

УДК 621.315.592

© 1991

НЕЛИНЕЙНАЯ ПЕРКОЛЯЦИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В ДИСЛОКАЦИОННОМ СУЛЬФИДЕ КАДМИЯ

О. Ф. Вывенко, А. В. Тульев

Исследованы температурные, полевые и частотные зависимости электропроводности (ЭП) образцов сульфида кадмия, пластически деформированных в призматической системе скольжения. Установлено, что условием возникновения в таких образцах резкой анизотропии ЭП, достигающей фактора 10^9 при $T=200$ К, о наблюдении которой ранее неоднократно сообщалось, является оптимальный уровень исходного легирования мелкими донорами $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$. В направлении наименьшей ЭП (\perp оси ϵ) энергия активации температурной зависимости ЭП уменьшается с понижением температуры, частотная зависимость ЭП имеет вид $\sigma \sim \omega^{0.7}$, вольт-амперная характеристика нелинейна уже при аномально малых значениях электрического поля $E \sim 0.1$ – 1 В/см и аппроксимируется законом $\lg I \sim \sqrt{E}$. В направлении наибольшей ЭП (\parallel оси ϵ) сохраняются свойства ЭП недеформированного материала. Полученные результаты интерпретируются на основании теории неоднородных полупроводников и модели дислокационного электрически анизотропного образца CdS как сетки сопротивлений, составленной из барьеров контактирующих ридовских цилиндров соседних дислокаций в плоскостях скольжения, узлами которой являются каналы материала с исходной проводимостью, образованные в результате пересечения таких плоскостей.

Образцы сульфида кадмия, пластически деформированные в призматической системе скольжения, обладают в ряде случаев [1–4] резкой анизотропией электропроводности (ЭП), достигающей фактора 10^9 при $T=200$ К. Первоначально [1] это явление связывалось с повышенной ЭП вдоль ядер дислокаций, однако впоследствии [2–4] было установлено, что температурная зависимость в направлении наибольшей ЭП совпадает с таковой исходного материала, что привело к выводу о существовании в таких образцах каналов с исходной проводимостью, окруженных компенсированными дислокациями областями.

В наших экспериментах [3, 4] направление каналов с исходной ЭП совпадало с направлением оси ϵ гексагональных кристаллов CdS. В перпендикулярных им направлениях температурная зависимость ЭП анизотропно-проводящих образцов имела активационный характер, причем энергия активации уменьшалась с понижением температуры. Происхождения такого вида зависимости, однако, установлено не было. В этих направлениях, очевидно, электронный потенциал в кристалле сильно промодулирован по координате и поэтому зонная ЭП должна иметь перколяционный характер. С другой стороны, указанный вид температурной зависимости может быть результатом как повышенной ЭП по винтовым дислокациям, наличие которой было подтверждено в работе [5], так и прыжковой проводимости [6].

Выяснение механизма ЭП в этом случае и составило цель настоящей работы. В ней представлены результаты измерений температурных, полевых и частотных зависимостей ЭП серии образцов различной исходной ЭП в зависимости от степени их деформации. Из анализа полученных результатов следует, что ЭП анизотропно-проводящих образцов в поперечных «проводящим» направлениях имеет нелинейный перколяционный характер и хорошо описывается формулами теории неоднородных полу-

проводников. Указанные образцы могут служить модельным объектом для изучения свойств неоднородных полупроводников с управляемой деформацией или освещением и контролируемой измерениями анизотропии ЭП степенью неоднородности.

1. Образцы и методика измерений

Основные результаты были получены на образцах, выращенных из газовой фазы с концентрацией нескомпенсированных доноров, определенной из измерений эффекта Холла и CV -характеристик Au—CdS Шоттки-

диодов $n=3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, которые, как было установлено нами ранее [3, 4], после пластической деформации обладают резкой анизотропией ЭП. Для сравнения были проведены измерения на кристаллах с $n=10^{14}$ и $1.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Все кристаллы были выращены из одного и того же исходного материала, но при различных парциальных давлениях паров серы, и тем самым различия в свойствах пластически деформированных образцов, описанные ниже, можно

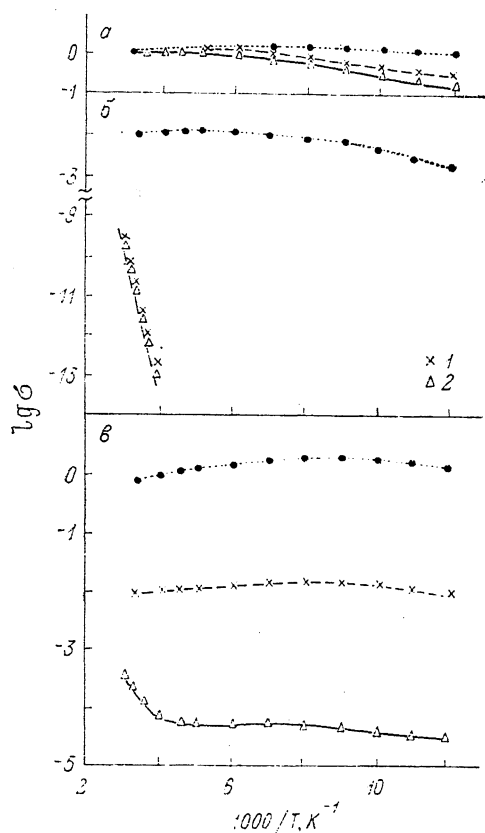


Рис. 1. Температурная зависимость электропроводности исходных (пунктир) и пластически деформированных образцов CdS в направлениях $[0001]$ (1) и $[1\bar{2}10]$ (2). Исходная концентрация свободных электронов при комнатной температуре $1.2 \cdot 10^{17}$ (а), $3 \cdot 10^{16}$ (б), 10^{14} см^{-3} (в).

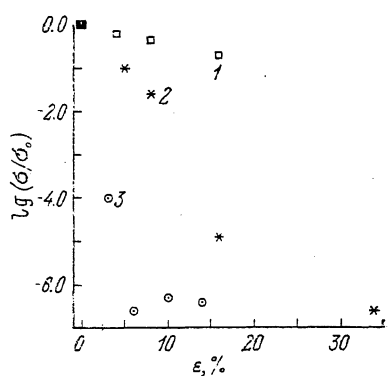


Рис. 2. Изменение электропроводности образцов CdS в направлении $[1\bar{2}10]$ с ростом пластической деформации.

1 — $1.2 \cdot 10^{17}$ (77 К), 2 — $3 \cdot 10^{16}$ (77 К), 3 — 10^{14} см^{-3} (290 К).

считать обусловленными только различиями в величинах n . Плотность ростовых дислокаций не превышала $10^3-10^4 \text{ см}^{-2}$. Пластическая деформация производилась одноосным сжатием образцов, имевших форму прямоугольных параллелепипедов, размерами $3 \times 3.5 \times 5.0 \text{ мм}$, ориентированных в направлениях $[0001]$, $[2\bar{1}30]$, $[4\bar{5}10]$ соответственно. Большинство образцов было сдеформировано при температуре около 100°C , при которой удавалось без разрушения достигать степени пластической деформации $\epsilon \approx 12-16\%$. Для достижения $\epsilon \approx 30-35\%$ температура деформации повышалась до 400°C . Контрольные образцы не изменяли своих свойств при всех термических воздействиях, которые сопровождали процесс пластической деформации. Из деформированных образцов вырезалась

центральная, наиболее однородно-деформированная, часть с поверхностями (0001), (1210), (1010), на которые поочередно наплавлялись пары индиевых контактов. Качество контактов контролировалось измерениями распределений потенциала между ними, а также сигнала фотопроводимости при сканировании световой полоской по образцу. Перед проведением электрофизических измерений все исследованные образцы нагревались в темноте до температуры 350—400 К для гашения остаточной проводимости. Другие подробности приготовления образцов и процесса измерения можно найти в [4].

2. Температурные зависимости ЭП

На рис. 1 приведены температурные зависимости ЭП исходных и пластически деформированных до примерно одной степени образцов всех трех упомянутых выше сортов, полученные в малых полях, при которых

ВАХ всех образцов были линейными. ЭП всех исходных кристаллов была изотропной и слабо зависела от температуры. Особенностью последней является наличие участка роста ЭП с понижением температуры, который обусловлен температурной зависимостью холловской подвижности носителей заряда $\mu \sim T^{-1.8}$.

Для самых низкоомных образцов (рис. 1, а) эффект пластической деформации был незначительным и состоял в основном в уменьшении холловской подвижности. Уменьшение ЭП с ростом пластической деформации было почти линейным (рис. 2). ЭП, измеренная вдоль оси с — продольная ЭП, — была, как видно, несколько выше, чем поперечная (т. е. измеренная в перпендикулярных оси с направлениях), од-

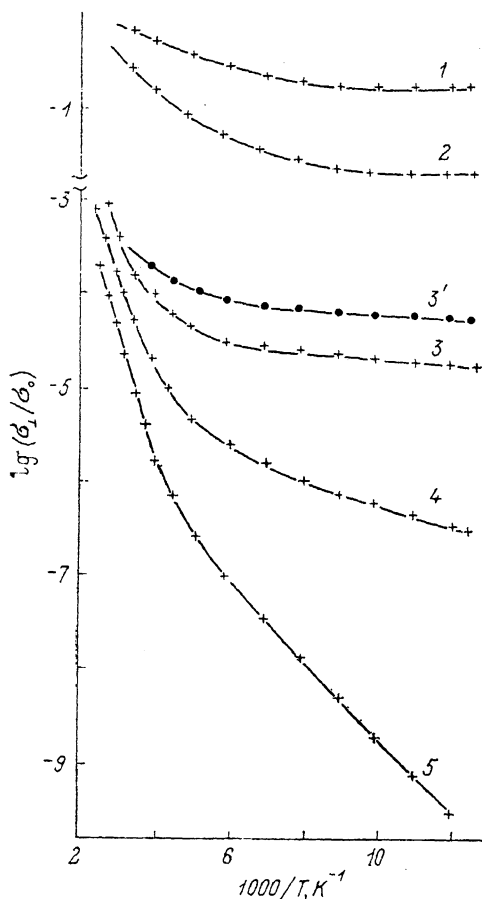


Рис. 3. Температурная зависимость поперечной (вдоль {1210}) ЭП пластически деформированных образцов CdS с $n_{всх} = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Степень деформации: 1 — 4, 2 — 8, 3 — 16, 4 — 34, 5 — 34 % с толщиной, уменьшенной до 0.5 мм; 3' — то же, что и 3, но измерена на нелинейном участке ВАХ.

нако качественного различия вида температурной зависимости по сравнению с исходной обнаружено не было даже для самых больших степеней деформации.

В образцах с $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1, б) ЭП приобретала активационный характер, начиная с самых малых степеней деформации. Энергия активации возрастала с ростом степени деформации и по достижении $\epsilon \approx 3\%$ достигала своего предельного значения, которое составляло 0.7—0.8 эВ. При больших степенях деформации ни дальнейшего уменьшения ЭП образцов, ни изменения энергии активации не происходило (рис. 2). Образцы с $\epsilon \leq 3\%$ обнаруживали отчетливую анизотропию ЭП. Про-

доляная ЭП таких образцов была всегда больше, а ее энергия активации меньше, чем поперечная. Уменьшение энергии активации при понижении температуры было зарегистрировано только в наименее деформированном образце ($\epsilon \sim 0.5 \div 1\%$) после отжига при $T=400^\circ\text{C}$, который приводил к уменьшению компенсирующего действия дислокаций.

Образцы с промежуточной концентрацией свободных носителей при малых ($\epsilon \leq 3\%$) степенях деформации вели себя подобно самым низкоомным, т. е. качественного изменения вида температурной зависимости как продольной, так и поперечной ЭП по сравнению с исходной не происходило. При больших степенях деформации ЭП вдоль оси с продолжала уменьшаться без изменения вида ТЗ, а на кривой ЭП, снятой перпендикулярно оси с, появлялся активационный участок в области высоких температур (рис. 1, в). Как результат ЭП таких образцов была резко анизотропной. Для того чтобы уточнить поведение ЭП в области низких температур без учета вклада подвижности, на рис. 3 приведены температурные зависимости отношения σ_1/σ_0 (σ_0 — ЭП исходных образцов). Как видно из этого рисунка, достаточно малых степеней деформации сохраняется вид исходной температурной зависимости. При больших ϵ ТЗ и в низкотемпературной части имеет активационный характер со значением ΔE , в несколько раз меньшим, чем в высокотемпературной области. С ростом ϵ энергия активации на обоих участках возрастала, однако наибольшее из зарегистрированных значений для образцов этого сорта (0.3 эВ) было значительно меньше максимального для образцов предыдущего типа.

Эдс Холла среднеомных и наиболее высокоомных образцов резко падала с ростом степени деформации и оказывалась ниже чувствительности аппаратуры одновременно с появлением активационного участка на температурной зависимости ЭП.

3. ВАХ и частотные зависимости

Прежде всего было обнаружено, что в образцах исходной средней омности со степенью деформации более 10% отклонение ВАХ от линейного закона наступает уже при аномально малых напряженностях приложенного электрического поля, таких, как 0.1—1 В/см. Нелинейность ВАХ наблюдалась только в направлениях, перпендикулярных оси с, и возрастала с понижением температуры. Кроме того, при подаче на образец ступенек напряжения, превышающих по величине линейный участок ВАХ, становились заметными переходные процессы — ток после включения напряжения достигал вначале своего максимального значения, а затем спадал. Времена достижения стационарного значения тока при азотной температуре были порядка нескольких минут. Поэтому образец можно характеризовать двумя ВАХ — дорелаксационной и послерелаксационной. Качественно вид обеих ВАХ совпадал, и в дальнейшем речь будет идти о значениях тока, измеренных непосредственно после включения напряжения.

В двойном логарифмическом масштабе измеренные таким образом ВАХ состояли из линейного и двух сверхлинейных участков. Участок, непосредственно следующий за линейным, имел наибольший показатель α степени в зависимости $I \sim U^\alpha$. С ростом степени деформации образцов значения напряженностей поля, соответствующих изломам ВАХ, уменьшались, причем это уменьшение происходило быстрее для второго излома. Как следствие, интервал полей, в котором наблюдался наибольший показатель α , уменьшался. Показатели α обоих нелинейных участков имели тенденцию к росту с увеличением степени деформации и достигали значений 2.8 и 1.7 для образца с $\epsilon=16\%$ при температуре жидкого азота. Повышение температуры приводило к уменьшению показателей степени нелинейности. Энергия активации температурной зависимости поперечной ЭП, измеренная при напряжениях, соответствующих сверхлинейному участку ВАХ, была меньше по сравнению с измеренной при малых напряжениях (рис. 3, кривая 3').

В этих же образцах поперечная ЭП оказалась зависящей от частоты приложенного напряжения (рис. 4). Для частот, больших $\sim 10^3$ Гц, и температур ниже 200 К зависимость ЭП от частоты имела степенной вид $\sigma \sim \omega^{0.7}$ (рис. 5).

При протекании тока вдоль оси с ВАХ таких образцов были линейными и частотная зависимость отсутствовала независимо от степени их пластической деформации.

Измерения на других деформированных образцах показали, что имеется четкая корреляция между анизотропией и нелинейностью ЭП — в дислокационных образцах, у которых максимальное отношение ЭП в разных направлениях было меньше десяти, нелинейные свойства не проявлялись. ВАХ были линейными, и частотная зависимость ЭП отсутствовала для

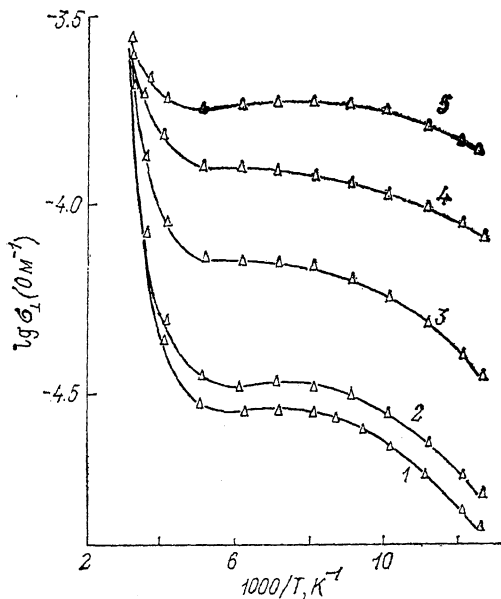


Рис. 4. Температурная зависимость поперечной ЭП образца, деформированного на 16 %, на переменном токе.

Частота тестирующего сигнала (кГц): 1 — 1, 2 — 3, 3 — 10, 4 — 30, 5 — 100.

дислокационных образцах, у которых максимальное отношение ЭП в разных направлениях было меньше десяти, нелинейные свойства не проявлялись. ВАХ были линейными, и частотная зависимость ЭП отсутствовала для

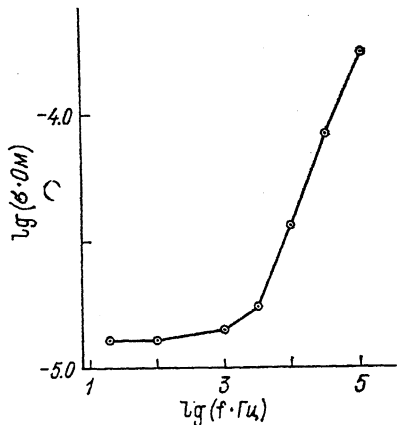


Рис. 5. Частотная зависимость образца с $\epsilon=16$ % при температуре 77 К.

образцов с $n=10^{17}$ см⁻³ при любых степенях деформации и во всех направлениях как при комнатной, так и при азотной температурах. Такими же свойствами обладали образцы с $n=10^{14}$ см⁻³, с деформированные более чем на 3 %, ЭП которых, как отмечалось, испытывала наибольшие изменения при введении дислокаций, но была также практически изотропна. У образцов этой серии отклонение ВАХ от линейного закона было обнаружено только на образцах с минимальной степенью деформации. Эта нелинейность усиливалась после отжига таких образцов при температуре 400°, в результате которого, как уже отмечалось, анизотропия ЭП возрастала и на температурной зависимости поперечной ЭП появлялся излом.

4. Электрическая неоднородность дислокационных образцов CdS

и структурное происхождение анизотропии ЭП

Неизменность величины и вида ЭП для образцов с $n=10^{14}$ см⁻³ при степенях деформации свыше 3 % показывает, что все электроны с доноров находятся в них на дислокационных состояниях. Такое поведение возможно только в том случае, если среднее число дислокационных состояний в единице объема N_{d_s} больше концентрации нескомпенсированной легирующей примеси N_{D-A} ($N_{d_s} > N_{D-A}$). В этом случае температурная зависимость ЭП обусловлена термическим выбросом носителей заряда с дис-

локационных уровней в зону проводимости, а энергия активации процесса соответствует глубине залегания последних (0.7—0.8 эВ). В этих образцах, следовательно, реализуются наилучшие условия для наблюдения при низких температурах ЭП по зоне дислокационных состояний или ЭП прыжкового типа. Однако проявлений таких механизмов не обнаружено.

С другой стороны, сохранение качественного вида температурной зависимости ЭП после деформации в образцах с $n = 1.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ свидетельствует, что вне окружающих дислокации областей объемного заряда сохраняется связанная область с исходной проводимостью, т. е. для них выполняется условие $N_{ds} < N_{D-A}$. Следовательно, условием появления уменьшения энергии активации с понижением температуры, нелинейности и анизотропии ЭП пластически деформированных образцов является близость значений N_{ds} и N_{D-A} .

Условие $N_{ds} \sim N_{D-A}$ эквивалентно условию близости величин удвоенного радиуса Рида $2R$ среднему междислокационному расстоянию D ($R = \sqrt{\rho/\pi N_{D-A}}$, ρ — линейная плотность захваченного заряда на дислокации). При выполнении последней система [компенсированных цилиндров, вставленных в исходный материал, находится вблизи порога протекания, а ее ЭП становится, как это следует из общих представлений теории фазовых переходов, чрезвычайно чувствительной к вариациям D по образцу.

Анизотропия ЭП дислокационных образцов, как уже отмечалось, обусловлена существованием в них каналов с исходной ЭП. В работах [2, 4] предполагалось, что такие каналы расположены между компенсированными цилиндрами леса хаотически распределенных прямолинейных параллельных дислокаций. В этой модели, однако, не удается объяснить тот факт, что направление проводящих каналов, зарегистрированное в различных работах, различается на 90° (вдоль оси c в наших работах и ей перпендикулярно в работе Дёдингга и Лабуша [3]). Кроме того, в такой модели интервал плотностей дислокаций, при которых возможна анизотропия ЭП, как показывают простые оценки, не должен превышать примерно двукратного изменения плотности дислокаций, в то время как и в наших экспериментах, и в работе [2] анизотропной ЭП обладали образцы со степенью деформации от нескольких до нескольких десятков процентов. Указанные противоречия удается объяснить на основании результатов электронно-микроскопических исследований дислокационной структуры, проведенных недавно Маедой с сотр. [7]. В этой работе было установлено, что в деформированных в призматической системе скольжения образцах дислокации преимущественно сосредоточены в плоскостях скольжения, которые разделены промежутками, большими, чем средние междислокационные в последних. Кроме того, наряду с призматическими полосами скольжения было обнаружено также некоторое количество базисных полос, присутствие которых не следует из простого геометрического рассмотрения процесса скольжения в образцах использованной ориентации. В этой же работе было установлено, что при утонении деформированных образцов направление наибольшей ЭП, первоначально совпадавшее с направлением [1210], изменялось на направление [0001]. Тем самым различные направления наибольшей ЭП анизотропных образцов, зарегистрированные в различных работах, могут быть объяснены наличием или отсутствием «паразитных» базисных полос скольжения.

В призматической системе кристаллов типа вюрцита наборы кристаллографически эквивалентных плоскостей скольжения пересекаются по параллельным оси шестого порядка прямым, и электрическую структуру дислокационных анизотропно-проводящих образцов CdS можно представить как набор пересекающихся высокоомных дислокационных плоскостей, вставленных в материал с исходной ЭП. Проводящие каналы в такой структуре будут возникать, если $2R < \langle D_{sp} \rangle$ — среднего расстояния между дислокационными плоскостями, но $2R > \langle D \rangle$ в таких плоскостях.

Результаты экспериментальных исследований плотных (т. е. для ко-

торых выполняется условие $2R > D$) дислокационных рядов в Si показывают [8], что их ЭП аналогична границам зерен. Температурная зависимость ЭП определяется активацией электронов с дислокационных уровней, а ВАХ имеет участок насыщения, соответствующий увеличению заполнения последних под действием электрического поля. Уменьшение энергии активации ЭП в наших образцах указывает на неоднородность распределения электрического сопротивления дислокационных плоскостей. Этот вывод согласуется с данными структурных исследований [7, 9], согласно которым дислокации в плоскостях скольжения образуют сложные переплетения с широким распределением междислокационных расстояний D . В области контакта ридовских цилиндров соседних дислокаций образуется барьер, величина которого почти квадратично растет при уменьшении D [10]. ЭП каждого из таких барьеров нелинейна и аналогична ЭП границ зерен [11]. Поэтому поперечная ЭП при низкой температуре определяется траекториями, проходящими между парами соседних дислокаций в плоскостях с максимальными D .

Таким образом, мы приходим к модели электрически анизотропного образца как сетки сопротивлений, составленной из барьеров контактирующих ридовских цилиндров соседних дислокаций в плоскостях скольжения, узлами которой являются каналы материала с исходной проводимостью, образованные в результате пересечения таких плоскостей. Эта модель, очевидно, качественно объясняет все особенности поперечной ЭП, установленные в настоящей работе, поскольку они аналогичны свойствам прыжковой ЭП в легированных полупроводниках [12] и свойствам поликристаллов с межгранульными барьерами [13, 14], для объяснения которых она применялась ранее. В следующих параграфах мы рассмотрим, какие дополнительные выводы можно сделать из анализа экспериментальных результатов на основании этой модели.

5. Анализ экспериментальных данных в модели сетки нелинейных сопротивлений

Задача об ЭП сетки случайных сопротивлений хорошо изучена методами теории эффективной среды и теории протекания. Одним из результатов теории является скейлинговое поведение ЭП вблизи порога протекания [15].

Согласно рис. 3, поперечная ЭП σ_{\perp} может быть представлена в виде суммы двух членов

$$\sigma_{\perp} = S_{\text{н}}\sigma_0 \exp(-\Delta E_{\text{н}}/kT) + S_{\text{в}}\sigma_0 \exp(-\Delta E_{\text{в}}/kT), \quad (1)$$

где $S_{\text{н, в}}$ — значения отношения σ_{\perp}/σ_0 при $1/T \rightarrow 0$, а индексы «н» и «в» относятся соответственно к низкотемпературной и высокотемпературной ЭП. Поскольку показатели экспонент сильно различаются, то при низкой температуре можно рассматривать образцы как смесь «проводящей» и «непроводящей» фаз. При этом, учитывая, что $S_{\text{н}} \ll 1$, доля «проводящей» фазы Δx мала и система находится вблизи фазового перехода металл—изолятор. Следовательно, можно ожидать выполнения скейлингового соотношения между $S_{\text{н}}$ и Δx

$$S_{\text{н}} \sim \Delta x^t, \quad (2)$$

где $t=1.33$ для двумерного, $t=1.8$ для трехмерного случаев.

«Проводящая» фаза в образцах с резкой анизотропией ЭП сосредоточена главным образом в междислокационных каналах, которые и определяют величину продольной ЭП. В первом приближении величину продольной ЭП в единицах исходной ЭП $S_{\parallel} = \sigma_{\parallel}/\sigma_0$ можно считать пропорциональной объемной доле «проводящей» фазы $S \sim \Delta x$. Отсюда

$$S_{\text{н}} \sim S_{\parallel}^t \quad (3)$$

и появляется возможность проверки соотношения (2) непосредственно из данных измерения ЭП в различных направлениях.

На рис. 6 в двойном логарифмическом масштабе приведены данные для всех исследованных анизотропных образцов. Как видно из этого рисунка, разброс точек довольно велик, однако в целом данные довольно хорошо укладываются на прямую, соответствующую показателю $t=1.8$, которое совпадает с его теоретическим значением для трехмерного случая. На первый взгляд этот результат не согласуется с предложенной моделью, согласно которой узлами сетки сопротивлений являются проводящие каналы, и, стало быть, ее размерность должна быть ближе к двум. Причиной подобного поведения, с нашей точки зрения, является то, что при приложении разности потенциалов в поперечном направлении при низких температурах значительная часть токовых траекторий располагается в продольном направлении и сопротивление проводящих каналов дает заметный вклад в величину поперечной ЭП. Такая ситуация возможна

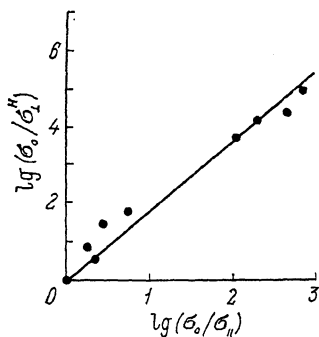


Рис. 6. Зависимость логарифма низкотемпературной составляющей поперечной ЭП от логарифма продольной ЭП деформированных образцов CdS.

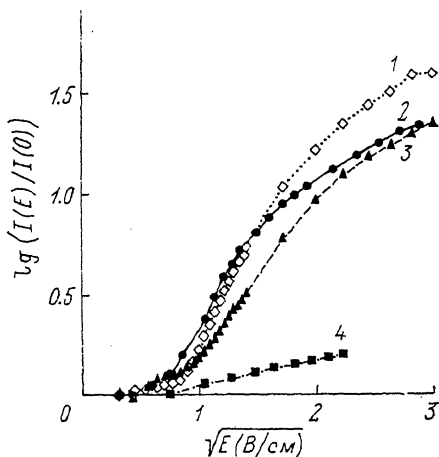


Рис. 7. Электрополевая зависимость ЭП в координатах Пула—Френкеля.

• (%): 1 — 16, 2 — 34, 3 — 16 (после отжига при 300 °С), 4 — 4.

в том случае, если проводящие «дырки» в высокоомных плоскостях немногочисленны и случайным образом расположены в различных плоскостях скольжения.

Нам неизвестны работы, где бы одновременно рассчитывались и сопоставлялись температурная и полевая зависимости ЭП для сетки с произвольными параметрами. В работе [16] последняя задача была решена методом теории эффективной среды для весьма упрощенной модели кубической сетки, составленной из случайно распределенных одинаковых линейных сопротивлений и барьеров одной величины. Окончательные интегральные выражения для ЭП такой модели довольно громоздки и допускают только численное решение. Поэтому нам не удалось однозначно сопоставить результаты этого расчета с нашими экспериментальными. С другой стороны, в этой же работе рассчитана температурная зависимость случайной сетки из барьеров, величины которых распределены в широком интервале. Энергия активации ЭП в такой модели уменьшается с понижением температуры. Ее высокотемпературное значение соответствует максимальной V_{\max} , а низкотемпературное — минимальной V_{\min} из высот распределенных барьеров. Такое поведение ЭП качественно соответствует данным рис. 3, что позволяет получить из температурной зависимости ЭП параметры распределения барьеров по высоте и сделать некоторые выводы о процессе пластической деформации. Действительно, при увеличении степени деформации на начальном этапе ($\epsilon=3\div 15\%$) происходит рост величины максимальных барьеров, что соответствует росту локальной плотности дислокаций во всем объеме образца. На следующем этапе деформации

дальнейшего значительного увеличения максимальных барьеров не происходит. Это соответствует тому, что локально в некоторых частях образца уже достигнут физический предел плотности дислокаций. Вместе с тем, очевидно, продолжается процесс накопления дислокаций в относительно малодислокационных областях, что приводит к увеличению минимальных высот барьеров.

Электрополевая зависимость ЭП сетки случайных барьеров, распределенных в интервале от V_{\min} до V_{\max} была рассчитана методом теории протекания Шкловским [17]. Согласно результатам этой работы, приложение электрического поля E уменьшает энергию активации ЭП на величину

$$(CeEa\Delta V) \approx (CeE\Delta V)^{1/2}, \quad (4)$$

где a — характерный размер неоднородности; $\Delta V = V_{\max} - V_{\min}$; ν — критический индекс теории протекания, равный 0.9 для трехмерного случая. Из последней формулы следует, что экспериментальные ВАХ должны укладываться на прямые в координатах Пула—Френкеля. ВАХ в таких координатах для некоторых образцов приведены на рис. 7. Видно, что для начального участка нелинейность хорошо описывается формулой (4).

ВАХ вида (4) была ранее экспериментально обнаружена для системы межгранульных барьеров поликристаллов CdS в работах [13, 14], где также наблюдались релаксации тока при включении напряжения, которые связаны с заполнением поверхностных состояний на границах зерен. В нашем случае, очевидно, в таких условиях заполняются дислокационные состояния.

Теория [17] объясняет аномально малые значения напряжений начала нелинейности ВАХ тем, что в сетке случайных барьеров ключевые барьеры, определяющие ЭП, удалены друг от друга на значительно большие расстояния, чем в системе одинаковых барьеров. Оценка характерного расстояния между ключевыми барьерами L , полученная из напряженности поля начала неомичности в наших образцах и условия $eEl \geq kT$, дает $L > 50 \div 70$ мкм для сильнодеформированных образцов, что более чем на порядок превышает средние междислокационные расстояния.

Параметр неоднородности $a\Delta V$ в формуле (4) может быть независимо определен из наклона ВАХ βkT при постоянной температуре или из разницы энергий активации температурных зависимостей ЭП при различных полях $(\Delta E_n(U) - \Delta E_n(0)) / \sqrt{E}$. Кроме того, величины V_{\max} и V_{\min} в (4) по своему смыслу совпадают с таковыми, фигурирующими в работе [15] при расчете температурных зависимостей ЭП. Поэтому ΔV может быть оценена как разница энергий активации температурных зависимостей ЭП при высоких и низких температурах $\Delta E_n - \Delta E_n$. Сопоставление этих данных для некоторых образцов приведено в таблице. Обозначение 16+0 соответствует образцу с $\epsilon = 16\%$, который был впоследствии отожжен при температуре 300 °С для уменьшения акцепторного действия дислокаций. Образец 34+В был получен уменьшением толщины образца с $\epsilon = 34\%$.

Из этой таблицы видно, что уменьшение энергии активации, зарегистрированное в измерениях температурных зависимостей ЭП при разных

Значения параметров, характеризующих электрическую неоднородность дислокационных образцов сульфида кадмия с $n_{acc} = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

$\epsilon, \%$	$\frac{\beta kT}{\text{мэВ}/\sqrt{В/см}}$	$\frac{\Delta E_n(U) - \Delta E_n(0)}{\sqrt{E}}$, мэВ/ $\sqrt{В/см}$	$\Delta E_n - \Delta E_n$, эВ	$\frac{a\Delta V}{(\Delta E_n - \Delta E_n)}$, мкм	ΔE_n , эВ
4	1.1	≤ 2	0.08	1	0.09
16	11.9	8.9	0.21	26	0.22
16+0	7.9	6.5	0.11	22	0.12
34	9.6	11.2	0.21	15	0.24
34+В	9.6	11.8	0.21	15	0.3
[15]	6.6	—	—	—	0.68

полях в пределах 20—30 %, совпадает с величиной, полученной из наклонов ВАХ.

Параметр $\alpha \Delta V / (\Delta E_v - \Delta E_c)$, который имеет смысл характерного размера неоднородности, для образца с малой ϵ по порядку величины совпадает с типичным значением междислокационного расстояния D (1—3 мкм), но при больших ϵ возрастает примерно на порядок. Это означает, что характерный размер электрической неоднородности не связан напрямую со средним междислокационным расстоянием, которое уменьшается с ростом степени деформации. Объяснение этой тенденции состоит в том, что в образце образуются области, в которых имеется полная компенсация доноров дислокационными состояниями. Их средний размер возрастает с ростом ϵ и определяет масштаб электрической неоднородности образца.

Частотная зависимость ЭП сетки нелинейных сопротивлений рассчитывалась как в связи с прыжковой проводимостью [12], так и вновь недавно для системы межгранульных барьеров полукристаллов [18]. Для частот выше некоторой критической теория предсказывает зависимость, близкую по виду к степенной $\sigma \sim \omega^\alpha$, $0 < \alpha < 1$, что согласуется с нашими данными (рис. 5).

В заключение укажем еще на один случай, когда в дислокационных образцах может реализоваться сильная электрическая неоднородность. Как уже упоминалось, наибольшей электрической неоднородностью дислокационные образцы обладают при условии близости величин $2R$ и $\langle D \rangle$. Выполнение этого условия в настоящей работе достигалось выбором образцов с оптимальным уровнем легирования. С другой стороны, очевидно, оно может быть достигнуто в образцах, исходно полностью компенсированных дислокационными состояниями, а следовательно, электрически почти однородном материале, посредством фотоионизации дислокационных состояний и/или созданием также оптимальной концентрации неравновесных носителей.

Такая ситуация, по-видимому, имела место при исследовании дислокационных полос базисного скольжения в сульфиде кадмия [19]. В этих образцах была обнаружена ВАХ вида (4), но ее происхождение не было установлено. Она сменяла зависимость типа ТОПЗ $I \sim U^2$, когда образцы переводились в состояние остаточной проводимости посредством засветки при повышенных температурах. Исходя из результатов настоящей работы и вышеприведенных соображений, причина изменения вида ВАХ состоит в индуцировании посредством засветки электрической неоднородности образца. Коэффициент βkT , определенный из графика работ [19], оказался близким по величине к установленным в настоящей работе для анизотропных образцов (см. таблицу).

Авторы благодарят В. Т. Серегина за выращивание монокристаллов CdS, А. В. Базлова за участие в эксперименте, А. Я. Винникова и А. М. Мешкова за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] Elbaum C. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32. N 7. P. 376—379.
- [2] Döding G. Labusch R. // Phys. Stat. Sol. (a). 1981. V. 68. N 2. P. 143—151.
- [3] Вывенко О. Ф., Тульев А. В. // Сб. докл. V Междунар. конф. «Свойства и структура дислокаций в полупроводниках» (М., 17—22 марта 1986 г.). Черноголовка, 1989. С. 76—83.
- [4] Вывенко О. Ф., Тульев А. В. // ФТП. 1987. Т. 29. № 3. С. 855—857.
- [5] Döding G. Labusch R. // Phys. Stat. Sol. (a). 1981. V. 68. N 2. P. 469—476.
- [6] Кляцкина И. В., Кожух М. Л., Рывкин С. М., Трунов В. А., Шлимак И. С. // ФТП. 1979. Т. 13. N 6. С. 1089—1094.
- [7] Mera Y., Maeda K., Hyodo S. // Phys. Stat. Sol. (a). 1989. V. 111. P. 623—633.
- [8] Еременко В. Г., Б. Я. Фарбер, Е. Е. Якимов // ФТП. 1983. Т. 17. № 7. С. 1306—1309.
- [9] Osipian Yu. A., Petrenko V. F. et al // Phys. Stat. Sol. (a). 1980. V. 57. N 2. P. 477—483.
- [10] Шикин В. Б., Шикина Н. И. // ФТП. 1982. Т. 16. № 9. С. 1659—1663.
- [11] Велиев З. А., Шикин В. Б., Шикина Н. И. // ФТП. 1983. Т. 17. № 1. С. 153—156.

- [12] Мотт. Н., Дэвис Э. // Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1974. 470 с.
- [13] Винников А. Я., Мешков А. М., Савушкин В. Н. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 5. С. 1352—1359.
- [14] Винников А. Я., Мешков А. М. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 7. С. 1929—1937.
- [15] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. 416 с.
- [16] Sikkonen J. // Phys. Stat. Sol. (b). 1980. V. 102. P. 621—627.
- [17] Шкловский Б. И. // ФТП. 1979. Т. 13. № 1. С. 93—97.
- [18] Винников А. Я. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. № 1 (7). С. 299—313.
- [19] Борискин С. Э., Вывенко О. Ф., Новик Ф. Т., Трофимов О. А. // ФТП. 1979. Т. 13. № 6. С. 665—669.

Ленинградский
государственный университет

Поступило в Редакцию
26 декабря 1990 г.