рассчитанная для закона дисперсии (1) с учетом магнитного пробоа [23].



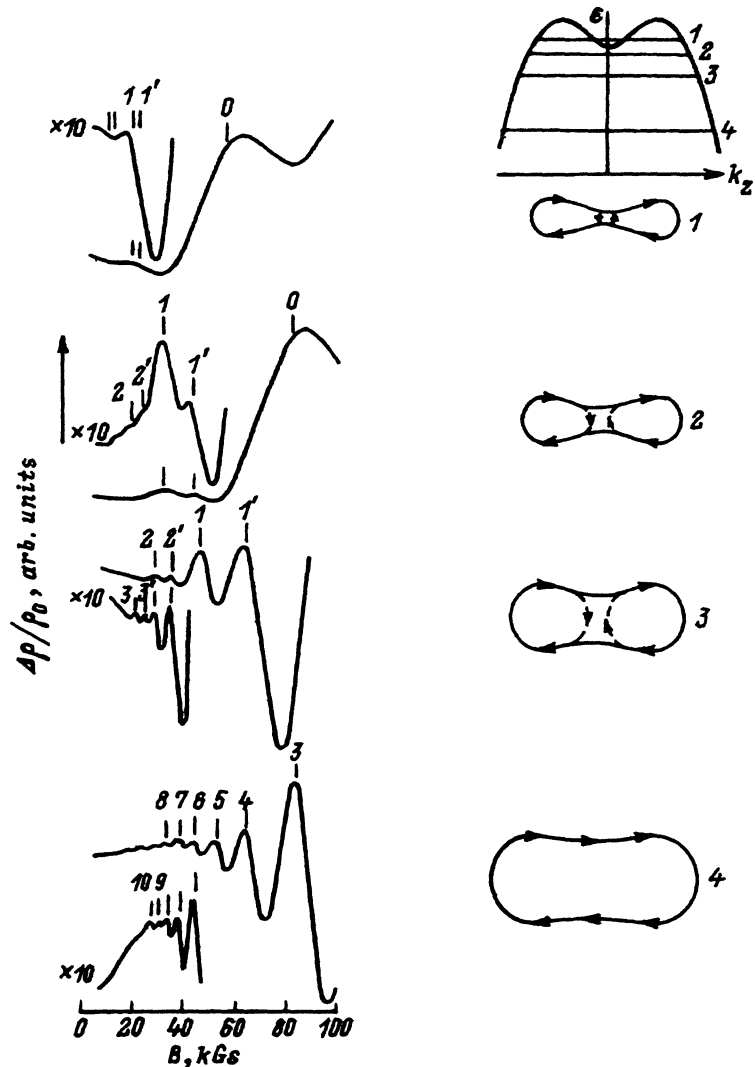


Рис. 4. Эволюция осцилляционной картины сопротивления  $\Delta\rho/\rho_0$  в области существования магнитного пробы по мере заполнения валентной зоны [21]. Справа — разрешенные в магнитном поле дырочные орбиты.  $p$ ,  $10^{16}$  см $^{-3}$ : 1 — 5.9, 2 — 12, 3 — 25, 4 — 72.

Метками на рис. 4 показано ожидаемое положение осцилляционных максимумов с учетом систематического смещения на  $10 \div 15$  %, возможно, обусловленного уширением уровней Ландау, не учтенным при расчетах.

Следует отметить, что магнитный пробой, снимая вырождение между состояниями в точках  $\pm k_{zm}$ , приводит к расщеплению основного уровня Ландау с  $N = 0$  на 2 подуровня. Это создает условия для наблюдения нулевого максимума в осцилляциях ШГ (см. рис. 4).

## 2. Исследование 2D дырок на поверхности теллура

2.1. *Анизотропия энергетического спектра 2D дырок.* Как уже упоминалось, осцилляции ШГ для двумерных дырок в обогащенном слое (ОС) на поверхности теллура были впервые обнаружены в 1971 г. [8] и с тех пор неоднократно привлекали внимание нескольких групп исследователей [24–31]. Результаты работ, выполненных до 1982 г., кратко рассмотрены в [32].

Двумеризация движения носителей заряда в ОС на поверхности полупроводника происходит в том случае, когда ширина потенциального барьера, созданного приповерхностным потенциалом  $V(x_n)$ , становится сравнимой с длиной волны де Бройля носителей заряда ( $x_n$  — координата, нормальная к поверхности). Движение в направлении  $x_n$  квантуется, и вместо квантового числа  $k_i$  существует набор дискретных энергий размерно-квантованных подуровней  $\varepsilon_i$ . Значения  $\varepsilon_i$  находятся путем решения относительно собственных значений уравнения Шредингера

$$\left[ \tilde{H}(k) + V(x_n) - \varepsilon_i \right] \Psi = 0 \quad (9)$$

совместно с уравнением Пуассона для пространственного заряда.

В случае матричного гамильтониана  $2 \times 2$ , приводящего к дисперсионному выражению (1) в трехмерном случае, пространственное квантование в электростатическом поле, параллельном оси  $C_3$  кристалла (плоскость (0001)), приводит к цилиндрическому симметричному выражению для дисперсии 2D дырок

$$\varepsilon_{2D}(k) = \varepsilon_{2Di} + \hbar_i^2 k^2 / 2m_{\perp i}, \quad i = 0, 1, 2, \dots \quad (10)$$

Однако задача о нахождении собственных значений  $\varepsilon_{2Di}$  осложнена наличием линейных по  $k_z$  членов в матричном гамильтониане.

Для поверхности кристалла (10 $\bar{1}0$ ) создается обратная ситуация. Квадратичный по  $k_x$  и  $k_y$  характер спектра облегчает решение задачи о пространственном квантовании, однако экспериментальное исследование квантовых явлений в 2D системе затруднено сложной формой траекторий Ферми 2D дырок на поверхности (10 $\bar{1}0$ ), включающих траекторию с самопересечением.

2.2. *Особенности методики эксперимента.* В качестве исходного материала использовались монокристаллы теллура, выращенные по методу Чохральского, с предельно низкой концентрацией дырок в примесной области проводимости: при 77 К  $p = 10^{13} \div 10^{14}$  см $^{-3}$ . В этом случае дырки в объеме образца оставались невырожденными во всей области используемых температур вплоть до 0.3 К.

Образцы теллура для исследований вырезались из монокристаллов химико-механическим способом и имели форму четырехгранной призмы, причем всегда ширина образца существенно превышала его толщину, что увеличивало вклад ОС в измеряемые величины. Широкие грани полировались химико-механическим способом, а затем подвергались химическому полирующему травлению. По отношению к кристаллографическим осям плоскости с ОС были ориентированы как параллельно оси  $C_3$  (плоскость (10 $\bar{1}0$ )), так и перпендикулярно ей (плоскость (0001)).

Полная концентрация двумерных дырок в ОС ( $p_{01}$ ) на поверхности образцов теллура варьировалась путем применения разных способов химической обработки свободной поверхности [33], а также применением электростатического поля в геометрии МДП конденсатора, в котором диэлектриком служила лавсановая пленка толщиной 2 мкм.

Измерения проводились в широком интервале температур  $0.3 \div 77$  К, создаваемых криогенными жидкостями в стационарных до 12 Т и импульсных до 35 Т магнитных полях. Измерения при температурах ниже 1 К выполнялись на установке, где в качестве хладагента использовался изотоп  $^3\text{He}$ , а максимальное значение магнитного поля было 1.6 Т.

Кроме измерений при нормальном давлении исследования проводились и при гидростатическом сжатии образцов в автономных немагнитных камерах высокого давления (до 12 кбар при 4.2 К). Давление в камере было фиксированно и могло быть изменено после отогрева камеры до комнатных температур.

Измерялись зависимости сопротивления  $\rho$  и холловского напряжения  $U_H$  от магнитного поля, информация записывалась в память компьютера и подвергалась математической обработке, при которой проводилось 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.

*2.3. Осцилляции Шубникова-де-Гааза в системе  $2D$  дырок на поверхности теллура.* На рис. 5, а и 5, б представлены типичные результаты измерения зависимостей  $\rho(B)$  и  $U_H(B)$  для образца теллура толщиной 0.3 мм и шириной 2 мм с ОС на поверхности (0001) химического происхождения в стационарном магнитном поле, а на рис. 6 — в импульсном. Рис. 5 свидетельствует об увеличении амплитуды осцилляций при понижении температуры до 0.47 К. На этих же рисунках (рис. 5, а, б) приведены осциллирующие части магнитосопротивления и напряжения Холла, измеренные при включении линейно меняющегося компенсирующего сигнала. Результаты измерения сигналов, пропорциональных вторым производным от этих величин по магнитному полю, приведены на рис. 7. На рис. 8 и 9 представлены зависимости, аналогичные показанным на рис. 5, б, но для образца с другой ориентацией поверхности с ОС (плоскость  $(10\bar{1}0)$ ). Вторые производные от этих зависимостей были получены численным дифференцированием исходных кривых (рис. 10, 11) [31].

Двумерный характер энергетических подзон в ОС приводит к характерной зависимости положения осцилляционных экстремумов от угла между вектором магнитной индукции и нормалью к поверхности образца. Квантование энергетического спектра  $2D$  электронов по Ландау определяется нормальной составляющей магнитного поля; поэтому период осцилляций ШГ в масштабе  $(1/B)$  и, следовательно, положение осцилляционных максимумов  $(1/B_m)$  на шкале  $1/B$  подчинено соотношению  $(1/B_m) \sim \cos \phi$ , что и подтверждает рис. 12.

Осцилляции  $\rho(B)$  и  $U_H(B)$  измерялись также в условиях приложения к исследуемой поверхности управляющего потенциала в геометрии МДП и МОП конденсаторов. Отрицательный (притягивающий дырки) потенциал вызывает уменьшение периода осцилляций и смещение всей

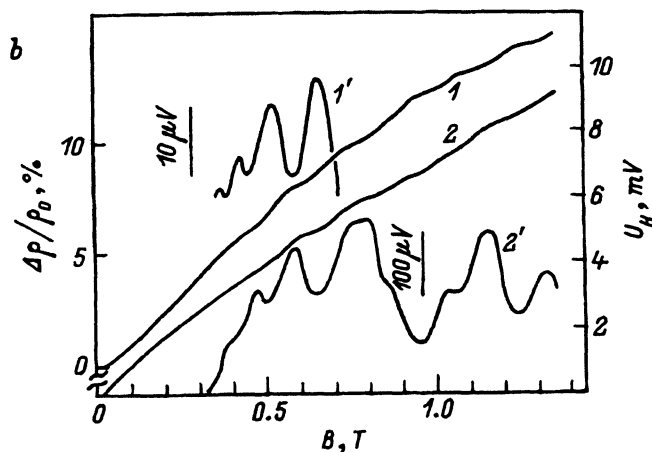
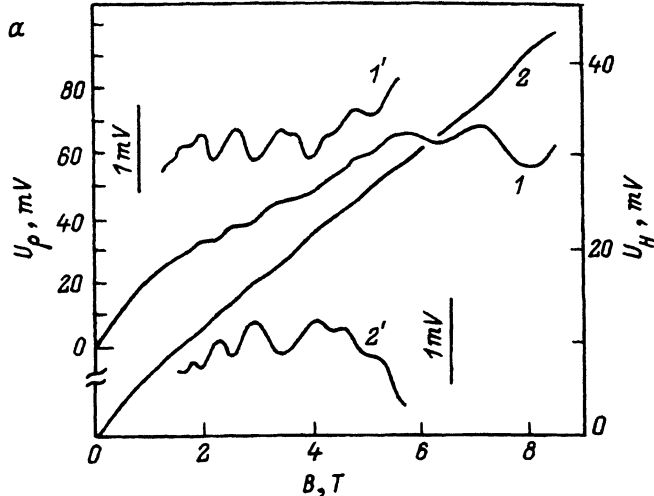


Рис. 5. Осцилляции сопротивления (1) и холловского напряжения  $U_H$ (2) в образце теллура с ОС на поверхности (0001) в стационарном магнитном поле [30].  $T, K$ :  $a - 1.5$ ,  $b - 0.47$ .  $1', 2'$  — осциллирующие части соответственно кривых 1, 2, выделенные путем компенсации монотонных составляющих в процессе измерения.

картины в сторону больших магнитных полей, положительный — наоборот. Весьма характерный вид имеет зависимость сопротивления от управляющего напряжения  $U_g$  при постоянном квантующем магнитном поле (рис. 13). Плавное увеличение концентрации двумерных дырок приводит к появлению максимума сопротивления всякий раз, когда уровень Ландау в какой-либо из подзон совпадает с уровнем Ферми системы «объем-обогащенный слой».

Эти факты подтверждают вывод, что наблюдаемые осцилляции кинетических коэффициентов обусловлены изменением концентрации  $2D$  дырок при  $\epsilon_F > \epsilon_0$  в двумерных подзонах, образующихся в обогащенном слое.

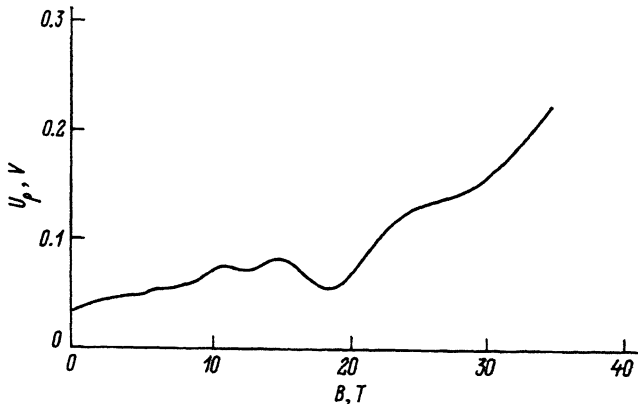


Рис. 6. Пример записи зависимости напряжения на потенциальных контактах  $U_p$  (магнитосопротивления) образца с ОС на поверхности (0001) в импульсном магнитном поле.  $T = 1.6$  К. Измерения выполнены в Центре импульсных магнитных полей в Тулузе, Франция, на одном из образцов, исследованных в [30] (Д.В. Машовец, J. Leotin — частное сообщение).

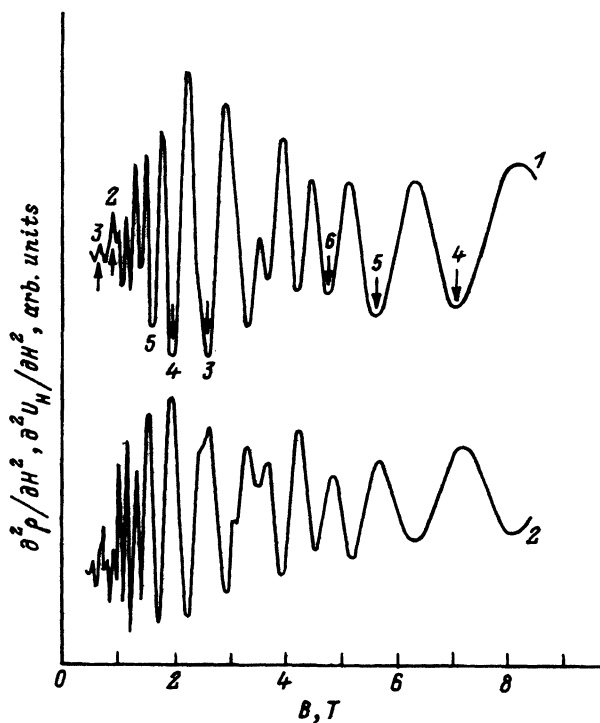


Рис. 7. Вторые производные по магнитному полю от сопротивления  $\partial^2 \rho / \partial B^2$  (1) и холловского напряжения  $\partial^2 U_H / \partial B^2$  (2) для образца теллура, на поверхности (0001) которого создан обогащенный слой [30]. Образец тот же, что и на рис. 5.  $T = 1.5$  К. Указаны номера осцилляций ШГ, идущих с периодами  $\Delta_i(1/B)$ , где  $i = 0, 1, 2$ .

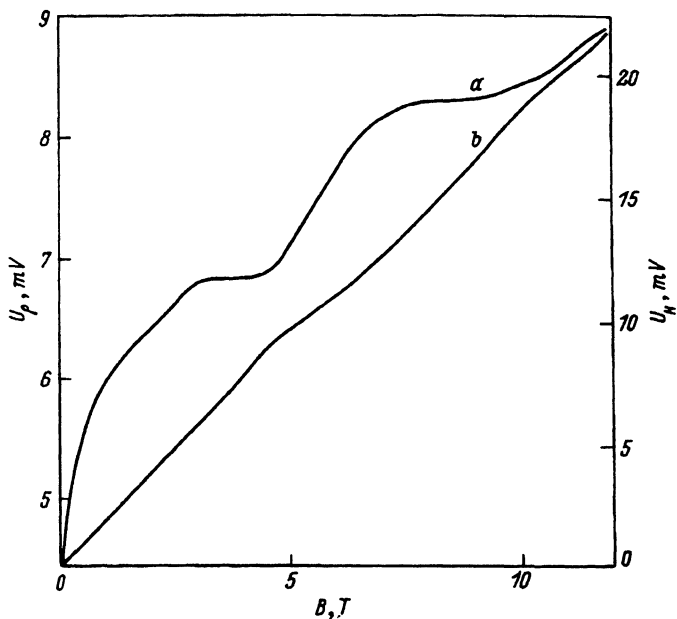


Рис. 8. Осцилляции напряжения на потенциальных контактах  $U_p$  (a) и холловского напряжения  $U_H$  (b) в образце теллура с ОС на поверхности  $(10\bar{1}0)$  в стационарном магнитном поле.  $T = 1.3$  К.

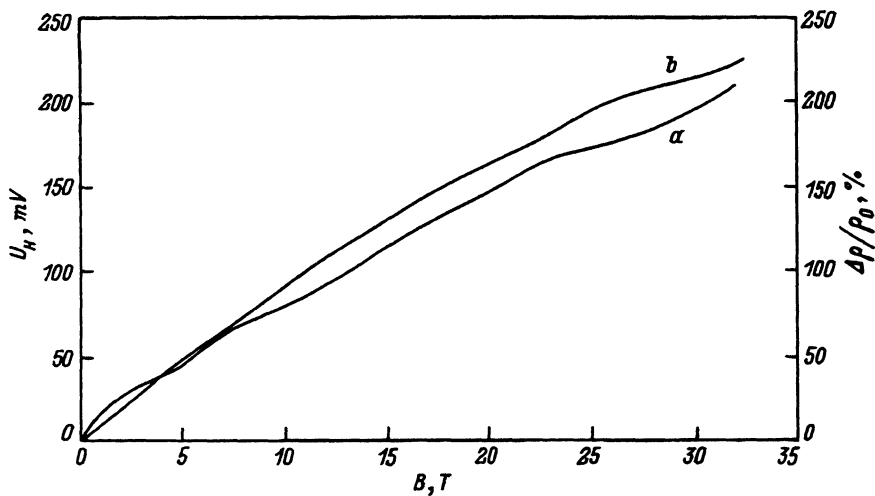


Рис. 9. Осцилляции магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho_0$  (a) и холловского напряжения  $U_H$  (b) в образце теллура с ОС на поверхности  $(10\bar{1}0)$  в импульсном магнитном поле [31].

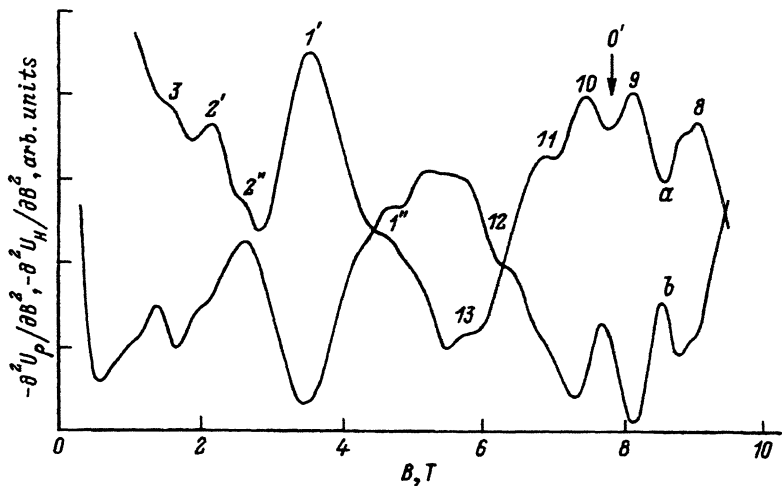


Рис. 10. Вторые производные по магнитному полю от сопротивления ( $\partial^2 U_p / \partial B^2$ ) (a) и холловского напряжения ( $\partial^2 U_H / \partial B^2$ ) (b) для образца с ОС на поверхности (10 $\bar{1}0$ ) [31]. Номера со штрихами относятся к максимумам, расщепленным вследствие магнитного пробоя (см. далее).

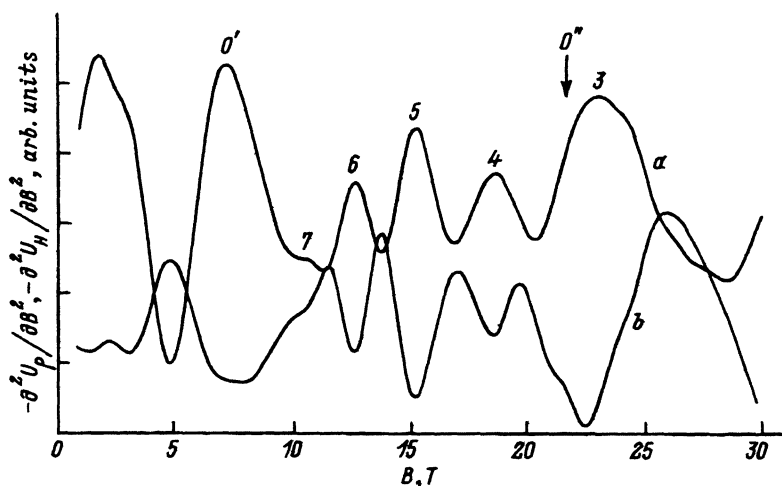


Рис. 11. Вторые производные по магнитному полю от сопротивления ( $\partial^2 U_p / \partial B^2$ ) (a) и холловского напряжения ( $\partial^2 U_H / \partial B^2$ ) (b) для образца с ОС на поверхности (10 $\bar{1}0$ ) в импульсном магнитном поле [31]. Обозначения те же, что на рис. 10.

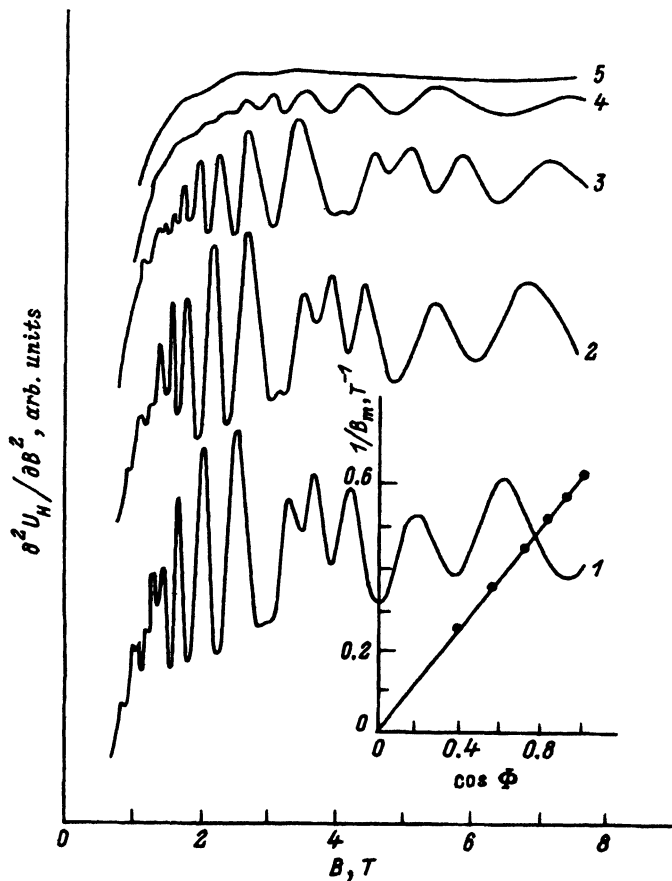


Рис. 12. Осцилляции  $\partial^2 U_H / \partial B^2$  при разных углах между направлением вектора магнитного поля  $B$  и осью  $C_3$  кристалла.  $\phi$ , град: 1 — 0, 2 — 22, 3 — 25, 4 — 68, 5 — 90. На вставке — угловая зависимость положения осцилляционных максимумов.

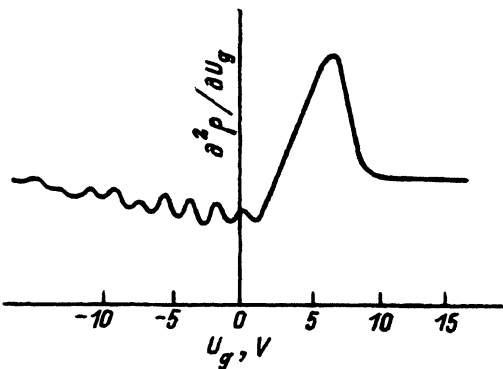


Рис. 13. Зависимость сопротивления образца МОП структуры на плоскости (0001) теллура [24] (вторая производная по напряжению смещения  $U_g$ ) от  $U_g$ . Измерения проведены при  $B = 3.2$  Т.



2.4. Определение стемы энергетических подзон в обогащенном слое на поверхности теллура.

а. *Определение концентрации 2D дырок.* Анализ осцилляционных картин, приведенных на рис. 5–11, позволяет выявить осцилляции с тремя периодами в масштабе  $1/B$  для поверхности (0001) и двумя — для поверхности (10 $\bar{1}0$ ), что соответствует наличию в ОС на этих образцах трех и двух размерно-квантованных подзон соответственно. Периоды осцилляций могут быть найдены либо методом фурье-анализа, пример реализации которого представлен на рис. 14, либо построением зависимости номеров осцилляционных экстремумов от обратного магнитного поля (рис. 15). Оба метода позволяют определить как период, так и фазу осцилляций. Отметим, что сильное затухание осцилляций приводит к тому, что квантование различных подзон по Ландау проявляется в различных областях магнитных полей (см. рис. 5–11).

В двумерном случае период осцилляций ШГ,  $\Delta(1/B)$ , независимо от закона дисперсии, связан с концентрацией двумерных носителей заряда на единицу поверхности соотношением

$$p_i = (e/h)g_s g_v [\Delta_i(1/B)]^{-1}, \quad (11)$$

где  $g_s$  и  $g_v$  — факторы спинового и долинного вырождения в 2D системе. Так как в Те спиновое вырождение дырок полностью снято —  $g_s = 1$ .

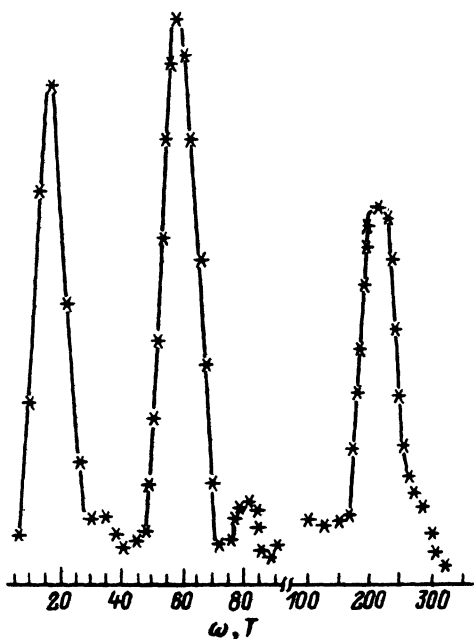


Рис. 14. Пример результата фурье-анализа зависимости  $\partial^2 U_H / \partial B^2$ .  $\omega = 2\pi / \Delta(1/B)$ .

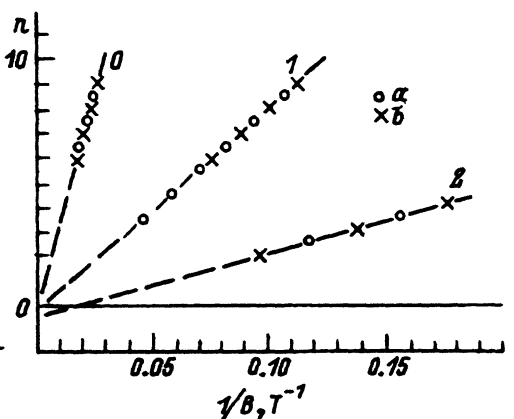


Рис. 15. Зависимость номеров экстремумов  $n$  осцилляций  $\partial^2 U_H / \partial B^2$  от их положения на шкале обратных магнитных полей [30].  $a$  — максимумы,  $b$  — минимумы. Положение минимумов сдвинуто на  $1/2$ .

При этом для поверхности (0001)  $g_v = 2$ , а для (1010)  $g_v = 2$  при  $\varepsilon_F > \varepsilon_0$ , но  $g_v = 4$  при  $\varepsilon_F < \varepsilon_0$ . Расчет по формуле (11) дает для типичного образца следующие концентрации  $2D$  дырок в ОС: на поверхности (0001) в трех размерно-квантованных подзонах  $p_0 = 1.51 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $p_1 = 4.22 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $p_2 = 1.21 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $p_{al} = 2.05 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , а на поверхности (1010) в двух размерно-квантованных подзонах  $p_0 = 4.0 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $p_1 = 5.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $p_{al} = 4.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

Комбинацией химической обработки и управляющего электростатического потенциала удастся поднять концентрацию дырок в ОС до  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Число  $2D$  подзон при этом для поверхности (0001) увеличивается до 4, а для (1010) остается неизменным, т.е. 2 (см. рис. 16, 17).

б. Особенности идентификации двумерных подзон для ОС на поверхности (1010). Несмотря на наибольшее число подзон для ОС на поверхности (1010), идентификация спектра двумерных дырок на ней затруднена эффектом магнитного пробоя.

В [31,34] было показано, что эффект внутризонного магнитного пробоя, ранее обнаруженный для объемных дырок, наблюдается и в случае размерно-квантованных дырок на поверхности (1010). В связи с этим было предпринято специальное исследование влияния внутризонного магнитного пробоя на идентификацию размерно-квантованных подзон в  $2D$  слое на этой поверхности [35].

В результате исследований серии образцов с различной величиной  $p_{al}$  было установлено, что если в верхней, мелкой, размерно-

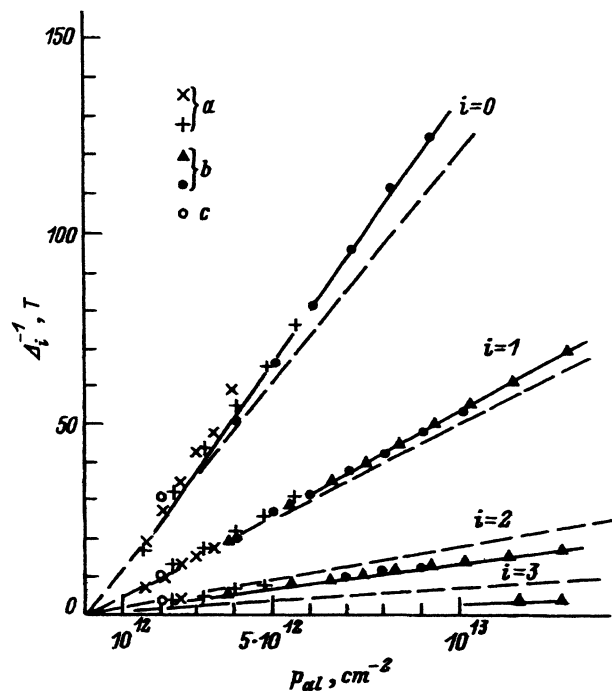


Рис. 16. Зависимость обратного периода  $\Delta_i^{-1}$  (концентрации  $p_i$ ) от  $p_{al}$  на поверхности (0001) Те в сопоставлении с расчетом. В  $\parallel C_3$ . а — структуры МДП, б — структуры МОП [29], с — результаты [30].

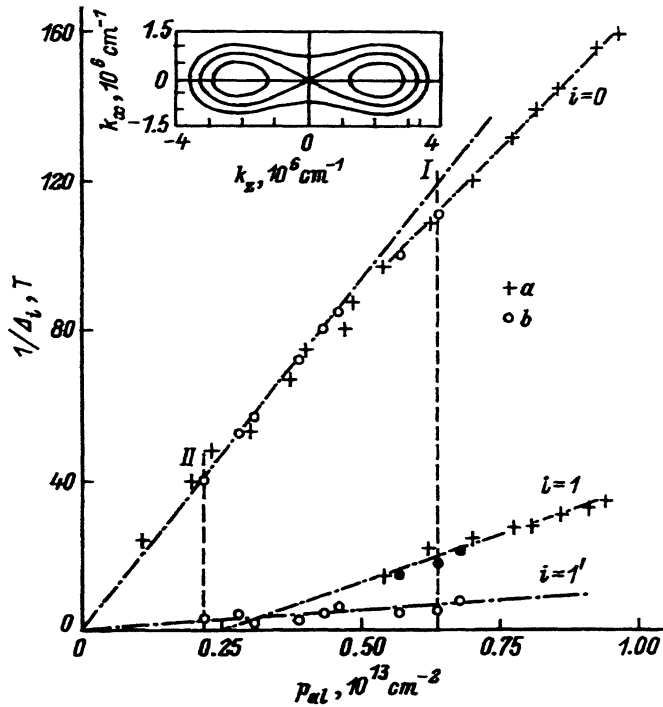


Рис. 17. Зависимость обратных периодов осцилляций ШГ от  $p_{al}$  в ОС на поверхности  $(10\bar{1}0)$  теллура. Данные:  $a$  — [29],  $b$  — [35]. Штрихпунктирные линии — линейная аппроксимация. На вставке — форма сечения контура Ферми на поверхности  $(10\bar{1}0)$  с энергиями 1, 2, 3 мэВ (расчет в приближении дисперсионного соотношения (1)).

квантованной подзоне  $\epsilon_F < \epsilon_0$ , то наблюдаются только два периода осцилляций ШГ, соответствующие двум подзонам в ОС. При этом в формуле (11) следует положить  $g_v = 4$ . По мере монотонного увеличения концентрации  $p_{al}$  осцилляционная картина меняется также монотонно — экстремумы осцилляций смещаются в сторону сильных магнитных полей. Когда  $\epsilon_F$  для верхней подзоны приближается, а затем и достигает значения седловой точки  $\epsilon_0$ , в осцилляционной картине появляются дополнительные экстремумы, отмеченные на рис. 10 двумя штрихами. По мере возрастания  $p_{al}$  они формируют новую, третью серию осцилляций ШГ (рис. 18). Дальнейшее возрастание  $p_{al}$  приводит к исчезновению осцилляций ШГ с малым периодом  $\Delta(1/B)$  и развитию осцилляций во вновь сформированной серии, которая обычно и детектировалась разными авторами. При  $\epsilon_F$ , близком к  $\epsilon_0$ , существуют два периода осцилляций ШГ. Отношение этих периодов примерно равно 2, что соответствует представлению о двух сечениях фермиевской поверхности, появляющихся в результате замыкания квазиклассических траекторий двумерных дырок вследствие квантовомеханического туннельного перехода (рис. 17, вставка). Если учесть, что для гантелеобразной траектории следует использовать значение  $g_v = 2$ , то концентрация дырок, ответственных за осцилляции ШГ с обоими периодами, оказываются примерно равными. Как показыва-

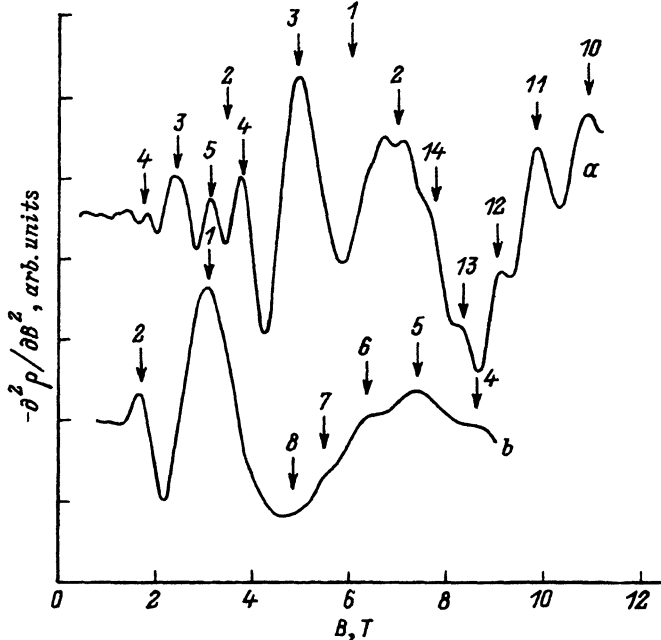


Рис. 18. Зависимость вторых производных по магнитному полю от поперечного магнитосопротивления для двух образцов с разной концентрацией 2D дырок в ОС на поверхности (1010) (I и II на рис. 17). Стрелками показаны положения максимумов осцилляций ШГ.  $T = 1.3$  К.  $a$  —  $p_{al} = 6.3 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$ , 3 периода осцилляций;  $b$  —  $p_{al} = 2 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$ , 2 периода осцилляций.

ет численный расчет, исчезновение большого периода происходит при  $\epsilon_F \sim 4$  мэВ, что заметно превышает величину  $\epsilon_0 = 2.3$  мэВ.

Таким образом, в узком диапазоне концентраций дырок в ОС можно наблюдать три периода осцилляций ШГ, два из которых являются следствием сосуществования из-за внутризонального магнитного пробоя двух циклотронных орбит при одном квазиклассическом сечении Ферми.

**в. Эффективная масса и энергетическая схема дырочных подзон в 2D слое на поверхности теллура.** Эффективную массу дырок в 2D подзонах можно определить анализируя температурную зависимость амплитуды осцилляций компонент тензора проводимости в магнитном поле. Согласно [32], в слабых магнитных полях ( $\omega_c \tau < 1$ ) и в условиях сильного затухания при рассеянии на примесях (шероховатостях) малого радиуса

$$\sigma_{xx}^{osc} \sim (2\pi^2 kT / \hbar \omega_c) \text{sh}(2\pi^2 kT / \hbar \omega_c) \exp(-\pi / \omega_c \tau_F) \cos(2\pi \epsilon_F / \hbar \omega_c)$$

$$\sigma_{xy} = -p_s e c / B + (1 / \omega_c \tau_F) \sigma_{xx}, \quad (12)$$

где  $\omega_c = eB / m_c c$  — циклотронная частота,  $\tau_F$  — время релаксации на уровне Ферми в нулевом магнитном поле,  $\epsilon_F$  — уровень Ферми.

Применение этой формулы к данным, полученным в диапазоне температур  $1.7 \div 4.2$  К при  $p_{al} = 2 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$ , привело к следующим значениям эффективных масс дырок в каждой из подзон [30]:  $m^{(0)} = 0.18 m_0$ ,

$m^{(1)} = 0.13m_0$ ,  $m^{(2)} = 0.109m_0$  (в объеме  $m_{\perp} = 0.108m_0$  [1]). Подобный анализ проводился и другими авторами, и хотя в ряде случаев использовалась формула для трехмерного случая, содержащая дополнительный множитель  $(\hbar\omega_c/\epsilon_F)^{1/2}$ , это не должно существенно сказываться на результатах, определяемых по температурным зависимостям. На рис. 19 приведена зависимость  $m_c$  на поверхности (0001) в каждой из подзон от  $p_{al}$  [34].

Следует отметить, что полученные из эффекта ШГ значения  $m_c$  согласуются с данными циклотронного резонанса в двумерных системах на теллуре (рис. 19).

Наблюдаемое возрастание эффективной массы  $m_c$  2D дырок с ростом концентраций хотя качественно и согласуется с предсказаниями двузонной модели [37], учитывающей взаимодействие с зоной проводимости, но происходит значительно быстрее.

Полученные значения эффективных масс позволяют определить уровень Ферми в каждой из подзон и, следовательно, найти их относительное расположение в приповерхностном потенциале.

Для 2D дырок на плоскости (10 $\bar{1}0$ ) описанный выше метод определения эффективной массы и уровней Ферми неприменим, поскольку вопрос об амплитуде осцилляций ШГ в условиях эффекта внутризонного магнитного пробоя теоретически не рассматривался. В связи с этим в [31] уровень Ферми 2D дырок на поверхности (10 $\bar{1}0$ ) был оценен расчетным путем.

В соответствии с (4) период осцилляций ШГ в квазиклассическом приближении определяется экстремальным сечением поверхности Ферми плоскостью, перпендикулярной магнитному полю. В ори-

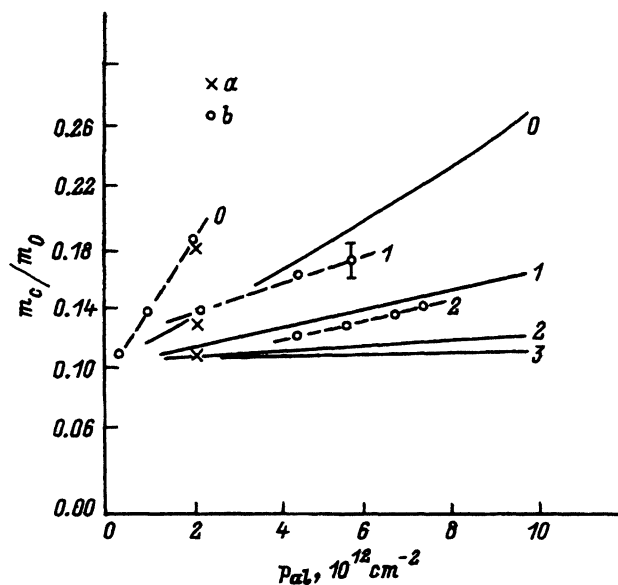


Рис. 19. Зависимость циклотронной массы 2D дырок на уровне Ферми на поверхности (0001) Те от  $p_{al}$ . Номера кривых соответствуют номерам подзон. Данные: а — полученные из анализа эффекта ШГ [30], б — из работы [36]. Сплошные линии — расчет [36].

ентации, когда магнитное поле параллельно  $k_x$ , для дырок в Те экстремальным является центральное сечение  $S(0, k_y, k_z)$ , определяющее контуры постоянной энергии  $2D$  дырок на поверхности  $(10\bar{1}0)$ . Эта площадь в  $2D$  случае однозначно связана с концентрацией двумерных носителей заряда. Поэтому с целью определения энергетического положения  $2D$  подзон в приповерхностном потенциале была рассчитана зависимость площади  $S(0, k_y, k_z)$  от их энергии. При этом использовался закон дисперсии верхней валентной зоны (1) с параметрами (6). Полученная зависимость  $S(\epsilon_F)$  сопоставлялась с экспериментально найденными значениями площадей контура Ферми

$$S_F^i = (4\pi^2 e / \hbar) [\Delta_i(1/B)]^{-1}, \quad (13)$$

где  $\Delta_i(1/B)$  — период осцилляций ШГ в  $i$ -й подзоне. По расчетному графику  $S_F(\epsilon_F)$  можно найти энергетическое положение подзон в ОС. Так, для осцилляций на рис. 8 расчет дал  $\epsilon_1 = 3.2$  мэВ, а  $\epsilon_0 = 44$  мэВ (энергия отсчитывается от уровня Ферми в объеме). Зная глубину залегания энергетических подзон и функцию  $S_F(\epsilon_F)$ , можно с помощью соотношения

$$m_{ci} = (\hbar^2 / 2\pi) \partial S_F / \partial \epsilon \quad (14)$$

рассчитать квазиклассическую циклотронную массу дырок в каждой подзоне. Для рассматриваемого образца

$$m^{(0)} = 0.215m_0 \quad \text{и} \quad m^{(1)} = 0.4/0.2m_0, \quad (15)$$

где 0.4 — при движении по орбите, охватывающей два эллипса, а 0.2 — при движении по одному эллипсу [31].

Для случая поверхности  $(0001)$  энергетическое положение подзон в потенциальной яме легко находится по формуле

$$\epsilon_{Fi} = \pi \hbar^2 p_i / m^{(i)}, \quad (16)$$

справедливой в силу круговой симметрии фермиевской поверхности в этой плоскости (здесь  $p_i$  и  $m^{(i)}$  — концентрация и эффективная масса плотности состояния в  $i$ -й подзоне соответственно). Для рассмотренного выше образца (рис. 5) расчет дает:  $\epsilon_0 = 20$  мэВ,  $\epsilon_1 = 8$  мэВ,  $\epsilon_2 = 2.3$  мэВ. На рис. 20 показано увеличение глубины залегания  $2D$  уровней при увеличении концентрации  $p_{al}$ . Расчет проведен в предположении линейного возрастания эффективной массы  $2D$  дырок от  $0.14m_0$  до  $0.18m_0$  при увеличении  $\epsilon_F$  от 10 до 100 мэВ [29].

г. *Теоретические расчеты спектра  $2D$  дырок в приповерхностном потенциале.* В общем виде задача расчета спектра  $2D$  дырок в приповерхностном потенциале состоит в самосогласованном решении системы уравнений Шредингера в рамках метода эффективной массы и уравнения Пуассона для пространственного распределения зарядов.

В работе [36] для матричного гамильтониана  $2 \times 2$  с поправками к эффективной массе, учитывающими взаимодействие с зоной проводимости, был проведен численный расчет разложением по полиномам Лагера для ориентации  $(0001)$ . Результаты расчета для  $p_{al} = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$

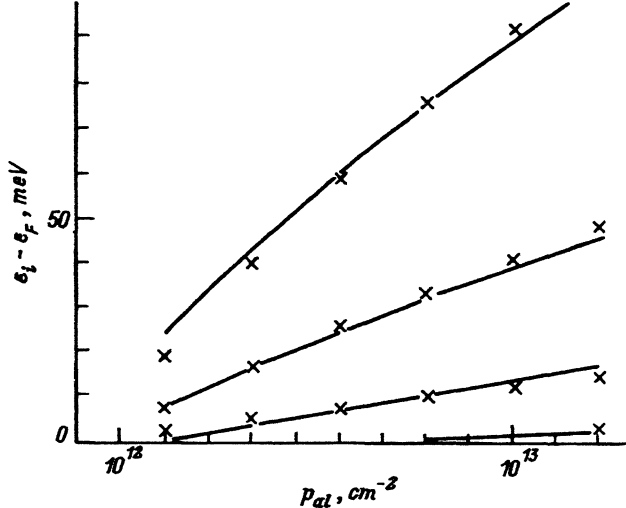


Рис. 20. Положение 2D подзон в ОС на поверхности (0001) Те в зависимости от  $p_{al}$  [29]. В  $\parallel C_3$ . Точки — эксперимент, линии — расчет в предположении, что масса 2D дырок линейно возрастает от  $0.14m_0$  до  $0.18m_0$  при увеличении энергии от 10 до 100 мэВ.

приведены на рис. 21, а рис. 16 свидетельствует о качественном согласии расчетных и экспериментальных зависимостей. Следует отметить систематическое расхождение расчета и эксперимента, особенно заметное при анализе концентрационной зависимости эффективной массы (рис. 19).

В упомянутой работе не рассматривалась область малых энергий, в которых становится существенным наличие седловой точки в спектре дырок. Однако квазиклассическое рассмотрение [38] предсказывает именно в этой области возможность своеобразного топологического фазового перехода в пространстве  $z \cdot k_z$  при пространственном квантовании движения дырки с законом дисперсии (1) в направлении оси  $C_3$ . Этот фазовый переход, связанный с наличием малой седловой точки

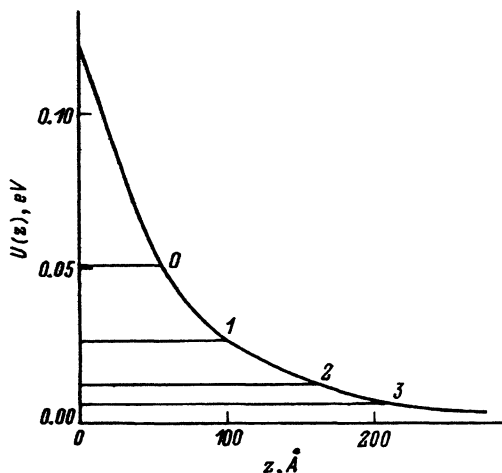


Рис. 21. Самосогласованный потенциал  $U(z)$  и расчетные уровни энергии  $\epsilon_i$ ,  $i = 0, 1, 2, 3$ , для 2D подзон на поверхности (0001).  $p_{al} = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  [36].

в зависимости  $\varepsilon(k_z)$ , приводит к расщеплению размерно-квантованных уровней. Относительная величина расщепления определяется соотношением между энергией седловой точки и глубиной потенциальной ямы. К сожалению, малость энергии седловой точки в теллуре ( $\varepsilon_0 = 2.3$  мэВ) затрудняет экспериментальную проверку предсказываемого эффекта.

2.5. Влияние гидростатического сжатия на параметры энергетического спектра 2D дырок на поверхности (0001) Те. Гидростатическое сжатие образцов с ОС на поверхности (0001) Те приводит к существенному изменению как их сопротивления, так и осциллирующей зависимости проводимости и холловского напряжения 2D дырок (рис. 22) [39,40]. Характер изменения осцилляционной картины (смещение осцилляционных максимумов в сторону сильных магнитных полей и улучшение разрешения осцилляций) свидетельствует об увеличении при гидростатическом сжатии концентрации 2D носителей заряда и их подвижности.

Анализ данных по влиянию давления  $P$  на осцилляции кинетических коэффициентов 2D слоя, приведенных на рис. 22, показал, что возрастает не только  $p_{a1}$ , но и число размерно-квантованных подзон в ОС, причем зависимость концентрации 2D дырок в каждой из подзон от давления имеет экспоненциальный вид (рис. 23)

$$p_i(P) = p_i(0) \exp(\beta_i P). \quad (17)$$

Значение барического коэффициента  $\beta_i$  возрастает примерно линейно по мере увеличения номера подзоны  $i$ , изменяясь от  $0.46$  ГПа $^{-1}$  для

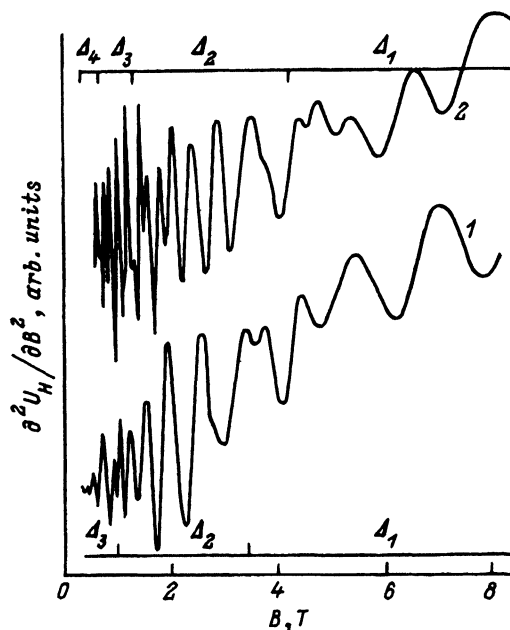


Рис. 22. Влияние всестороннего сжатия на осцилляции холловского напряжения в 2D слое на поверхности (0001) [39].  $T = 1.7$  К. 1 — нормальное давление, 2 — 0.7 ГПа. Показаны области проявления осцилляций ШГ с периодами  $\Delta_i$ ,  $i = 1, 2, 3, 4$ .



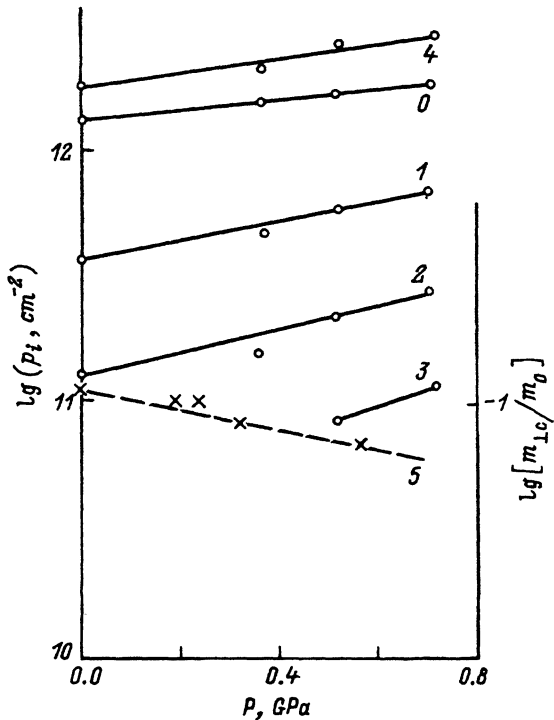


Рис. 23. Влияние давления  $P$  на концентрацию  $2D$  дырок на поверхности  $(0001)$  Те [40]. (0-3 — концентрации  $p_i$  в  $2D$  подзонах с квантовыми номерами 0-3; 4 —  $p_{al}$ . Здесь же приведены данные [41] по зависимости от давления циклотронной массы в объеме  $m_{c\perp}$  (5).

$i = 0$  до  $1.6 \text{ ГПа}^{-1}$  для  $i = 3$ . Для суммарной концентрации  $p_{al}$  зависимость типа (17) также приблизительно справедлива с коэффициентом  $\beta_{al} = 0.6 \text{ ГПа}^{-1}$ :  $p_{al} = p_{al}(0) \exp(0.6P[\text{ГПа}])$  (рис. 23).

Повышение разрешения осцилляций ШГ в ОС естественно связать с уменьшением эффективной массы дырок в теллуре вследствие уменьшения ширины запрещенной зоны при сжатии кристалла (см. [41]). В случае  $3D$  дырок результаты измерений циклотронной массы методом циклотронного резонанса в области давлений до  $0.5 \text{ ГПа}$ , приведенные в [41], можно аппроксимировать зависимостью вида

$$m_{c\perp}(P) = m_{c\perp}(0) \exp(-0.54P[\text{ГПа}]) \quad (18)$$

(рис. 23). Поскольку циклотронная масса для  $3D$  дырок  $m_{c\perp}(0)$  совпадает с приведенным выше значением эффективной массой  $2D$  дырок в мелкой подзоне на поверхности  $(0001)$ , авторы [39,40] предположили, что зависимость (18) справедлива и в случае  $2D$  слоя. Считая, что эмпирическая зависимость (18) справедлива для всех  $2D$  подзон, используя приведенные выше значения эффективных масс в подзонах при нормальном давлении и найденную зависимость  $p_i(P)$  (17), можно оценить по формуле (16) положение пространственно-квантованных подзон в ОС при различных давлениях. Результаты расчета приведены

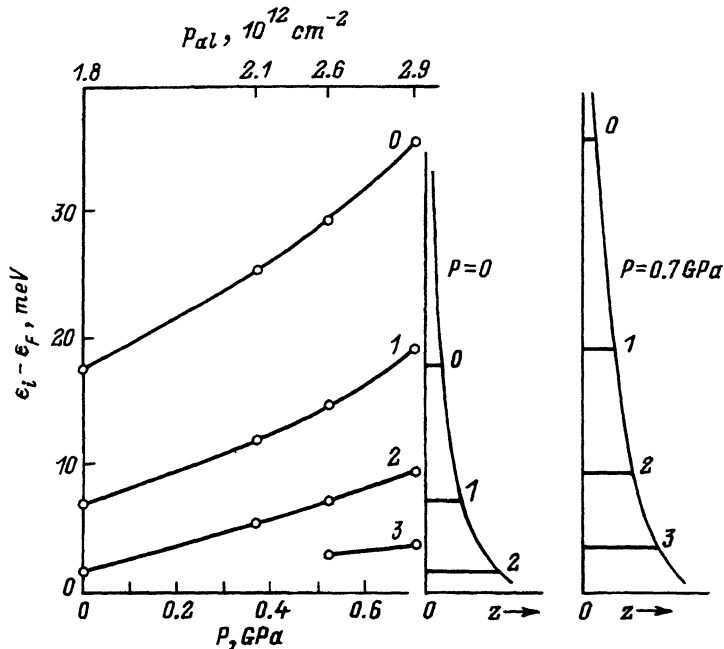


Рис. 24. Изменение положения 2D подзон на поверхности (0001) Те при всестороннем сжатии [40]. Указаны квантовые номера подзон. Справа — глубина потенциальной ямы на поверхности (0001) и расположение 2D уровней при нормальном давлении и 0.7 ГПа (схематически).

на рис. 24. Здесь же схематически показано, что всестороннее сжатие до 0.7 ГПа приводит к увеличению глубины потенциальной ямы на поверхности (0001) теллура примерно в 2 раза и к появлению 4-й размерно-квантованной подзоны.

По методике, описанной в [30], были найдены парциальные вклады каждой из подзон в проводимость ОС. Оказалось, что с давлением полная проводимость ОС  $\sigma_{al}$  также возрастает примерно экспоненциально:

$$\sigma_{al}(P) = \sigma_{al}(0) \exp(1.2P[\text{ГПа}]). \quad (19)$$

Более быстрый рост  $\sigma_{al}$  по сравнению с (17) обусловлен возрастанием подвижности 2D дырок в поверхностных подзонах при гидростатическом сжатии.

При обсуждении обнаруженного эффекта авторы [39] предложили модель, учитывающую сильную чувствительность диэлектрической проницаемости Те к деформации, на что впервые обращено внимание в [3].

2.6. Эффект слабой локализации 2D дырок на поверхности Те. Исследование магнитосопротивления образцов Те с ОС привело к обнаружению эффекта квантовых поправок к магнитосопротивлению [42] системы 2D дырок, проявляющегося в зависящем от температуры аномально сильном магнитосопротивлении в классически слабых (десятки эрстед) магнитных полях (рис. 25). Обнаруженное явление было

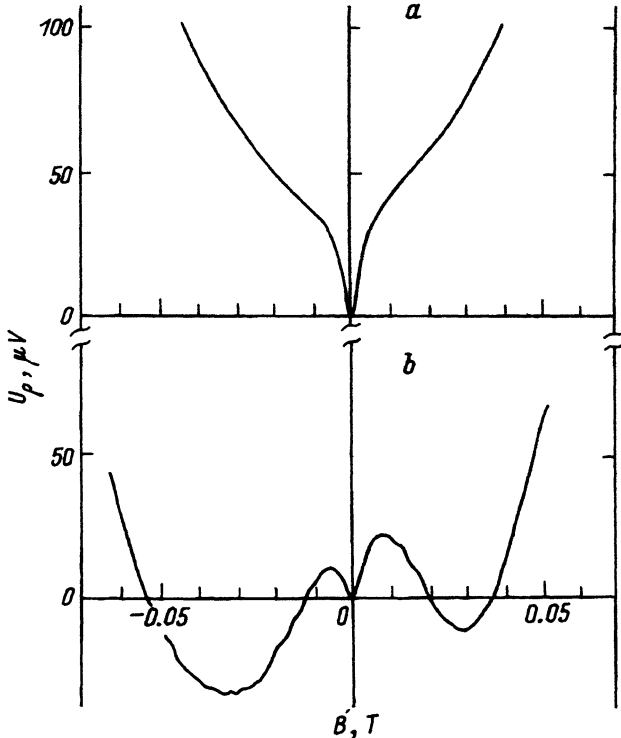


Рис. 25. Прямая запись зависимости напряжения на потенциальных контактных  $U_p$  в образце Te с ОС на поверхности (0001) от магнитного поля в области проявления эффекта слабой локализации. Положительное управляющее напряжение  $U_g$  приводит к уменьшению концентрации  $2D$  дырок и возрастанию времени  $\tau_\gamma$ .  $T = 0.38$  К. а:  $U_g = -250$  В,  $U_p(0) = 21.8$  мВ. б:  $U_g = +300$  В,  $U_p(0) = 53.5$  мВ.

количественно объяснено в рамках теории слабой локализации невзаимодействующих между собой частиц [17,18].

Не останавливаясь на деталях, отметим, что в теории слабой локализации чрезвычайно большое значение имеет симметрия относительно операции инверсии времени ( $t$ -симметрия). Поэтому отсутствие центра симметрии в решетке Te потребовало специального рассмотрения возможных каналов релаксации фазы электронного состояния с учетом особенностей энергетического спектра валентной зоны Te [18], а именно: полностью снятое спиновое вырождение, отсутствие центра инверсии, многодолинность и тригональная симметрия внутри каждой долины.

Было выяснено, что в силу неэквивалентности долин в точках  $H$  и  $H'$  зоны Бриллюэна междолинные переходы в Te играют такую же роль, что и переходы с переворотом спина при спин-орбитальном рассеянии в полупроводниках с вырожденными зонами. Причем, если для поверхности (0001) наиболее существенным в сильных полях оказалось время релаксации фазы, связанное с коэффициентом тригонального искажения поверхности Ферми  $\gamma$  (см. дисперсионное соотношение (2)), то в ориентации  $(10\bar{1}0)$ , для которой отсутствует тригональное искаже-

ние, это характерное время зависит от коэффициента  $F$  при линейном по  $k_z$  члене в законе дисперсии (1), (2) [43] и близко к времени сбоя фазы при обычном междолинном рассеянии. Для ориентации (0001) удалось получить аналитическое выражение, связывающее это характерное время с параметрами дырок в  $2D$  подзонах [17]:

$$1/\tau_\gamma = (2\gamma^2/\hbar^2) \sum_i \tau_i \nu_i k_{Fi}^6 / \sum_i \nu_i, \quad (20)$$

где  $\tau_i$ ,  $\nu_i$ ,  $k_{Fi}$  — примесное время релаксации импульса, плотность состояний и импульс на уровне Ферми в  $i$ -й подзоне соответственно.

Таким образом, исследование эффекта слабой локализации показало, что фермиевские траектории  $2D$  дырок в плоскости (0001) представляют собой окружности только в первом приближении — им присуще тригональное искажение, а параметры, определяемые из анализа эффекта слабой локализации в  $Te$ , могут быть использованы при определении этой константы закона дисперсии. Для второй ориентации имеется качественное соответствие эксперимента и теории [43].

### Список литературы

- [1] И.М. Цидильковский. *Зонная структура полупроводников* (М., Наука, 1978).
- [2] В.В. Соболев, А.М. Широков. *Электронная структура галькогенов* (М., Наука, 1988).
- [3] P. Grosse. *Die Festkörpereigenschaften von Tellur*. (Berlin etc., Sprigner) [Springer Tracts in Mod. Phys.].
- [4] П.Н. Горлей, В.С. Радченко, В.А. Шендеровский. *Процессы переноса в теллуре* (Киев, Наук. думка, 1987).
- [5] А.И. Блум, Н.П. Мокровский, А.Р. Регель. Изв. АН СССР. Сер. физ., **16**, вып. 2., 139 (1952).
- [6] С.С. Шалыт. ЖТФ, **27**, 189 (1957).
- [7] М.С. Бреслер, В.Г. Веселаго, Ю.В. Косичкин, Г.Е. Пикус, И.И. Фарбштейн, С.С. Шалыт. ЖЭТФ, **57**, 1479 (1969); Препринт № 92 (М., физ. инст. им. П.Н. Лебедева, 1969).
- [8] K. von Klitzing, G. Landwehr. Sol. St. Commun., **9**, 2201 (1971).
- [9] Р.В. Парфеньев, А.М. Погарский, И.И. Фарбштейн, С.С. Шалыт. ФТТ, **4**, 3596 (1962).
- [10] Л.С. Дубинская, Г.Е. Пикус, И.И. Фарбштейн, С.С. Шалыт. ЖЭТФ, **54**, 754 (1968).
- [11] M. Picard, M. Hulin. Phys. St. Sol., **23**, 563 (1967).
- [12] Л.С. Дубинская, В.А. Носкин, И.Г. Тагиев, И.И. Фарбштейн, С.С. Шалыт. Письма ЖЭТФ, **8**, 79 (1968).
- [13] T. Doi, K. Nakao, H. Kamimura. J. Phys. Soc. Japan, **28**, 36 (1970).
- [14] D. Hardy, C. Rigaux. Sol. St. Commun., **5**, 889 (1967).
- [15] M.S. Bresler, I.I. Farbstein, D.V. Mashovets, Yu.V. Kosichkin, V.G. Veselago. Phys. Lett. A, **29**, 23 (1969).
- [16] H. Kohler. Phys. St. Sol. (b), **65**, 603 (1974).
- [17] В.А. Березовец, И.И. Фарбштейн, А.Л. Шеленков. Письма ЖЭТФ, **39**, 64 (1984).
- [18] A.L. Shelancov. Sol. St. Commun., **53**, 465 (1985).
- [19] M.S. Bresler, I.I. Farbstein, Yu.V. Kosichkin, V.G. Veselago. Phys. St. Sol., **40**, 417 (1970).
- [20] V.B. Anzin, M.S. Bresler, I.I. Farbstein, Yu.V. Kosichkin, D.V. Mashovets, G.E. Pikus, S.S. Shalyt, V.G. Veselago. Proc. X ICPS (Cambridge, Mass., 1970) p. 329.
- [21] В.Б. Анзин, М.С. Бреслер, В.Г. Веселаго, Ю.В. Косичкин, Г.Е. Пикус, И.И. Фарбштейн, С.С. Шалыт. УФН, **104**, 169 (1971).

- [22] М.А. Азбель. ЖЭТФ, **39**, 878, 1276 (1960).
- [23] M.S. Bresler, D.V. Mashovets. Phys. St. Sol., **39**, 421 (1970).
- [24] J.C. Thuiller. Coll. Inter. CNRS, № 242, 189 (1974).
- [25] R. Silbermann, G. Landwehr. Coll. Inter. CNRS, N 242, 229 (1974).
- [26] R. Silbermann, G. Landwehr, J.C. Thuiller, J. Boat. Japan J. Appl. Phys. Suppl. **2**, Pt 2, 359 (1974).
- [27] R. Silbermann, G. Landwehr. Sol. St. Commun., **16**, 1055 (1975).
- [28] R. Silberman, G. Landwehr. Surf. Sci., **58**, 252 (1976).
- [29] J. Boat. *These de doktotat d'etat* (Paris, Laboratoire de Physique de L'ecol Normale Supericure, 1977).
- [30] В.А. Березовец, И.И. Фарбштейн, А.Л. Шеланков. ФТТ, **25**, 2988 (1983).
- [31] В.А. Березовец, Д.В. Машовец, А.О. Смирнов, Д.В. Смирнов, И.И. Фарбштейн. ФТТ, **33**, 3502 (1991).
- [32] T.Ando, A.V. Fowler, F. Stern. Rev. Mod. Phys., **54**, 437 (1982). [Пер.: Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985)].
- [33] Ю.П. Пшеничный. *Выявление тонкой структуры кристаллов* (М., Металлургия, 1974).
- [34] В.А. Березовец, А.О. Смирнов, И.И. Фарбштейн. ФТТ, **30**, 2218 (1988).
- [35] В.А. Березовец, А.О. Смирнов, И.И. Фарбштейн, Д. Шнайдер. ФТТ, **34**, вып. 5 (1995).
- [36] E. Kaczmarek, E. Bangert. Sol. St. Commun., **22**, 165 (1977).
- [37] M. Lutz, H. Stolze, P. Grosse. Phys. St. Sol. (b), **62**, 665 (1974). M. Lutz, E. Bangert, T. Mizrah, H. Stolze. Phys. St. Sol. (b), **71**, 523 (1975).
- [38] В.А. Березовец, В.В. Косарев, И.И. Фарбштейн. В сб.: *Физика двумерных электронных систем в полупроводниках* (Л., ФТИ, 1988) с. 174.
- [39] В.А. Березовец, М.Л. Шубников, И.И. Фарбштейн. ФТТ, **28**, 1516 (1986).
- [40] В.А. Березовец, В.В. Косарев, М.Л. Шубников, И.И. Фарбштейн. Физ. техн. высоких давлений, вып. 28, 27 (1988).
- [41] U. Steigenberger, M.I. Eremets, S.G. Lapin, M.v. Ortenberg, A.M. Shirokov, Yu.V. Kosichkin. J. Phys. C.: Sol. St. Phys., **17**, 427 (1984).
- [42] B.L. Al'tshuler, A.G. Aronov, A.I. Larkin, D.E. Khmel'nitski. Zn. Eks. Teor. Fiz., **81**, 768 (1981).
- [43] В.А. Березовец, Ю.Б. Лянда-Геллер, А.О. Смирнов, И.И. Фарбштейн. Письма ЖЭТФ, **58**, 822 (1993).

Редактор Л.В. Шаронова

---