

Двумерные и трехмерные каналы проводимости на границах блоков в мозаичных кристаллах (CdHg)Te

© В.А. Погребняк, И.М. Раренко*, Д.Д. Халамейда, В.М. Яковенко

Институт радиофизики и электроники Национальной академии наук Украины,
310085 Харьков, Украина

*Черновицкий государственный университет,
274012 Черновцы, Украина

(Получена 2 июня 1997 г. Принята к печати 9 сентября 1997 г.)

Обнаружена дополнительная электронная проводимость по границам блоков в мозаичных кристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ n -типа. В одной группе образцов проводимость по границам блоков носит двумерный (2D) характер, в другой группе более совершенных образцов — трехмерный (3D) характер. По анализу осцилляций Шубникова–де-Гааза определены основные параметры 2D и 3D каналов: концентрации электронов, циклотронные массы, времена релаксации и подвижности. В сильном магнитном поле и при гелиевых температурах проводимость в образце осуществляется в основном по каркасу, образованному проводящими каналами на границах блоков. Сопротивление такого каркаса из 2D каналов в образце размером $6 \times 1.5 \times 0.5 \text{ мм}^3$ составляет приблизительно 110 Ом и слабо зависит от температуры.

1. Введение

Полупроводники с узкой запрещенной зоной $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) широко используются для изготовления фотоприемников инфракрасного излучения. Помимо важного прикладного значения, эти кристаллы представляют собой уникальные объекты для исследования фундаментальных физических свойств электронов в кристалле благодаря малой их эффективной массе. КРТ имеют довольно сложный энергетический спектр электронных состояний. Изучение явлений переноса является одним из важных методов определения электронного энергетического спектра. Однако исследование явлений переноса в КРТ является далеко непростой задачей из-за наличия большого количества электрически активных собственных точечных дефектов, обусловленных отклонением от стехиометрического состава, зависящего во многом в свою очередь от условий технологического процесса получения КРТ. В связи с этим в литературе большое внимание уделялось изучению свойств точечных дефектов в этих кристаллах и их влиянию на кинетические явления [1–4]. Что касается протяженных дефектов, таких как малоугловые границы и границы блоков, то их электронные свойства оставались менее изученными. Впервые на важную роль границ блоков в механизме проводимости КРТ было указано в работе [5], а затем исследования в этом направлении получили развитие в статьях [6–7], в которых показано, что проводимость по границам блоков в образцах p -типа может приводить к аномальным кинетическим явлениям. При этом, однако, следует отметить, что проводимость по границам блоков в кристаллах p -типа определялась косвенным путем. Это связано с тем, что в образцах p -типа, которым и посвящены указанные работы, каналы проводимости слабо заполнены электронами и провести их прямое наблюдение не удастся. В образцах же n -типа каналы проводимости на границах блоков заполняются

полностью, электронный газ в них вырожден, поэтому можно провести прямые измерения, например, по осцилляциям Шубникова–де-Гааза (ШдГ) [8].

В данной работе по анализу осцилляций ШдГ проведены прямые измерения, подтверждающие существование проводящих электронных каналов на границах блоков, определены их параметры: электронные концентрации, циклотронные массы, подвижности, а также установлен характер проводимости: в одних случаях проводимость по границам блоков носит двумерный (2D) характер, в других — объемный. Показано, что проводимость по каналам сравнима с объемной проводимостью кристалла при гелиевой температуре.

2. Приготовление образцов. Рентгеноструктурные и металлографические исследования

Хорошо известно, что монокристаллы КРТ имеют большое количество малоугловых границ, образующих мозаичную структуру кристалла. Наличие границ блоков обусловлено особенностями технологии выращивания монокристаллов КРТ и спецификой физико-химических свойств сплавов КРТ. Важную роль играет летучесть ртути. Возникающий по этой причине избыток Cd или Te может приводить к концентрационному переохлаждению вблизи фронта кристаллизации и к образованию ячеистой или мозаичной структуры. Появлению дислокаций и мозаичной структуры в кристалле способствует низкое значение критического напряжения сдвига возникновения дислокации в КРТ, что приводит к генерации дислокаций полем термоупругих напряжений вблизи фронта кристаллизации [9].

Слитки $Cd_xHg_{1-x}Te$ выращивались модифицированным методом вертикальной зонной плавки [10,11] из предварительно очищенных компонент твердого раство-



Рис. 1. Мозаичная структура кристалла $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Фотография поверхности, предварительно обработанной селективным травителем; увеличение в 67 раз.

ра. Модификация состояла в том, что ампула с выращиваемым кристаллом вращалась со скоростью 2–60 об./мин и была расположена под углом 0–60°С. Скорость выращивания составляла 0.035 мм/ч при стабильности температуры не хуже $\pm 0.25^\circ\text{C}$. Выращенные монокристаллы разрезались на шайбы перпендикулярно направлению роста. После механической и химической полировки шайбы подвергались отжигу в парах ртути в течение 15–20 сут. — для приближения к стехиометрии. Режимы отжига были подобраны в соответствии с составом шайб, который определялся по измерениям коэффициента прозрачности в области края собственного поглощения или с помощью рентгеновского микроанализа. После отжига шайбы вновь проверялись на однородность состава вдоль диаметра. Образцы вырезались в форме параллелепипедов размерами $6 \times 1.5 \times 0.5 \text{ мм}^3$ из центральных областей шайб, прошедших предварительные гальваномагнитные измерения по методу Ван дер Пау при 296 и 77 К.

Для выявления структурных особенностей материала, таких как плотность дислокаций, наличие блоков и малоугловых границ, кристаллы подвергались рентгеноструктурным и металлографическим исследованиям. Рентгеноструктурные исследования проводились методом топографирования по Бергу–Баррету. Топограммы позволили выявить малоугловые границы и блоки, углы разориентации между которыми составляли от единиц угловых минут до 10 угловых секунд. Расположение угловых границ зависит от направления роста слитка. В кристаллах (CdHg)Te, выращенных в направлении [111], малоугловые границы располагаются в трех плоскостях {100} параллельно оси роста кристалла. Обычно мозаичная структура возникает в монокристаллах, имеющих высокую плотность дислокаций порядка 10^5 см^{-2} . Плотность дислокаций определялась путем подсчета ямок травления. На рис. 1 показана фотография поверхности кристалла с ориентацией (111), предварительно протравленной селективным травителем. В пределах блоков

плотность дислокаций составляла примерно 10^5 см^{-2} . Размеры блоков лежат в пределах 50–400 мкм. Грубый подсчет линейной плотности дислокаций дает величину $N_D \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$. Величина N_D связана с углом разориентации θ соотношением [12] $N_D = 1/D = (2/b) \sin \theta/2$, где b — вектор Бюргерса, D — расстояние между дислокациями. Для наших кристаллов это соотношение удовлетворяется при $\theta \approx 10'$, т.е. для максимальных углов, полученных из рентгеноструктурных исследований.

Образцы имели токовые и две пары потенциальных контактов. Омические контакты наносились с помощью низкотемпературного припоя на основе Вi и In. На контактные площадки предварительно осаждалось Au из водного раствора хлористого золота. Размер площадок составлял 0.1 мм. Мы исследовали образцы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0.13–0.19$ в полуметаллической и полупроводниковой фазах, с концентрацией электронов $n = 10^{14}–10^{16} \text{ см}^{-3}$ при гелиевых температурах и с подвижностью $\mu = 10^5–10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Известно [12], что малоугловые границы и границы блоков представляют собой дислокационные стенки. В кристаллах с частично ионной связью, каковыми являются и сплавы КРТ, дислокации становятся заряженными. Заряд дислокации определяется тем, какой тип связи является ненасыщенным в конкретном случае. Экспериментальные исследования [13–14] указывают на то, что в кристаллах КРТ дислокации образуют уровни донорного типа. Скопление заряженных дислокаций на границах блоков приводит к образованию двумерных пространственных слоев заряда, к изгибу дна зоны проводимости и возможности образования проводящих каналов на границах блоков. Степень изгиба дна зоны проводимости, или, другими словами, глубина потенциальной ямы на границе блоков, зависит от заряда дислокаций и от угла разориентации соседних блоков. В зависимости от значений этих параметров на границах блоков в кристаллах могут возникать объемные (3D) [15] или двумерные (2D) [16] каналы проводимости. В этом

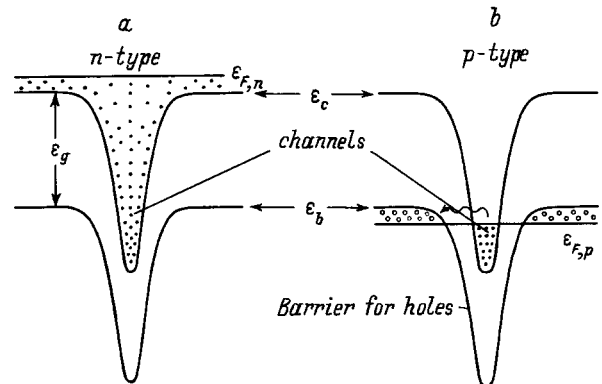


Рис. 2. Зонная диаграмма электронных состояний на границе блоков. В полупроводнике n -типа (а) электроны полностью заполняют потенциальную яму; в образце p -типа (b) канал проводимости заполнен электронами незначительно.

отношении исследуемые образцы можно разбить на 2 группы: с 2D или 3D проводимостями по границам блоков. Определить характер проводимости, а также концентрации обеих групп электронов удастся по анализу осцилляций Шубникова–де-Гааза в объемных и тонких образцах [8]. При этом для таких исследований наиболее приемлемыми являются образцы *n*-типа, поскольку уровень Ферми $\varepsilon_{F,n}$ в этих образцах лежит выше дна зоны проводимости. В этом случае как 2D, так и 3D каналы полностью заполнены электронами (см. рис. 2, *a*). В образцах *p*-типа каналы проводимости заполняются электронами значительно меньше, так как уровень Ферми $\varepsilon_{F,p}$ в этом случае лежит ниже потолка валентной зоны (рис. 2, *b*). В последнем случае границы блоков становятся потенциальными барьерами для дырок, образец становится сильно неоднородным, а проводимость имеет перколяционный характер [17].

3. Двумерная проводимость по границам блоков

Образцы, обладающие 2D проводимостью по границам блоков, были приготовлены из кристаллов с минимальной объемной концентрацией электронов $n = 1.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и с относительно низкой подвижностью электронов $\mu = 1.05 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при $T = 4.2 \text{ К}$.

Определить концентрации обеих групп электронов (3D и 2D) в образце *n*-типа, а также выявить двумерный характер проводимости по границам блоков можно по анализу осцилляций Шубникова–де-Гааза [8]. На рис. 3 (кривая 1) приведена зависимость производной поперечного магнитосопротивления $\partial \rho_{\perp} / \partial H$ для образцов с $x = 0.185$. Осцилляции ШдГ при $H \simeq 1.5 \text{ кЭ}$ соответствуют объемному значению концентрации $n = 1.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. В полях $H > 10 \text{ кЭ}$ видны (кривая 1) едва различимые, при максимальной чувствительности аппаратуры, осцилляции $\partial \rho_{\perp} / \partial H$,

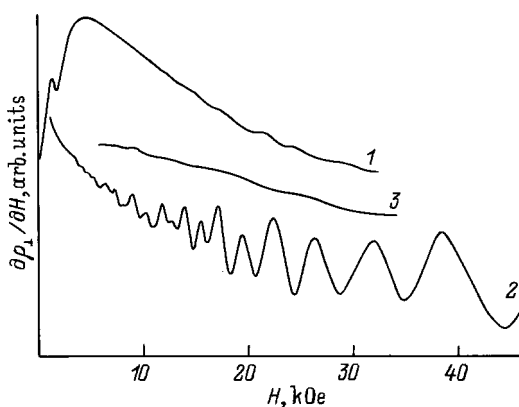


Рис. 3. Зависимость производной поперечного магнитосопротивления $\partial \rho_{\perp} / \partial H$ от магнитного поля H для образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$: 1 — массивного, 2, 3 — для тонкого слоя. Ориентация \mathbf{H} : 2 — параллельно поверхности слоя, 3 — перпендикулярно поверхности. Толщина слоя 65 мкм , $x = 0.185$, $T = 4.2 \text{ К}$.

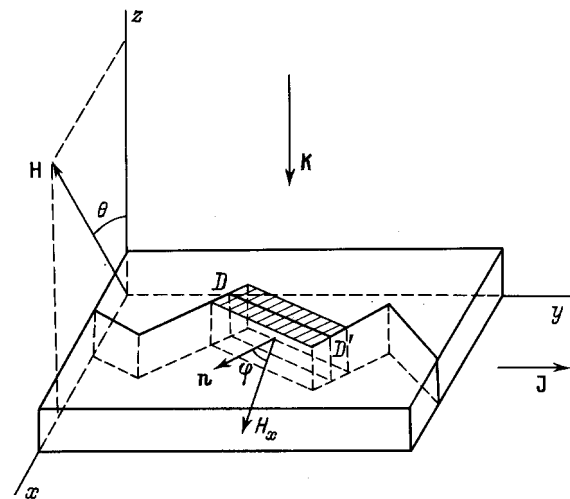


Рис. 4. Схематическое изображение электронных 2D и 3D каналов на границе блоков DD' в тонком слое $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$: \mathbf{n} — нормаль к плоскости 2D канала. Заштрихованная область изображает сечение 3D канала; φ — угол между нормалью и осью x ; \mathbf{J} — направление прохождения тока.

обусловленные квантованием электронного газа в 2D каналах на границах блоков. Незначительная амплитуда этих осцилляций объясняется тем, что только небольшая часть от всех границ расположена перпендикулярно заданному направлению магнитного поля и в них происходит квантование движения электронов, а в 2 раза большее число границ расположено параллельно \mathbf{H} . В них квантования по магнитному полю не происходит, они обладают меньшим сопротивлением и шунтируют каналы, которые дают осцилляции $\rho_{\perp}(H)$. Шунтирующее действие указанной части каналов можно исключить, уменьшив толщину образца до размеров, меньших среднего размера блока.

Кривая 2 на рис. 3 изображает запись $\partial \rho_{\perp} / \partial H$ для слоя толщиной 65 мкм , полученного из объемного образца механической полировкой и химическим травлением. Кривая 2 соответствует случаю, когда \mathbf{H} параллельно поверхности тонкого слоя, а кривая 3 — перпендикулярной ориентации. Осцилляции на кривой 2 имеют характерный вид для магнитосопротивления 2D каналов, в которых электроны заполняют несколько квантоворазмерных подзон. Анизотропия осцилляционной картины от ориентации \mathbf{H} и возникновение самих осцилляций объясняются следующим образом. Когда толщина образца уменьшается до монослоя по отношению к блокам, то почти все границы будут расположены перпендикулярно поверхности пленки. Это обусловлено тем, что образец ориентирован, как было сказано в первом параграфе, таким образом, что плоскость пленки перпендикулярна направлению роста [111], а протяженные границы расположены преимущественно параллельно [111] (см. рис. 4), но произвольным образом ориентированы в плоскости $0xy$ (угол φ на рис. 4). Если магнитное поле направить перпендикулярно поверхности пленки, то оно

не вызовет квантования в каналах, так как в этом случае они расположены параллельно \mathbf{H} (кривая 3). Если же магнитное поле направить параллельно поверхности пленки, то при случайной ориентации границ блоков, часть из них будет расположена перпендикулярно заданному направлению магнитного поля, и они будут давать вклад в осцилляционную картину, а от остальных каналов, расположенных под различными углами φ , осцилляции будут взаимно погашаться. В этом нетрудно убедиться, если усреднять осциллирующую часть 2D магнитосопротивления $\sim \cos(2\pi\varepsilon_F/\hbar\omega_c)$ по углу φ . Эта процедура аналогична интегрированию по продольному квазиимпульсу при вычислении $\rho_{\perp}(H)$ в 3D случае [18]. Усреднение приводит к выражению

$$\langle \rho_{\perp} \rangle_{\varphi} = \rho_{\perp}^0 \left[1 - 8\pi^{3/2} \sqrt{\frac{\hbar\omega_c}{2\pi\varepsilon_F}} \times \frac{\cos\left(\frac{2\pi\varepsilon_F}{\hbar\omega_c} + \frac{\pi}{4}\right)}{\sinh\left(\frac{2\pi^2 T}{\hbar\omega_c}\right)} \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau}\right) \right], \quad (1)$$

где ε_F — уровень Ферми 2D газа, ρ_{\perp}^0 — монотонная составляющая магнитосопротивления, τ — время релаксации импульса 2D электрона, $\omega_c = eH/mc$. Как видно из выражения (1), усреднение привело, как и в 3D случае, к уменьшению амплитуды осцилляций в $\sqrt{2\pi\varepsilon_F/\hbar\omega_c}$ раз. Таким образом, из формулы (1) следует, что при изменении направления магнитного поля в плоскости пленки осцилляционная картина для идентичных 2D каналов не изменяется, что на эксперименте и наблюдается.

Доказательством двумерности электронного газа на границе блоков служит зависимость частоты осцилляций ШдГ от угла θ (рис. 5) между нормалью к поверхности слоя и направлением магнитного поля \mathbf{H} . Частота осцилляций ШдГ изменяется в зависимости от угла θ в соответствии с изменением нормальной к 2D каналу составляющей магнитного поля $H \sin \theta$, что и подтверждает двумерный характер движения электронов на границе блоков.

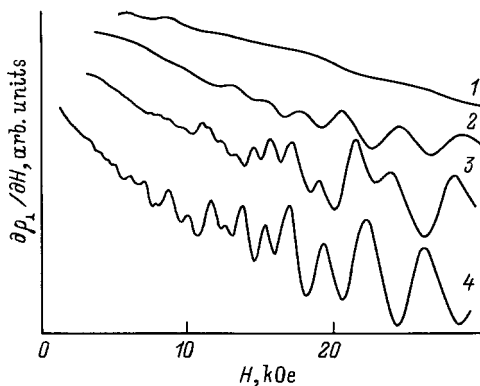


Рис. 5. Зависимость амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза в тонком слое $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (том же, что и на рис. 3) для различных углов θ : 1 — 0° , 2 — 52° , 3 — 62° , 4 — 90° .

Анализ осцилляционной картины позволяет определить основные параметры 2D канала. По периоду осцилляций $\partial\rho/\partial H$ в обратном магнитном поле $\Delta_i(1/H)$ можно найти концентрацию электронов в 2D подзонах [19]

$$n_i = e/\pi\hbar\Delta_i. \quad (2)$$

Анализ осцилляций дает значения n_i : в основной подзоне $n_g = 8.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, в первой подзоне $n_1 = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Осцилляции от более высоких подзон размыты, что не позволяет найти соответствующие плотности. Из отношения амплитуд осцилляций при фиксированных значениях магнитного поля, но при различных значениях температур, можно найти циклотронные массы электронов в подзонах. С этой целью были измеряны зависимости $\partial\rho_{\perp}/\partial H$ при $T = 2.5$ и 1.67 К , помимо приведенной зависимости (рис. 3, кривая 2) при $T = 4.2 \text{ К}$. Расчет дает такие значения циклотронных масс: $m_g = 0.046m_0$ и $m_1 = 0.041m_0$, где m_0 — масса свободного электрона. Из анализа осцилляций ШдГ определено также значение времени релаксации (отношение амплитуд при разных значениях H) $\tau \approx 1.5 \cdot 10^{-12} \text{ с}$. Полученные параметры позволяют вычислить подвижность электронов в канале $\mu = 6 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и удельное сопротивление 2D канала $\rho_{\square} = 83 \text{ Ом}$. По этим данным можно оценить сопротивление каркаса из 2D каналов (по которому проходит ток) в образце размерами $6 \times 1.5 \times 0.5 \text{ мм}^3$ и со средним размером блока 200 мкм . В предположении, что образец состоит из блоков кубической формы, сопротивление такого каркаса составляет 110 Ом , что сравнимо с объемным сопротивлением образца 50 Ом . Очевидно, что сопротивление каркаса существенным образом зависит от среднего размера блоков. При его уменьшении сопротивление каркаса также уменьшается, так как увеличивается число включенных параллельно 2D каналов. Например, если характерный размер блоков будет 100 мкм , то сопротивление каркаса из 2D каналов будет составлять 39 Ом .

Реальный образец не является такой идеальной моделью с блоками кубической формы. Каркас из границ блоков представляет собой структуру, состоящую из плоских каналов со случайными разрывами плоскостей и стыков. Проводимость такой структуры описывается теорией протекания. Этим объясняется статический характер в наблюдении аномальных свойств кристаллов КРТ для различных образцов, а также зависимость этих свойств от геометрических размеров, что наблюдалось в работе [20]. При уменьшении толщины образца трехмерный каркас преобразуется в двумерный. Поскольку критический индекс возникновения связанного проводящего кластера в 3D случае больше, чем соответствующий индекс возникновения связанного кластера в 2D случае [21], при уменьшении размеров образца может происходить разрыв проводящего кластера, в связи с чем проводимость может уменьшиться скачком [20] или изменится ее тип: с n -типа на p -тип или наоборот.

4. Фототермомагнитный эффект в 2D каналах

Обнаружить и исследовать 2D каналы в кристаллах КРТ можно не только по осцилляциям Шубникова–де-Гааза, но и другим независимым способом — по осцилляциям фототермомагнитной (ФТМ) эдс.

Пусть микроволновое излучение падает на верхнюю грань тонкого слоя так, чтобы волновой вектор \mathbf{K} был параллелен оси z (см. рис. 4). Затухание электромагнитной волны в образце приводит к возникновению градиента электронной температуры $\nabla_z \theta$ в 2D каналах. Если магнитное поле \mathbf{H} направить перпендикулярно плоскости 2D канала, а следовательно, и градиенту электронной температуры, то в направлении, перпендикулярном $\nabla_z \theta$ и \mathbf{H} , возникает фототермомагнитное поле E_y и соответствующая ей эдс [22]. По физической сути это эффект Нернста–Эттинсгаузена на горячих электронах. Как и в случае с осцилляциями ШдГ, случайная ориентация каналов в плоскости Oxy (угол φ на рис. 4) приводит к уменьшению амплитуды осцилляций в $\sqrt{2\pi\varepsilon_F/\hbar\omega_c}$ раз. Осцилляции ФТМ эдс имеют ту же природу, что и осцилляции ШдГ. Однако в отличие от последних ФТМ эдс не имеет постоянной составляющей (при $H = 0$ ФТМ эдс также равна 0). Поэтому ФТМ эффект является более чувствительным методом исследования электронных свойств кристалла.

Исследуемый тонкий образец $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, вырезанный из шайбы с $x = 0.185$, помещался в волновод таким образом, чтобы волновой вектор электромагнитной волны \mathbf{K} был направлен перпендикулярно поверхности тонкого слоя (см. рис. 4). Частота падающего излучения $f = 136$ ГГц, мощность $P \simeq 10$ мВт. Образец облучался в импульсном режиме, чтобы избежать разогрева кристаллической решетки образца. На рис. 6 приведена зависимость величины сигнала фототермомагнитной эдс $V_p = E_y l$ от магнитного поля (где l — длина образца). Осцилляции V_p имеют типичный вид для 2D систем, у которых электроны заполняют несколько подзон. Теоретический анализ фототермомагнитного эффекта (Нернста–

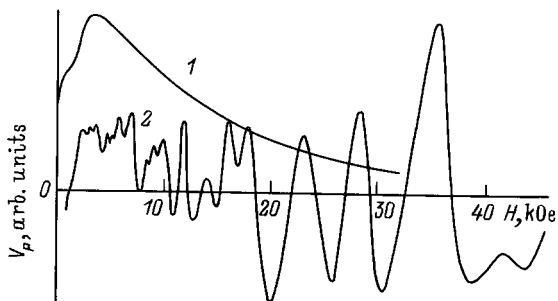


Рис. 6. Зависимость величины фототермомагнитной эдс V_p от величины магнитного поля H для образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$: 1 — массивного, 2 — тонкого слоя с 2D каналами. Толщина слоя 65 мкм, $x = 0.185$, $T = 4.2$ К.

Эттинсгаузена) показывает [18], что осцилляции V_p определяются осцилляциями производной по энергии Ферми от плотности состояний 2D газа в магнитном поле $V_p \sim dg/\partial\varepsilon_F \approx g_0 \sin(2\pi\varepsilon_F/\hbar\omega_c)$. В отличие от кривой 2 на рис. 3 осцилляции V_p на рис. 6 более информативны, что позволяет определить концентрации электронов во всех подзонах. Используя формулу (2), находим концентрации электронов в 2D каналах в основной и трех возбужденных подзонах: $n_g = 0.7n_s$, $n_1 = 0.19n_s$, $n_2 = 0.07n_s$, $n_3 = 0.04n_s$, где $n_s = 2.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ — полная поверхностная плотность электронов.

Таким образом, существование 2D каналов подтверждается независимым способом по исследованию ФТМ эдс.

5. 3D каналы на границах блоков

В более совершенных кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ наблюдается не только меньшее количество малоугловых границ, но и уменьшается угол разориентации соседних блоков. Глубина потенциальной ямы, определяющая характер локализации электронов на границе блоков, зависит от многих параметров, которые характеризуют дислокационную структуру границы и соответствующую ей атмосферу Коттрелла [23]. Однако основным параметром является величина угла разориентации соседних блоков, которые образуют границу. Глубина и ширина потенциальной ямы увеличивается при увеличении угла разориентации блоков [12]. В связи с этим будет возникать разброс параметров потенциальных ям. Это приводит, во-первых, к размытию осцилляций ШдГ в 2D каналах и, во-вторых, при малых углах разориентации (наиболее совершенные кристаллы) глубины потенциальных ям могут оказаться недостаточными для образования 2D газа. В этом случае вдоль границ блоков будут возникать обогащенные объемные каналы проводимости. Ширина канала зависит от концентрации основных носителей полупроводника, угла разориентации блоков, степени заполнения ненасыщенных связей краевых дислокаций, которые образуют границы блоков. В связи с тем что линейная плотность ненасыщенных связей дислокаций значительно превышает плотность доноров на единицу длины N_D , ширина ямы может достигать размера блока [15].

Таким образом, в более совершенных кристаллах носители заряда будут скапливаться в ямах потенциального рельефа (3D каналах), образуя неоднородную проводящую среду. Как и в случае с 2D каналами, следует ожидать возникновения своеобразного классического размерного эффекта магнитосопротивления при уменьшении толщины образца до размеров, меньших среднего размера блоков. Действительно, для массивных образцов величина поперечного магнитосопротивления не зависит от ориентации магнитного поля \mathbf{H} в плоскости, перпендикулярной к току. При уменьшении толщины образца до размеров, меньших среднего размера блока, возникает

анизотропия магнитосопротивления (см. рис. 7). Это обусловлено тем, что изотропный трехмерный проводящий кластер переходит в двумерный в тонком образце. При ориентации \mathbf{H} перпендикулярно к плоскости тонкого слоя магнитное поле будет направлено перпендикулярно к току на всех участках его протекания, т.е. везде $\mathbf{H} \perp \mathbf{J}$. Если же \mathbf{H} ориентировать параллельно плоскости слоя, то при равновероятном распределении направлений границ блоков в плоскости пленки, приблизительно на половине пути протекания тока реализуется случай $\mathbf{H} \perp \mathbf{J}$, а на другой половине — $\mathbf{H} \parallel \mathbf{J}$. Поэтому в сильных магнитных полях, $\omega_c \tau \gg 1$, будет иметь место анизотропия магнитосопротивления $\Delta \rho_{\perp} / \Delta \rho_{\parallel} \approx 2$, что и реализуется в эксперименте (рис. 7, кривые 1 и 2).

Следует подчеркнуть, что объемные каналы, которые формируются вдоль дислокационных стенок (границ блоков), обладают собственной анизотропией проводимости при прохождении тока вдоль и поперек дислокационной стенки [12]. На рис. 4 на участке DD' изображен обогащенный объемный канал. Анизотропия проводимости обусловлена неоднородной структурой канала. Дислокационная стенка DD' разделяет канал на две симметричные части в направлении вектора \mathbf{n} (нормали к поверхности канала). Такая структура канала приводит к тому, что в плоскости, перпендикулярной \mathbf{n} , свойства канала изотропны, а вдоль \mathbf{n} канал сильно неоднороден, вследствие неоднородного распределения потенциала в этом направлении. Причем при движении вдоль \mathbf{n} электрон пересекает дислокационную стенку. Отмеченная неоднородность канала приводит к анизотропии времени релаксации при движении электрона вдоль и поперек дислокационной стенки (ДС). Время релаксации τ_{\perp} при движении электрона перпендикулярно ДС меньше времени релаксации τ_{\parallel} при движении электрона вдоль

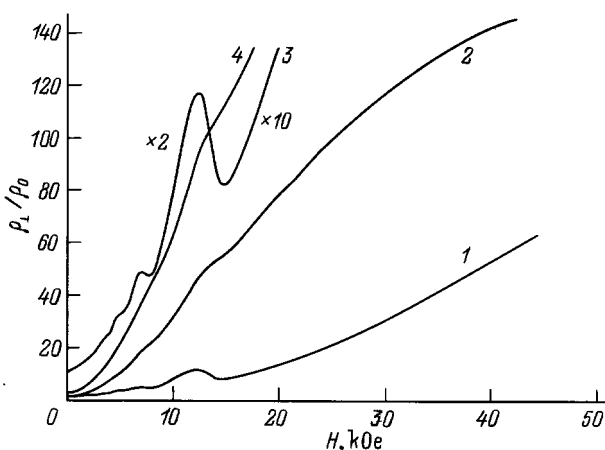


Рис. 7. Зависимость величины поперечного магнитосопротивления ρ_{\perp} от магнитного поля H для тонкого слоя $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с 3D каналами при ориентациях магнитного поля \mathbf{H} относительно направления нормали \mathbf{n} к плоскости слоя: 1, 3 — $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$; 2, 4 — $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$. Кривые 3 и 4 — начальные участки зависимостей 1 и 2 соответственно. Толщина слоя 100 мкм, $x = 0.13$, $n = 2.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $m = 5.4 \cdot 10^{-2} m_0$, $T = 4.2 \text{ K}$.

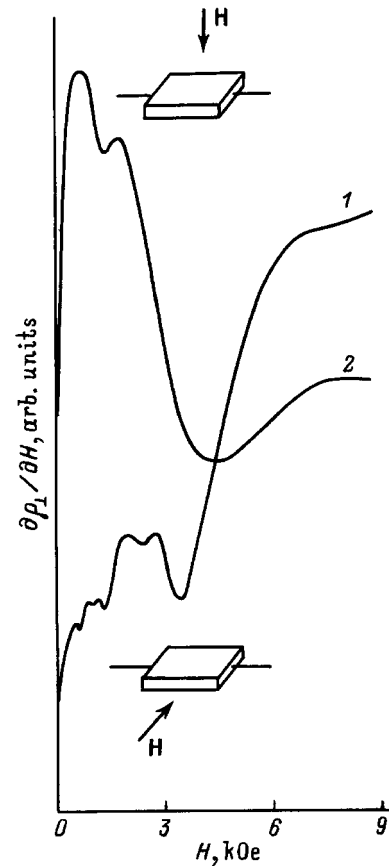


Рис. 8. Анизотропия осцилляций Шубникова–де-Гааза в тонком слое $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с 3D каналами при ориентациях магнитного поля \mathbf{H} относительно нормали \mathbf{n} к плоскости слоя: 1 — $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$; 2 — $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$. Толщина слоя 30 мкм, $x = 0.14$, $n = 5.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $m = 4 \cdot 10^{-3} m_0$, $\mu \approx 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $T = 4.2 \text{ K}$.

ДС [24]. Эта анизотропия τ проявляется в разных значениях температуры Дингла, определяющей разное размытие осцилляций ШДГ в рассматриваемых двух случаях ориентации магнитного поля $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$, что хорошо видно при сравнении кривых 3 и 4 на рис. 7 и кривых 1 и 2 на рис. 8.

6. Заключение

Проведенные исследования показывают, что в мозаичных кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ) проводимость складывается из объемной проводимости p - или n -типа и дополнительной электронной двумерной или объемной проводимости по границам блоков. При гелиевых температурах в сильных магнитных полях объемная электронная проводимость может быть значительно уменьшена. В кристаллах с объемной концентрацией $n \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в полях $H > 1 \text{ кЭ}$ наступает локализация электронов в ямах флуктуационного потенциала [25]. В этом случае проводимость будет осуществляться в основном по

двумерным или объемным электронным каналам вдоль границ блоков. В массивном образце такая структура из проводящих каналов является изотропной относительно направления магнитного поля в плоскости, перпендикулярной току. В образце с толщиной меньше среднего размера блоков возникает анизотропия кинетических и высокочастотных свойств при изменении направления магнитного поля.

В заключение отметим, что каналы проводимости на границах блоков могут существенно влиять не только на кинетические свойства кристаллов КРТ, но и на другие свойства, например фотоэлектрические. В частности, укажем на работы по изучению времени релаксации фотопроводимости в КРТ. Как отмечалось в [17,26], помимо обычного характерного времени релаксации τ_0 наблюдались фотоэлектроны, время жизни которых в 100 раз больше τ_0 . По всей видимости, такие переходы могут быть связаны с фотоэлектронами, которые попали в 2D яму и затем туннелируют в валентную зону (рекомбинируют), преодолевая значительный потенциальный барьер порядка ε_g , как это показано на рис. 2, *b* волнистой линией. Этот барьер и является фактором, значительно увеличивающим время рекомбинации фотоэлектронов.

Авторы выражают благодарность Э. Тальянскому за приготовление образцов и участие в исследовании их структуры.

Список литературы

- [1] *Полупроводники с узкой запрещенной зоной и их применение* (М., Мир, 1969).
- [2] R. Dornhaus, G. Nimtz. Springer Tracts in Mod. Phys., **98**, 119 (1983).
- [3] I.M. Tsidilkovski, G.I. Harus, N.G. Shelushina. Adv. Phys., **34**, 43 (1985).
- [4] Л.А. Бовина, В.И. Стафеев. В кн.: *Физика соединений $A^{IV}B^V$* , под ред. А.Н. Георгобиани, М.К. Шейнкмана (М., Наука, 1986) с. 246.
- [5] В.И. Иванов-Омский, Б.И. Иванов, В.К. Огородников, К.П. Смекалова. *Тр. 1-го Всес. симп. по узкощелевым полупроводникам и полуметаллам* (Львов, ЛГУ, 1975) ч. 3, с. 47.
- [6] А.И. Елизаров, В.И. Иванов-Омский, В.И. Корниаш, В.А. Петряков. ФТП, **18**, 201 (1984).
- [7] V. Ivanov-Omskii, N. Berchenko, A. Elizarov. Phys. St. Sol. (a), **103**, 11 (1987).
- [8] В.А. Погребняк, Д.Д. Халамейда, В.М. Яковенко. Письма ЖЭТФ, **46**, 167 (1987).
- [9] М.Г. Мильвидский, В.Б. Освенский. *Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников* (М., Металлургия, 1984).
- [10] K. Shinohara, R. Ueda, O.Ohtsuki, I. Ueda. Japan. J. Appl. Phys., **11**, 273 (1972).
- [11] R. Triboulet. Rev. Phys. Appl., **12**, 123 (1977).
- [12] Г. Матаре. *Электроника дефектов в полупроводниках* (М., Мир, 1974). [Пер. с англ.: H.F. Matare. *Defect Electronics in Semiconductors* (Wiley-Intersci. Publ., N.Y. e.a., 1971)].
- [13] J. Hirth, H. Ehrenreich. J. Vac. Sci. Technol. A, **3**, 367 (1985).
- [14] С.Г. Гасан-заде, Е.А. Сальков, Г.А. Шепельский. ФТП, **17**, 1913 (1983).
- [15] H.F. Matare. J. Appl. Phys., **56**, 2605 (1984).
- [16] Б.М. Вул, Э.И. Заварицкая. ЖЭТФ, **76**, 1089 (1979).
- [17] Н.Л. Баженов, В.И. Иванов-Омский, В.К. Огородников. ФТП, **18**, 1458 (1984).
- [18] V.A. Pogrebnyak, D. Khalameida, V. Yakovenko. Sol. St. Comm., **68**, 811 (1988).
- [19] Д. Шенберг. *Магнитные осцилляции в металлах* (М., Мир, 1986). [Пер. с англ.: D. Shoenberg. *Magnetic oscillations in metals* (Cambridge Univ. Press., London, e.a., 1984)].
- [20] А.И. Елизаров, В.И. Иванов-Омский, К.Р. Курбанов. Письма ЖТФ, **7**, 1089 (1981).
- [21] Б.И. Шкловский, А.А. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М.: Наука, 1979) с. 166.
- [22] А.Н. Выставкин, Ш.М. Коган, Т.М. Лифшиц, П.Г. Мельник. Радиотехника и электроника, **8**, 999 (1963).
- [23] А.Х. Коттрелл. *Дислокации и пластическое течение в металлах* (М., Металлургиздат, 1968). [Пер. с англ.: A. Cottrell. *Dislocation and Plastic Flow in Crystals* (Clarendon Press, Oxford, 1951)].
- [24] П.Н. Горлей, Л.А. Корачевцева, К.Р. Курбанов, Н.Я. Кушнир, Э.А. Маловичко. УФЖ, **38**, 1067 (1993).
- [25] И.М. Цидильковский. УФН, **152**, 583 (1987).
- [26] С.Г. Гасан-заде, И.П. Жадько, Э.А. Зинченко, В.А. Романов, Е.А. Сальков, Г.А. Шепельский. ФТП, **23**, 85 (1989).

Редактор Т.А. Полянская

2D and 3D block boundary conduction channels in (CdHg)Te mosaic crystals

V.A. Pogrebnyak, I.M. Rarenko*, D.D. Khalameida, V.M. Yakovenko

Institute of Radiophysics and Electronics
of the National Academy of Sciences,
310085 Kharkov, Ukraine
*Chernovtsy State University,
274012 Chernovtsy, Ukraine

Abstract The experiments reveal an additional electron conductivity along block boundaries in mosaic single crystals $Cd_xHg_{1-x}Te$ (MCT) of *n*-type. One group of samples displays a two-dimensional block boundary conductivity, another group of more perfect samples displays a bulk block boundary conductivity. By the Shubnikov-de Haas oscillation analysis parameters of 2D and 3D-channels have been determined: electron concentrations, cyclotron masses, relaxation times and mobilities. In the high magnetic field and at the helium temperature the current mainly flows through the framework formed by randomly oriented block boundary channels. The resistance of such framework of 2D channels in the sample of $6 \times 1.5 \times 0.5 \text{ mm}^3$ dimensions approximately equal 110 Ohm and it weakly depends on the temperature.

Fax:(0572)44115(Pogrebnyak)

E-mail:pogrebnyak@ire.kharkov.ua(Pogrebnyak)