

## ДВУХЗАРЯДНЫЙ МЕТАСТАБИЛЬНЫЙ ЦЕНТР, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ ДИСЛОКАЦИЯМИ В CdS

Вывенко О. Ф., Истратов А. А., Хлебов А. Г.

Методами емкостной спектроскопии и фотопроводимости исследованы электронные состояния дефектов, обусловленных дислокациями в сульфиде кадмия. Обнаружено, что дефекты, сопровождающие как ростовые, так и введенные пластической деформацией дислокации в сульфиде кадмия, обладают метастабильными свойствами: в зависимости от условий начального заполнения уровней альтернативно проявляются два электронных состояния, различающихся по энергиям термической и оптической ионизации.

*Введение.* Явления метастабильности в полупроводниках с глубокими центрами в настоящее время интенсивно изучаются в связи с проблемами технологии современной микроэлектроники и потенциальной возможностью их использования для создания элементов памяти. Известно, что метастабильные дефекты могут возникать при легировании, термической обработке, в процессе радиационного облучения и представляют собой дефекты точечного типа, природа которых, за редким исключением, окончательно не установлена [1].

Роль дислокаций в явлениях метастабильности практически не изучена, и до недавнего времени единственным проявлением участия в них дислокаций было наблюдение остаточной (сохраняющейся) проводимости в пластически деформированных кристаллах селенида и сульфида кадмия [2, 3].

В нашей предыдущей работе [4] мы обнаружили, что ростовые дислокации в сульфиде кадмия обладают еще одним типом метастабильности: в зависимости от условий начального заполнения уровней наблюдались два электронных состояния, различающихся по энергиям термической и оптической ионизации.

В настоящей работе мы установили, что дефекты с подобными свойствами также возникают и в результате пластической деформации. Методами емкостной спектроскопии и фотопроводимости мы подробно исследовали электронные состояния метастабильных дефектов, обусловленных дислокациями, в сульфиде кадмия. Из анализа кинетики захвата и соотношения абсолютных величин емкостных сигналов, соответствующих опустошению этих состояний, мы сделали заключение о принадлежности последних двухзарядному центру, одноэлектронное состояние которого является метастабильным вследствие наличия барьера, ограничивающего захват второго электрона. Существование этого барьера обуславливает новый, отличный от ранее предложенного [2, 3] механизм сохраняющейся проводимости в дислокационных образцах, связанный с перезарядкой метастабильных дефектов. Происхождение барьера обусловлено конфигурационной перестройкой дефекта при его перезарядке.

### 1. Образцы и методика измерений

Исследовались образцы монокристаллов CdS, выращенные в нашей лаборатории из газовой фазы по модифицированному методу Маркова—Давыдова [5], с концентрацией мелких доноров, определенной из измерений вольт-фарадных характеристик  $[(3-5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}]$ . Ростовые дислокации в этих кристаллах сосредоточены преимущественно в малоугловые границы, вытянутые в направ-

лени осей  $C$ . Линейная плотность дислокаций в таких границах составляла  $10^2$ — $10^4$  см $^{-1}$ , расстояния между границами достигали 2—3 мм.

Свежие дислокации вводились при температуре 100—150 °С одноосным сжатием прямоугольных образцов, ориентированных для преимущественного скольжения дислокаций либо в базисной, либо в призматической системе скольжения.

Перед нанесением контактов образцы разрезались на пластины толщиной около 1 мм с большими поверхностями (1010) или (0001), механически и химически полировались. Соотношение травителя ( $\text{CrO}_3 + \text{HCl}$ ) подбиралось так, чтобы получить зеркальную поверхность образца, на которую термическим испарением в вакууме через маску напылялись золотые шоттки-контакты диаметром 0.5 мм. Для исходных образцов они располагались либо на бездислокационных участках поверхности, либо в областях со скоплением ростовых дислокаций. На противоположную поверхность наплавлялись омические индиевые контакты, конфигурация которых позволяла освещать Au-контакты с тыльной стороны.

Измерения проводились на автоматизированной установке [6], собранной на основе аналогового емкостного моста [7], работающего на частотах 1 и 10 МГц, ЭВМ ДВК-2М, интерфейсов КАМАК. Для определения постоянной времени релаксации емкости в методе DLTS применялась корреляционная процедура с весовой функцией в виде меандра, соответствующая работе синхронного усилителя. При измерениях фотоемкости и фотопроводимости источником света служила галогенная лампа с монохроматором ИКМ-1.

## 2. Результаты

**2.1. Термостимулированные методы.** В спектрах DLTS недеформированных образцов на контактах, свободных от ростовых дислокаций, наблюдались единственная малоинтенсивная линия  $I$  (рис. 1,  $a$ ,  $e$ , кривые 1) и небольшой (чаще всего бесструктурный) сигнал в области высоких температур. При напылении контактов на участки поверхности исходных образцов со скоплением ростовых дислокаций (рис. 1,  $a$ ) или на поверхности пластически деформированных образцов (рис. 1,  $b$ ,  $e$ ) сигнал релаксации емкости возрастал во всем исследованном температурном интервале, но оказывался неизменно больше, когда образец перед измерением был охлажден с включенным напряжением обратного смещения диода (рис. 1, кривые 2). Это состояние называется нами в дальнейшем состоянием ОС (охлажден со смещением). Величина сигнала возрастала с повышением начальной температуры охлаждения вплоть до 400 К.

Минимальная величина сигнала наблюдалась, если образец был охлажден с выключенным (нулевым) смещением (состояние ОНС) от температуры выше 250 К (рис. 1, кривые 3). В этом состоянии в спектрах дислокационных образцов наиболее отчетливо разрешались линии  $D_2$ ,  $D_3$ ,  $D_4$ ,  $D_8$ , параметры которых в пределах погрешности совпали с обнаруженными ранее в работах [8, 9]. Обозначения  $D_2$ — $D_4$ ,  $D_8$  (рис. 1) соответствуют введенным в работе [9].

Разница в сигналах DLTS, полученных в состояниях ОС и ОНС (см. рис. 1, кривые 4), представляет собой неоднородно уширенную DLTS-линию, обозначенную на рисунке как  $MSI$ . Ширина этой линии примерно в 3 раза превышает ширину нормальной DLTS-линии, что, очевидно, является следствием неэкспоненциальности процесса релаксации емкости. Однако вблизи температуры максимума линии этот процесс носил близкий к экспоненциальному характер. Полученные из измерений данные термического положения максимума линии  $MSI$  для различных частот опорного сигнала синхронного усилителя в координатах Аррениуса хорошо укладывались на прямую. Полученные из наклонов этих прямых энтальпии ионизации уровня оказались по величине близкими для всех исследованных типов дислокаций —  $(0.67 \pm \pm 0.06)$  эВ для дислокаций призматической системы скольжения,  $(0.71 \pm \pm 0.06)$  эВ — для базисной,  $(0.65 \pm \pm 0.06)$  эВ — для ростовых, несмотря на заметное различие в температурном положении максимумов.

На кривых термостимулированной релаксационной емкости (ТРЕ), снятых в состоянии ОС после подачи короткого заполняющего импульса, наблюдалась единственная ступенька *MS1*, ширина которой также в несколько раз превышала нормальный ТРЕ переход (рис. 2, кривые 1). По своему термическому положению, ширине и условиям появления ТРЕ ступенька *MS1* и DLTS-линия *MS1* соответствуют друг другу и могут быть отнесены к одному и тому же электронному переходу.

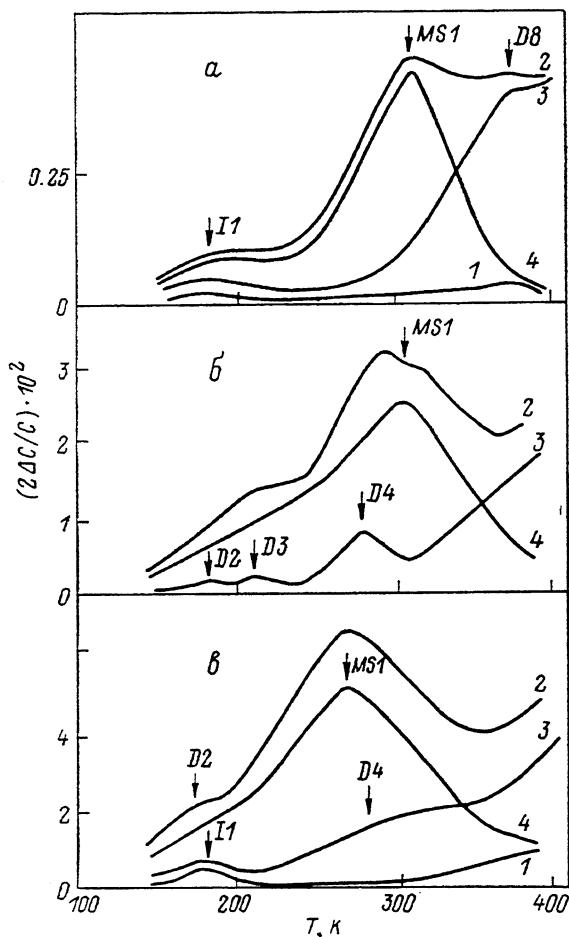


Рис. 1. Спектры DLTS образцов CdS с ростовыми дислокациями (а), пластически деформированных в призматической (б) и базисной (в) системах скольжения.

Степень деформации  $\epsilon$ , %: б — 9, в — 7. Напряжение смещения на образцах  $U_b=3$  В, амплитуда заполняющих импульсов  $U_p=2.8$  В, их длительность  $t_p=10$  мс, частота спорного сигнала  $f=2$  Гц. 1 — бездислокационный образец; дислокационные образцы: 2 — после охлаждения от  $T=360$  К со смещением (состояние ОС), 3 — после охлаждения от  $T=300$  К без смещения (состояние ОНС); 4 — разности спектры (разница кривых 2 и 3).

В состоянии ОНС эта ступенька отсутствовала, но появлялась другая, обозначенная на рис. 2 (кривые 2) как *MS2*, в области более высоких температур. Ступенька ТРЕ *MS2* также является уширенной. Температура начала этой ступеньки оказалась примерно одинаковой для образцов всех типов ( $\sim 330$  К), а температура завершения перехода для пластически деформированных образцов была примерно на 50 К выше, чем для образцов с ростовыми дислокациями.

Варьированием скоростей нагрева по формуле, приведенной в работе [10], мы получили следующие значения для энергий термической активации процесса, соответствующего ступеньке *MS2*:  $E_c - E_i = (0.95 \pm 0.1)$  эВ для ростовых дислокаций и  $E_c - E_i = (1.15 \pm 0.1)$  эВ для пластически деформированных образцов. Приведенное значение погрешности соответствует статистической

погрешности, полученной при обработке данных по методу наименьших квадратов. Действительная погрешность, по-видимому, еще больше вследствие большой неточности в определении температуры середины столь широкого перехода, как  $MS2$ .

Величина сигналов  $MS1$  (из данных DLTS) и  $MS2$  (из данных TCE) росла с увеличением амплитуды заполняющих импульсов. При достижении амплитуды импульсов значения напряжения обратного смещения и диффузионного напряжения шоттки-диода эта зависимость переходила в насыщение. Этот результат показывает, что центры, ответственные за происхождение  $MS1$  и  $MS2$ , являются объемными.

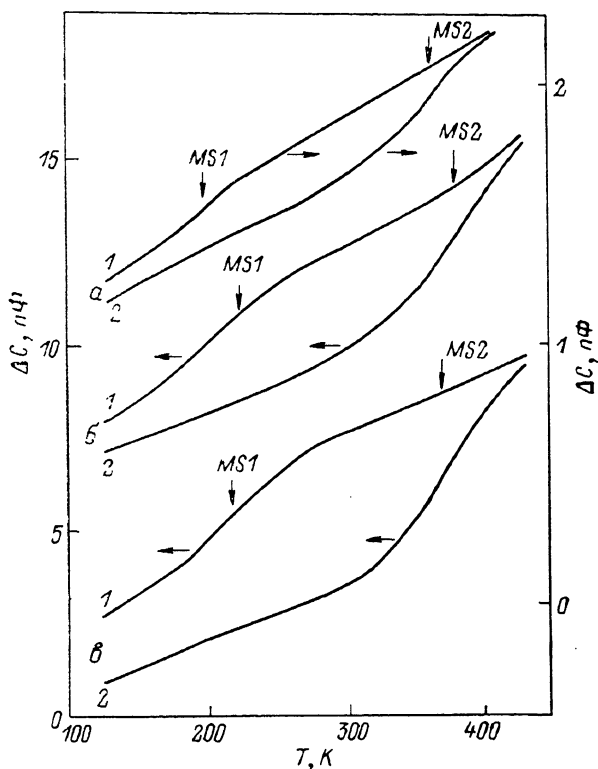


Рис. 2. Кривые термостимулированной емкости (TCE) образцов с ростовыми дислокациями (а), пластически деформированных в призматической (б) и базисной (в) системах скольжения.  $U_b = 3$  В, скорость нагрева  $\eta = 0.018$  К/с. Образец охлажден: 1 — со смещением (состояние ОС), 2 — без смещения (состояние ОНС).

2.2. Фотостимулированные методы. В спектрах стационарной фотоемкости (ФЕ) бездислокационных образцов заметный сигнал ФЕ наблюдался при энергиях квантов, больших 1.5 эВ (рис. 3, а, штриховая кривая), соответствующий фотоопустошению хорошо известного в CdS  $r$ -центра. Величина этого сигнала и вид спектра не зависели от условий охлаждения образца до температуры измерения (около 100 К).

В деформированных образцах и в образцах с ростовыми дислокациями появляется дополнительный сигнал ФЕ: в состоянии ОС главной особенностью является ступенька  $MS1$  с пороговой энергией  $E_0 = (0.65 \pm 0.05)$  эВ, определенной из экстраполяции к оси абсцисс участка кривой ФЕ с наибольшим наклоном (рис. 3, а, кривая 2). В состоянии ОНС эта ступенька не наблюдается, а вместо нее возникает другая —  $MS2$  с пороговой энергией  $(1.3 \pm 0.1)$  эВ (рис. 3, а, кривая 1). Кинетика нарастания этого сигнала ФЕ характеризуется аномально большими временами (порядка 1 ч и более). По достижении стационарного значения емкости образец оказывается в состоянии ОС, т. е. его спектры DLTS, TCE и ФЕ совпадают с соответствующими спек

рами образцов, охлажденных от высокой температуры с приложенным напряжением обратного смещения.

Аналогичное явление мы обнаружили и при измерениях спектров фотопродовимости (ФП) образца с дислокациями. Эксперименты были выполнены при температуре 100 К на образцах призматической системы скольжения, которые характеризуются большой анизотропией темновой проводимости (ТП) [11]. ТП таких образцов в направлении, перпендикулярном плоскостям скольжения, достаточно мала для проведения измерений ФП в примесной области спектра.

Заметный рост ФП образца, охлажденного в темноте от температуры выше 300 К, начинается в области энергий квантов, больших 1.2 эВ (рис. 3, б,

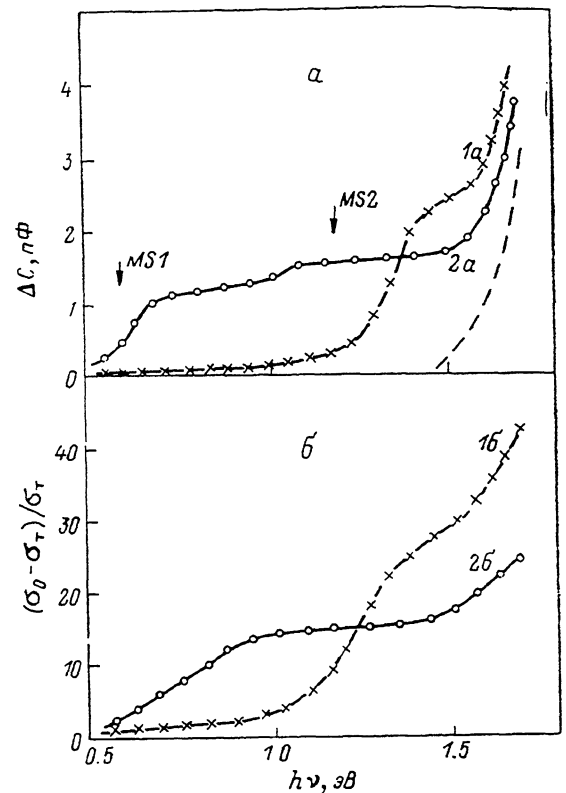


Рис. 3. Спектры стационарной фотоемкости (а) ( $C_0=13$  пФ) и фотопродовимости (б) образца CdS, пластически деформированного в призматической системе скольжения ( $\epsilon=9\%$ ).  $T=120$  К. Образец охлажден: 1а — со смещением (состояние ОС), 2а — без смещения (состояние ОНС), 1б — в темноте; 2б — образец после засветки в течение 1 ч светом с  $h\nu > 1.3$  эВ.

кривая 1), т. е., как и ТСЕ, в состоянии ОНС. Как и в емкостных измерениях, кинетика нарастания ФП имеет аномально большие времена.]

После выключения света проводимость не возвращается к своему исходному значению, а уменьшается до величины, которая превышает исходную в несколько раз, т. е. образец оказывается в состоянии сохраняющейся (остаточной) проводимости (ОП). Спектр ФП образца в этом состоянии коррелирует со спектром ТСЕ в состоянии ОС: имеет красную границу при меньших энергиях квантов, чем в состоянии ТП, а первоначальная особенность при 1.2 эВ отсутствует. Такое поведение позволяет сопоставить состояние ОС в емкостных измерениях с состоянием ОП в измерениях проводимости.

Регистрация метастабильных центров  $MS1$  и  $MS2$  при измерениях фотопродовимости окончательно доказывает их объемный характер.

2.3. Происхождение состояний  $MS1$  и  $MS2$ . Величины всех перечисленных сигналов, соответствующих особенностям  $MS1$  и  $MS2$ , возрастали с ростом числа дислокаций в образцах, плотность которых определялась по ямкам трав-

ления. При этом общий характер явления и параметры упомянутых особенностей мало различались для двух использованных систем скольжения дислокаций, т. е. не зависели от структуры их ядра. Кроме того, число состояний  $MS1$  и  $MS2$ , определенное из емкостных измерений, оказалось в несколько раз больше возможного числа оборванных связей на ядрах дислокаций, оцененного из плотности дислокаций. Это означает, что  $MS1$  и  $MS2$  не являются состояниями ядер дислокации, а, по-видимому, принадлежат точечным дефектам структуры, сгруппированным в придислокационных областях.

Большая ширина особенностей  $MS1$  и  $MS2$ , зарегистрированная в методах DLTS и TCE, в этом случае свидетельствует о том, что как  $MS1$ , так и  $MS2$  соответствуют наборам локальных электронных состояний с несколько различающимися энергиями термической ионизации и сечениями захвата электронов, например точечным дефектам одного сорта, радиально распределенных вокруг ядра дислокации.

2.4. Кинетика заполнения и механизм взаимосвязи  $MS1$  и  $MS2$ . Приведенные выше результаты показывают, что образцы CdS с дислокациями могут находиться в зависимости от условий начального заполнения уровней в двух состояниях, которые различаются спектрами DLTS, TCE, ФЕ, ФП и в которых альтернативно наблюдаются два набора электронных переходов —  $MS1$  и  $MS2$ . В состоянии ОС исходно пустые уровни заполнялись в наших опытах электронами при низкой температуре. При этом наблюдается только электронный переход  $MS1$ . Переход  $MS2$  в этих условиях не имеет места, но возникает при охлаждении образца с нулевым смещением, т. е. при повышении температуры заполнения. Отсюда следует вывод о существовании барьера для захвата электронов на уровень  $MS2$ .

Состояние ОНС соответствует исходно полному заполнению всех уровней. Однако электронный переход  $MS1$  не наблюдается. Этот факт указывает на то, что заполнения электронами электронного уровня  $MS1$  в этом случае, несмотря на условия опыта, не происходит. С другой стороны, в этом же состоянии наблюдается электронный переход  $MS2$ . Поэтому можно заключить, что заполнение  $MS2$  препятствует заполнению  $MS1$ , т. е. состояния  $MS1$  и  $MS2$  взаимосвязаны.

Подобная взаимосвязь может быть следствием принадлежности этих состояний двум различным электронным или конфигурационным состояниям одного и того же дефекта. Кроме того, для дефектов дислокационного происхождения возможен еще один механизм указанной взаимосвязи, реализующийся, если центры  $MS1$  и  $MS2$  сосредоточены вблизи дислокаций, в скоплении дефектов с локальной плотностью, большей концентрации мелких доноров в образце или сравнимой с ней. В этом случае при заполнении уровней одного из типов дефектов образуется отталкивающий кулоновский барьер, препятствующий заполнению других дефектов в скоплении. Следствием такого механизма является зависимость постоянной времени заполнения одного из дефектов в скоплении ( $MS1$ ) от степени заполнения уровней другого дефекта ( $MS2$ ).

Для разрешения сформулированной альтернативы о принадлежности  $MS1$  и  $MS2$  к состояниям одного и того же дефекта или различным дефектам, а также для определения барьера для захвата электронов на уровень  $MS2$  мы исследовали кинетику заполнения уровней  $MS1$  и  $MS2$ . Для этого были проведены измерения зависимостей величин емкостных сигналов, регистрируемых при опустошении  $MS1$  и  $MS2$  от длительности заполняющих импульсов ( $t_p$ ).

Результат измерений для ростовых дислокаций представлен на рис. 4. Для заполнения  $MS1$  данные получены из измерений DLTS, для  $MS2$  — из TCE и ФЕ. Степень заполнения  $f$  определялась как отношение величины изменения емкости к ее максимальной величине. На рис. 4, а представлена кинетика изменения сигнала DLTS  $MS1$  при различных степенях заполнения  $MS2$ . Как видно из рисунка, характерное время заполнения  $MS1$  практически одинаково для всех кривых, что позволяет исключить из рассмотрения модель независимых дефектов.

С другой стороны, сумма степеней заполнения  $f(MS1) + f(MS2)$  для всех кривых (рис. 4, а) близка к единице, что указывает на принадлежность состояний  $MS1$  и  $MS2$  к одному дефекту. Кроме того, измеренная в более широком

интервале  $t_p$  кривая заполнения  $MS1$  (рис. 4, б) имеет участки роста, квазинасыщения и спада. При этом участок спада заполнения  $MS1$  совпадает по времени с началом роста заполнения  $MS2$ . Подобный вид кинетики заполнения соответствует рассчитанному для двух электронных состояний одного и того же дефекта, различающихся либо своим зарядовым состоянием [12], либо атомной конфигурацией [13, 14].

Как видно из рис. 4, б, изменение температуры эксперимента не изменяет хода начального участка кривой заполнения  $MS1$ , что свидетельствует об отсутствии барьера для заполнения этого состояния, но сильно сказывается на величине характерного времени спада  $MS1$  — нарастания заполнения  $MS2$ .

Кинетика заполнения  $MS2$  хорошо описывалась экспоненциальной зависимостью, постоянная времени которой при комнатной температуре (120 мс) соответствовала сечению захвата электронов  $\sigma_n = 10^{-22}$  см<sup>2</sup>. Из температурной зависимости  $\sigma_n$  было получено значение барьера для захвата  $E_c = (0.35 \pm 0.05)$  эВ.

Для образцов со свежевведенными дислокациями общие тенденции характеристик захвата сохранялись, т. е. при малых  $t_p$  происходило заполнение  $MS1$ , которое при больших  $t_p$  сменялось уменьшением заселенности этого состояния с одновременным ростом заполнения  $MS2$ . Однако заполнение  $MS1$  и  $MS2$  происходило за несколько порядков  $t_p$  и носило логарифмический характер. Последнее свойство свидетельствует, как это было показано в [15], об образова-

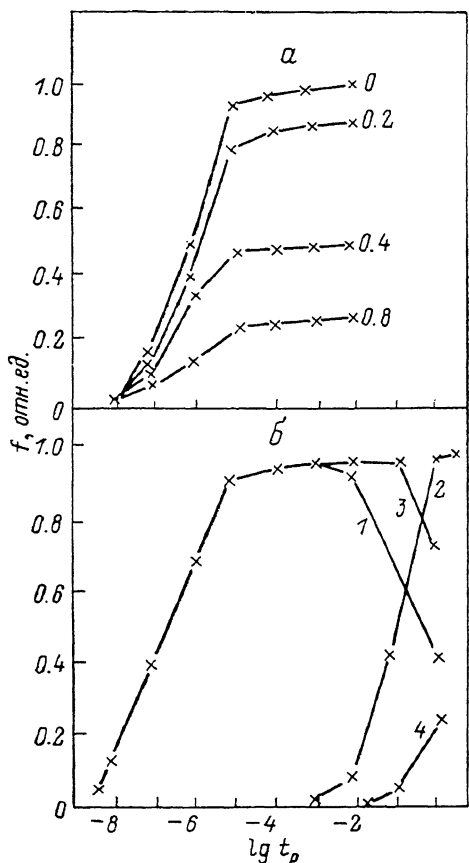


Рис. 4. Зависимость степени заполнения уровней от длительности заполняющих импульсов для образца с ростовыми дислокациями.

а)  $MS1$  при различных степенях заполнения  $MS2$  (цифры у кривых); б)  $MS1$  и  $MS2$  при двух различных температурах, К: 1, 2 — 300; 3, 4 — 310. 1, 3 —  $MS1$  из данных ДЛТС, 2, 4 —  $MS2$  из данных ТСЕ.

нии коллективного барьера за счет кулоновского взаимодействия близко расположенных центров. Получение параметров процесса захвата отдельных изолированных центров в этой ситуации связано с решением нелинейного дифференциального уравнения и его сравнением с экспериментом. Не останавливаясь на деталях этой процедуры, отметим лишь, что оценка величины барьера для заполнения  $MS2$  дала значение  $\sim 0.4$  эВ, в то время как для заполнения  $MS1$  барьер, как и для ростовых дислокаций, оказался близким к нулю.

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что электронные переходы  $MS1$  и  $MS2$  соответствуют переходам с двух различных уровней одного и того же дефекта. Измерения абсолютных изменений емкости  $\Delta C$ , соответствующих особенностям  $MS1$  и  $MS2$  кривых ТСЕ, проведенные на образцах с различной плотностью ростовых дислокаций и с различной степенью пластической деформации, показали, что отношение  $\Delta C(MS2)/\Delta C(MS1)$  оказалось для всех образцов в пределах 10 % погрешности равным двум. Этот факт дает основание считать уровень  $MS2$  двухэлектронным, а  $MS1$  — одноэлектронным.

### 3. Обсуждение результатов. Модель метастабильного дефекта

Происхождение барьера, лимитирующего переход из состояния  $MS1$  в состояние  $MS2$ , и захват второго электрона мы связываем с конфигурационной перестройкой дефекта. Один из возможных вариантов диаграммы конфигурационных координат (ККД), качественно иллюстрирующей происхождение метастабильности, изображен на рис. 5. На ККД  $A0$  соответствует адиабатическому потенциалу пустого дефекта, совпадающего с дном зоны проводимости.  $A1$  соответствует уровню дефекта с одним захваченным электроном. Это состояние является метастабильным, так как для захвата второго электрона и перехода на уровень  $A2$  с двумя захваченными электронами необходимо изменить конфигурацию дефекта и преодолеть барьер  $E_b$ .

При охлаждении диода с включенным напряжением обратного смещения дефект исходно находится в состоянии  $A0$ , а после подачи заполняющих импульсов — в метастабильном состоянии  $A1$ . При нагреве или освещении образца происходят электронные переходы  $A1 \rightarrow A0 + e$ , которые регистрируются как особенности  $MS1$  в соответствующих экспериментальных спектрах.

При охлаждении диода с выключенным напряжением обратного смещения или равном охлаждении в темноте объемного образца от достаточно высокой температуры оказывается заполненным двухэлектронный уровень  $A2$ . Энергии его термической и оптической ионизации больше соответствующих значений для одноэлектронного уровня  $A1$ . Поэтому электронный переход  $A2 \rightarrow A1 + e$

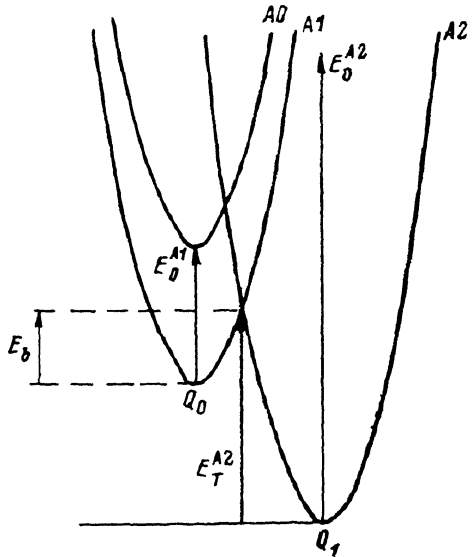


Рис. 5. Модель конфигурационных координат двухзарядного метастабильного центра в  $CdS$ .

автоматически приводит к освобождению второго электрона  $A1 \rightarrow A0 + e$ , и оба эти процесса дают вклад в величину сигнала  $MS2$ . После фотоопустошения двухэлектронного состояния  $MS2$  в процессе измерения фотопроводимости при низкой температуре возможен обратный захват только одного из двух фотоэлектронов, так как захвату второго препятствует барьер  $E_b$ . Таким образом, ровно половина электронов, фотовозбужденных с рассматриваемого центра, будет находиться в зоне проводимости и обуславливать сохраняющуюся проводимость до тех пор, пока образец не будет нагрет до достаточно высокой температуры. Энергия оптической ионизации уровня  $A2$  очень велика, и оптическое возбуждение этого уровня с меньшими энергиями квантов возможно лишь с одновременным участием большого числа фононов, которые могут обеспечить возврат в конфигурацию  $A1$ . Следовательно, этот процесс маловероятен, чем объясняются аномально большие времена фотоответа в состоянии ОНС. Отметим, что рассмотренная модель аналогична известной модели  $DX$ -центра в твердых растворах  $Ga-Al-As$  [16] и отличается от нее добавлением еще одного зарядового состояния дефекта.

Изменению конфигурации дефекта от  $A1$  к  $A2$  соответствует в действительности некое изменение его микроструктуры. В единственном примере метастабильных дефектов, для которых микроструктура надежно установлена методом ЭПР комплексов  $Fe_2A_2$  в кремнии [17], две конфигурации дефектов различаются положением междоузельного железа  $Fe$ , относительно атома акцепторной примеси замещения  $A$ , в ближайшем или более удаленном тетраэдри-



ческим междоузлиям. При этом энергия активации перестройки центра отождествляется с энергией активации миграции  $\text{Fe}_2$ .

Представления о важной роли междоузельных атомов в изменении микроструктуры дефектов были развиты и привлекались ранее Шейнкманом, Корсунской (см. обзор [18]) и др. для интерпретации большого числа явлений метастабильности в сульфиде кадмия, получивших историческое название «фотохимические реакции». Параметры одного из таких явлений — фотодеградации фотосопротивлений из  $\text{CdS}$  [19] — хорошо коррелируют с некоторыми параметрами метастабильного центра, обнаруженного в настоящей работе. Так, энергия термической ионизации  $MS2$  совпадает в пределах погрешности с энергией активации фоточувствительного состояния и максимума термостимулированного тока, появляющегося в  $\text{CdS}$  после фотодеградации. Энергия активации процесса захвата электрона на уровень  $MS2$  совпадает с энергией активации процесса фотодеградации. Такая же величина была зарегистрирована в опытах по электротранспорту мелких доноров [20] и интерпретирована как энергия активации миграции междоузельного кадмия.

Исходя из вышеизложенных фактов, мы предполагаем, что изменение конфигурации дефекта, обнаруженного в настоящей работе, непосредственно связано с перемещением междоузельного кадмия между неэквивалентными положениями.

В заключение авторы благодарят В. Т. Серегина за выращивание кристаллов  $\text{CdS}$ , Н. В. Базлова за помощь в проведении измерений и Н. Т. Баграева за стимулирующие дискуссии.

#### Список литературы

- [1] Watkins G. D. // Mater. Sci. Forum. 1989. V. 38-41. P. 39—50.
- [2] Осипьян Ю. А., Шейнкман Э. А. // ФТТ. 1976. Т. 18. В. 1. С. 302—304.
- [3] Борискин С. Э., Вывенко О. Ф., Новик Ф. Т., Трофимов О. А. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 4. С. 665—669.
- [4] Истратов А. А., Вывенко О. Ф., Хлебов А. Г. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 8. С. 1521—1524.
- [5] Марков Е. В., Давыдов А. А. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1971. Т. 7. В. 3. С. 575—580.
- [6] Базлов Н. В., Вывенко О. Ф., Истратов А. А. // ПТЭ. 1990. № 4. С. 76—82.
- [7] Базлов Н. В., Вывенко О. Ф., Тульев А. А. // ПТЭ. 1987. № 3. С. 176—180.
- [8] Vyvenko O. F., Schröter W. // Phil. Mag. A. 1984. V. 50. P. L11—L17.
- [9] Базлов Н. В., Вывенко О. Ф., Тульев А. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. С. 668—673.
- [10] Buehler M. G. // Sol. St. Electron. 1972. V. 15. N 1. P. 69—72.
- [11] Вывенко О. Ф., Тульев А. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. В. 3. С. 855—857.
- [12] Ledebor L.-A., Yhan-Guo Wang // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 42. N 8. P. 680—682.
- [13] Levinson M. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58 (7). P. 2628—2633.
- [14] Кузнецов Н. В., Филатов В. Н. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. В. 11. С. 543—545.
- [15] Schröter W., Seibt M. // J. de Phys. 1983. V. 44. (Suppl. C-4). P. 329—337.
- [16] Lang D. V., Logan R. A., Jaros M. // Phys. Rev. B. 1979. V. 19. N 2. P. 1015—1030.
- [17] Chantre A., Bois D. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 12. P. 7979—7988.
- [18] Шейнкман М. К., Корсунская Н. Е. Физика соединения  $\text{A}_2\text{B}_6$  / Под ред. А. М. Георгобиян, М. К. Шейнкмана. М., 1986. 320 с.
- [19] Korsunskaya N. E., Markevich I. V., Torchinskaya T. V., Sheinkman M. K. // Phys. St. Sol. 1980. V. 60a. P. 565—572.
- [20] Korsunskaya N. E., Markevich I. V., Torchinskaya T. V., Sheinkman M. K. // J. Phys. C: Sol. St. 1980. V. 13. P. 2975—2978.

Научно-исследовательский  
институт физики при ЛГУ  
Ленинград

Получена 26.02.1990  
Принята к печати 21.05.1990