

©1995 г.

ГЛУБОКИЕ ЦЕНТРЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ СУЛЬФИДА КАДМИЯ: НОВЫЙ МЕТОД СОПОСТАВЛЕНИЯ ДАННЫХ DLTS РАЗЛИЧНЫХ АВТОРОВ

А.А.Истратов, О.Ф.Вывенко

Научно-исследовательский институт физики при Санкт-Петербургском государственном университете
198904, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 26 апреля 1994 г. Принята к печати 3 октября 1994 г.)

На примере глубоких центров в пластически деформированных образцах сульфида кадмия показано, что применение графика Аррениуса для определения из спектров DLTS параметров глубоких центров в случае, когда спектр состоит из плохоразрешенных близлежащих максимумов или содержит центры с зависящим от температуры сечением захвата, ведет к значительным систематическим ошибкам. Проанализированы причины и порядок величины возможных ошибок. Предложен новый метод сопоставления данных DLTS, полученных на различных образцах путем их нанесения на диаграмму (E_a , $\ln(\sigma)$). Метод применен для сравнения известных из литературы данных по сульфиду кадмия.

1. Формулировка проблемы и анализ причин расхождения данных, полученных в разных экспериментах

Хорошо известно, что спектры глубоких состояний, образовавшиеся при пластической деформации образца или при его облучении, обычно состоят из большого числа уровней, и их идентификация, сопоставление между собой данных различных экспериментов, представляет сложную задачу. Критерием идентификации глубоких центров (ГЦ) считается одинаковая зависимость постоянной времени эмиссии носителей с ГЦ τ от температуры T . Поэтому принято публиковать для каждого ГЦ наряду со значениями энергии активации термоэмиссии E_a и сечения захвата σ , включающими в себя некоторый произвол проведения прямой по экспериментальным точкам, сами точки на графике Аррениуса. Если точки с двух графиков ложатся на одну прямую, то делается вывод об идентичности наблюдаемых ГЦ.

В литературе известен ряд работ, в которых проводилось исследование методом DLTS [1] дефектов в сульфиде кадмия [2-15]. Хотя основные особенности приведенных в упомянутых работах спектров совпадают, полученные из графика Аррениуса значения энергии активации и сечения захвата сильно различаются. Построенные нами на

одном графике прямые Аррениуса из работ [2-15] не позволили даже сделать вывод о количестве центров, наблюдавшихся в CdS, так как прямые Аррениуса практически равномерно заполнили весь график. Трудности в сопоставлении центров на основании ранее опубликованных данных отмечались в работе [6], где показано, что расхождение приведенных в различных работах параметров центров значительно превышает возможную погрешность проведения прямой на графике Аррениуса по экспериментальным точкам методом наименьших квадратов.

Одной из возможных причин расхождения данных могут быть субъективные ошибки экспериментаторов, связанные с неправильным измерением температуры или некоторой ошибкой в оценке корреляционных функций (например, t_1 и t_2 в методе box-car). Однако существуют и объективные причины расхождения, связанные с некорректным применением метода графика Аррениуса в случае, когда исследуемый центр имеет зависящее от температуры сечение захвата или когда спектр DLTS образован близлежащими перекрывающимися максимумами. Для более точного определения параметров центров в таких случаях могут использоваться такие методы обработки спектров, как метод подгонки спектра [16], преобразования Фурье [17], Лапласа [18,19], аппроксимации релаксации емкости суммой нескольких экспонент [20,21], использование корреляционных функций высокого разрешения для разделения близлежащих максимумов [22]. Параметры центров, имеющих термоактивированный барьер для захвата, могут быть определены с помощью метода точек пересечения спектров на разных частотах DLTS [23,24].

Источником ошибок при определении параметров ГП традиционным способом (по смещению максимума в спектре DLTS при изменении окна скоростей) в указанных случаях является смещение максимума в спектре по температуре (по сравнению с температурным положением изолированного в спектре точечного центра с такими же параметрами) на величину ΔT , в общем случае зависящую от температуры T . Оценим возможную величину возникающую ошибки.

Зависимость $\Delta T(T)$ в общем случае имеет произвольный вид. Тем не менее абсолютное значение ΔT , как следует из наших многочисленных экспериментальных данных и результатов компьютерного моделирования спектров DLTS, не превышает $3 \div 5$ К.

Для простоты рассмотрим случай, когда график Аррениуса строится всего по двум точкам — $\tau_1(T)$ и $\tau_2(T_2)$. Энергия активации центра в этом случае выражается формулой

$$E_a = \frac{\ln(\tau_1 T_1^2) - \ln(\tau_2 T_2^2)}{k^{-1} T_1^{-1} - k^{-1} T_2^{-1}} \simeq k \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{\tau_1}{\tau_2}. \quad (1)$$

Погрешность в определении энергии активации эмиссии из формулы (1) может быть оценена как

$$\frac{\Delta E_a}{E_a} = \frac{\Delta T_1}{T_1} + \frac{\Delta T_2}{T_2} + \frac{\Delta T_1 - \Delta T_2}{T_2 - T_1}. \quad (2)$$

Из формулы (2) следует, что погрешность вида $\Delta T = \text{const}$, связанная, например, с неточностью калибровки термодатчика или в различном температурном диапазоне между датчиком и образцом, приводит к погрешности в определении энергии активации центра $\Delta E_a/E_a \sim 2 \cdot \Delta T/T$,

что в большинстве случаев не превышает $2 \div 5$ процентов. В то же время изменение зависимости положения максимума от температуры вследствие различного его смещения на разных температурах ведет к погрешности $\Delta E_a/E_a \sim (\Delta T_1 - \Delta T_2)/(T_2 - T_1)$, что в условиях относительно узкого температурного интервала $T_1 - T_2 \sim 20 \div 30$ К, в котором обычно строится график Аррениуса, составляет 10–20 и более процентов. Возможная погрешность тем больше, чем уже диапазон температур (T_1, T_2) , в котором сняты экспериментальные точки.

Мы разработали удобный способ представления данных DLTS, который позволяет сопоставлять данные различных экспериментов с учетом указанных ошибок.

2. Метод сопоставления параметров глубоких центров с помощью диаграммы $(E_a, \lg(\sigma))$

Проведенное рассмотрение показало, что перекрытие близлежащих максимумов в DLTS-спектре способно существенно исказить зависимость $\tau(T)$ в исследуемом диапазоне температур. В то же время смещение максимума в спектре DLTS не превышает 5 К, что составляет в среднем 2 процента от абсолютного значения температуры. Таким образом, температурное положение максимума при прочих равных условиях эксперимента оказывается наиболее устойчивым параметром центра, и именно его предлагается использовать в качестве критерия сопоставления центров в сложных спектрах DLTS. Ввиду ограниченности набора глубоких центров для каждого материала такое совпадение является веским аргументом в пользу того, что различие параметров обусловлено погрешностью при обработке экспериментальных данных.

Проблема состоит в том, что в большинстве опубликованных работ температурное положение максимумов не приводится, измерения проводятся в разных окнах скоростей DLTS, графики часто рисуют от руки и реальное положение максимума может значительно отличаться от нарисованного. В принципе информацию о положении максимума в любом окне скоростей DLTS содержит прямая на графике Аррениуса. Критерий совпадения температурного положения максимумов на графике Аррениуса означает, что если две прямые проходят через некоторую область на графике, соответствующую изменению температуры от $T_0 - \Delta T$ до $T_0 + \Delta T$ при фиксированном значении постоянной времени τ_0 , то можно говорить об их принадлежности одному центру. Такой способ достаточно прост, но имеет определенные недостатки. Для каждой экспериментальной точки требуется построить прямую Аррениуса путем ее переноса с другого графика, проведения по имеющимся точкам (τ, T) или вычислением из параметров (E_a, σ) . Это относительно трудоемкая процедура, осложняющаяся тем, что в значительном числе работ графики Аррениуса для наблюдавшихся центров не приводятся.

Мы можем предложить эквивалентный по физическому смыслу, но значительно более удобный в повседневной работе способ сопоставления данных.

-Из уравнения прямой на графике Аррениуса легко получить выражение, описывающее множество всевозможных пар значений (E_a, σ) ,

имеющих постоянную времени термоэмиссии τ_0 при температуре T_0 :

$$\lg(\sigma) = \frac{1}{\ln(10)} \left(\frac{E_a}{kT_0} - \ln(\tau_0 T_0^2) - \ln(\nu) \right). \quad (3)$$

Соотношение (3) есть уравнение прямой в координатах $(E_a, \lg(\sigma))$. Для практического построения соответствующей данному максимуму прямой (3) необходимо с максимально возможной точностью определить температурное положение максимума T_0 в некотором окне скоростей DLTS τ_0 . Для этого можно использовать спектр DLTS, измеренный при таком выборе способа введения глубоких центров в образец, выборе длительности заполняющего импульса и окна скоростей DLTS, что искажение формы данного максимума минимально.

Дальнейшая работа с диаграммой сводится к нанесению на нее пар значений (E_a, σ) , полученных из построенных в ходе экспериментов графиков Аррениуса или взятых из литературных данных. Попадание точки на прямую вида (3) (мы называем такие прямые изотермами) свидетельствует о совпадении температуры данного максимума с температурой, по которой построена изотерма.

Попадание точки (E_a, σ) на диаграмме на прямую (3) в пределах доверительного интервала ΔT эквивалентно пересечению прямой на графике Аррениуса области $[(\tau_0 T_0 - \Delta T)(\tau_0, T_0 + \Delta T)]$. В то же время работа с диаграммой $(E_a, \lg(\sigma))$ значительно удобнее, чем с графиком Аррениуса. Проведение прямой на графике Аррениуса эквивалентно нанесению точки на диаграмму $(E_a, \lg(\sigma))$. За счет этого даже большое число экспериментальных данных не приводит к загромождению диаграммы.

Обычно в ходе экспериментальных исследований авторы располагают многочисленными графиками Аррениуса, построенными для одного и того же центра. Для приведения в статьях из них выбирается один, усредненный или кажущийся наиболее достоверным. Все остальные полученные в эксперименте данные на этом этапе теряются. В то же время все они могут быть приведены на диаграмме $(E_a, \lg(\sigma))$ и использованы таким образом в других лабораториях.

Чтобы продемонстрировать, как предлагаемый метод представления данных может эффективно использоваться для сопоставления данных и учета погрешностей вследствие наложения максимумов, применим его к экспериментальным данным, полученным в нашей лаборатории для глубоких центров в сульфиде кадмия, а затем используем его для сравнения наших данных с результатами других авторов.

3. Применение диаграммы $(E_a, \lg(\sigma))$ к экспериментальным данным, полученным нами на образцах сульфида кадмия

Измерения проводились на кристаллах, выращенных из газовой фазы и из расплава. Исходные образцы содержали в спектре единственный максимум M1 (кристалл, выращенный из расплава) и M3 (кристалл, выращенный из газовой фазы). После введения дислокаций методом одноосного сжатия или идентифицирования в спектре появлялся ряд новых максимумов (рис. 1). Зависимость вида спектра от ориентации поверхности и способа введения дислокаций обсуждалась в наших работах [2-5]. В нашем распоряжении имелось более двух тысяч наборов

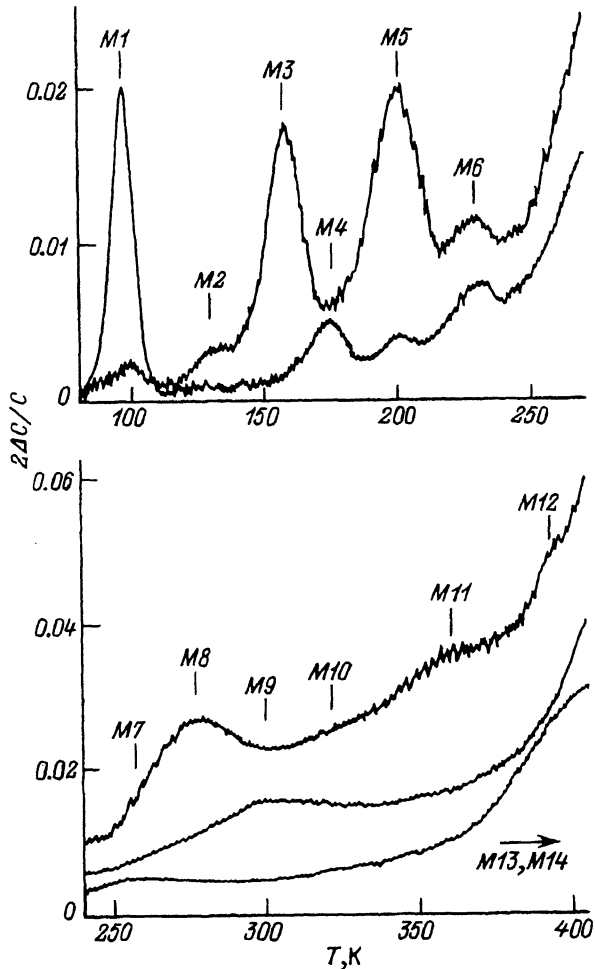


Рис. 1. Максимумы, наблюдавшиеся в спектрах DLTS исходных и пластически деформированных образцов сульфида кадмия. Напряжение смещения на образце — 3 В, амплитуда и длительность заполняющего импульса — 3 В и 10 мс, период корреляционной функции Lock-in — 0.53 с.

спектров, записанных на пяти частотах DLTS в диапазоне 1.9–30.4 Гц. Все измерения проводились на одинаковом образце приготовленных образцах на одной и той же установке. Различия состояли в ориентации поверхности образцов, плотности дислокаций, амплитуде и длительности заполняющих импульсов. Полученные спектры были обработаны методом графика Аррениуса. На рис. 2 приведены некоторые прямые Аррениуса, построенные для центров M3–M6. То обстоятельство, что измерения проводились в одинаковых условиях на одних и тех же образцах, а также большое число имеющихся экспериментальных данных позволяют утверждать, что при каждой записи спектра DLTS мы наблюдаем одни и те же центры. Тем не менее экспериментальные точки, по которым построены прямые Аррениуса, безусловно не ложатся на одну прямую. Можно говорить лишь о том, что соот-

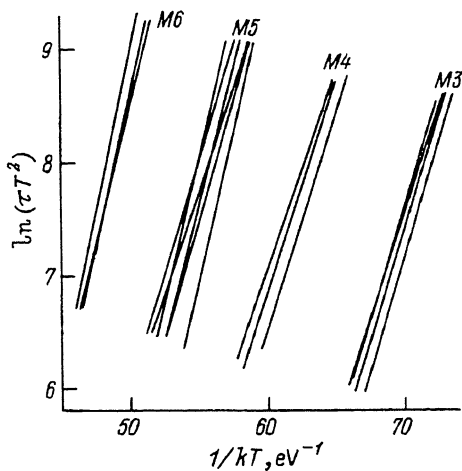


Рис. 2. Графики Аррениуса, соответствующие максимумам M3, M4, M5, M6, построенные по данным различных экспериментов, выполненных на образцах из одного кристалла сульфида кадмия.

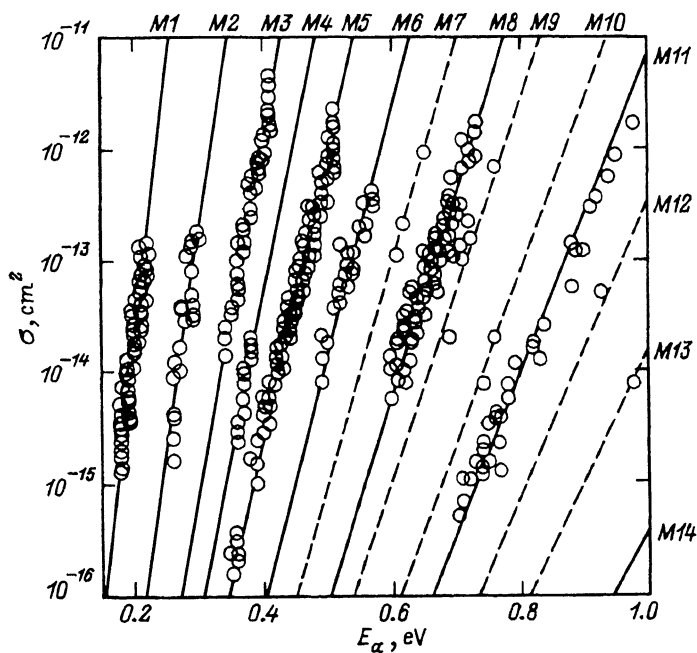


Рис. 3. Пары значений (E_α, σ) , полученные из графиков Аррениуса и нанесенные на диаграмму $(E_\alpha, \lg(\sigma))$. Прямые на графике (изотермы) проведены, согласно уравнению (4), для скорости термоэмиссии $\tau_0 = 0.25 \text{ с}^{-1}$. Сплошные линии соответствуют максимумам, четко выделяющимся в спектре, штриховые — максимумам, для которых имеются лишь отдельные наблюдения.

ветствующие одному центру прямые собраны в компактные группы, «пучки», что свидетельствует о близости температурного положения максимумов в спектрах DLTS.

На рис. 3 представлены в виде диаграммы ($E_a, \lg(\sigma)$) все имеющиеся у нас экспериментальные данные. Диаграмма построена по температурному положению максимума на частоте корреляционной функции lock-in 1.9 Гц, что соответствует окну скоростей термоэмиссии 0.25 с^{-1} . Каждая точка на диаграмме соответствует паре значений (E_a, σ), определенной из графика Аррениуса; изотермы построены по формуле (3). При построении изотерм использовались как спектры DLTS, в которых данный максимум проявляется наиболее отчетливо, так и усреднение температурного положения максимума по данным, полученным на различных образцах. Значение температуры максимумов приведено в таблице.

Максимумы $M1-M6, M8, M11$ проявились в большинстве спектров, и нам удалось с достаточной точностью определить их температурное положение. Соответствующие изотермы нанесены на рис. 4 сплошными линиями. Максимумы $M7, M9, M10, 12, M13$ достаточно отчетливо наблюдались лишь в отдельных спектрах, и нам не удалось набрать достаточного для статистической обработки количества данных. Изотермы для этих центров нанесены пунктирными линиями. Они являются ориентировочными и могут быть в дальнейшем уточнены.

Расположение экспериментальных точек на рис. 3 позволяет сделать ряд выводов. Максимумы $M1, M2, M4$ находятся в низкотемпературной части спектра, в которой наложение близлежащих максимумов незначительно. Погрешность определения (E_a, σ) связана со статистической погрешностью при определении температуры максимума DLTS в разных окнах скоростей и с погрешностью при проведении прямой на графике Аррениуса. Разброс значений E_a не превышает 0.01–0.02 эВ. Параметры этих центров могут быть определены с достаточной точностью путем статистического усреднения результатов набора измерений.

Статистическое усреднение пар значений ($E_a, \lg(\sigma)$) для максимумов $M3, M5, M8$ и $M11$ приводит к «средним» величинам, которые заведомо содержат в себе систематическую ошибку. Для максимумов $M3$ и $M5$ она связана главным образом с термоактивированным характером захвата, для максимумов $M8$ и $M11$ — с сильным перекрытием с близлежащими максимумами в спектрах DLTS.

Термоактивированный характер захвата для центров $M3$ и $M5$ проявляется на диаграмме рис. 3 в том, что, хотя все экспериментальные точки хорошо ложатся на изотерму, значения энергии активации и сечения захвата лежат в более широком интервале значений, чем, например, для центра $M1$. Интересно отметить, что значение E_a для максимума $M5$, полученное по методу ^[23,24], более чем на 10 процентов отличается от среднестатистического.

Максимумы $M8$ и $M11$, лежащие в высокотемпературной части спектра, сильно перекрываются с соседними максимумами, что приводит не только к изменению вида зависимости $\tau(T)$, но и к заметному смещению максимума по температуре. Последнее обстоятельство проявляется на рис. 3 в том, что точки не лежат равномерно вдоль прямой, как это имеет место для максимумов $M1, M3, M4, M5$, а довольно сильно разбросаны рядом с ней.

4. Применение диаграммы ($E_a, \lg(\sigma)$) для сопоставления данных, полученных различными авторами для центров в сульфиде кадмия

Перекрытие близлежащих максимумов, их уширение наиболее часто встречается на образцах, содержащих дислокации. Авторы перечисленных в начале статьи работ по сульфиду кадмия (за исключением [2-5,15]) не ставили задачу исследовать влияние дислокаций на спектр глубоких уровней в CdS. Они не вводили искусственно дислокации в образцы, но и не контролировали их наличие. Состав максимумов в приведенных в большинстве работ (в особенности в [6,12]) спектрах DLTS, концентрация глубоких центров заставляют думать, что описанные образцы имели достаточно высокую плотность дислокаций, которая могла быть, например, следствием неполного снятия поверхностного слоя, нарушенного механической обработкой.

С целью сопоставить литературные данные с нашими результатами с учетом возможных погрешностей мы применили к ним метод сравнения с помощью диаграммы ($E_a, \lg(\sigma)$). Диаграмма с нанесенными на нее изотермами, соответствующими нашим данным и точками, отвечающими парам значений (E_a, σ), приведенными в литературе, изображена на рис. 4. В некоторых статьях для одного и того же максимума приведено несколько пар значений, полученных на разных образцах. Все эти данные нанесены на диаграмму.

Значительная часть точек оказалась очень близка к изотермам, полученным из наших экспериментальных данных, что позволяет сопоставить их одному центру. В правильности сделанных выводов убеждает сравнение приведенных в соответствующих работах спектров — их характерные особенности (выделяющиеся максимумы) соответствуют особенностям наших спектров.

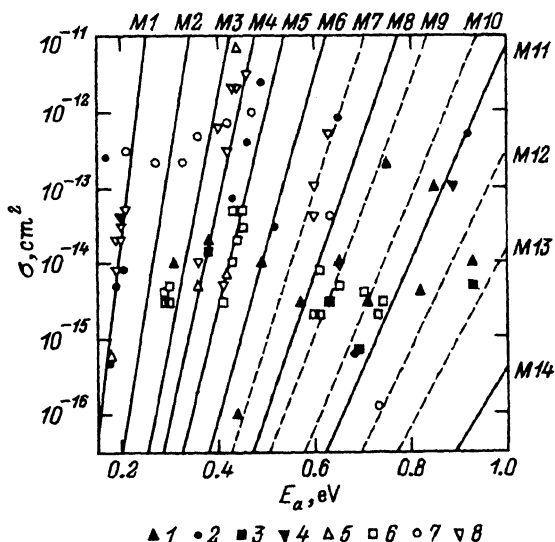


Рис. 4. Диаграмма ($E_a, \lg(\sigma)$) с нанесенными на нее изотермами, построенными на основании наших данных, и параметрами ГЦ, приведенных в литературных ссылках: 1 — [2], 2 — [6], 3 — [7], 4 — [8], 5 — [9], 6 — [11], 7 — [12], 8 — [13].

Параметры глубоких центров в запрещенной зоне пластически деформированного сульфида кадмия

Данная работа				Литературные данные							
ГЦ	T_{\max}, K $f = 1.9 \text{ Гц}$	$E_a, \text{эВ}$	$\sigma, \text{см}^2$	$E_a, \text{эВ}$	$\sigma, \text{см}^2$	Обозначение	Ссылка				
M1	96	0.20 ± 0.015	$3.6 \cdot 10^{-14}$	0.18	$6 \cdot 10^{-16}$	E1	[9]				
				0.19	$5 \cdot 10^{-15}$		[6]				
				0.20	$4 \cdot 10^{-14}$		[8]				
				0.20	$2 \cdot 10^{-14}$		[13]				
M2	128	0.28 ± 0.015	$7 \cdot 10^{-14}$	0.21	$3 \cdot 10^{-13}$	0	[12]				
				0.27	$2 \cdot 10^{-13}$	1	[12]				
				M3	157	0.38 ± 0.02	$1.2 \cdot 10^{-12}$	0.30	$3 \cdot 10^{-15}$	E1	[11]
								0.31	$1 \cdot 10^{-14}$	D1	[2]
M4	176	0.37 ± 0.01	$1 \cdot 10^{-14}$	0.36	$5 \cdot 10^{-15}$	I1	[12]				
				0.36	$5 \cdot 10^{-15}$		[12]				
				0.38	$1 \cdot 10^{-14}$		[13]				
				0.38	$2 \cdot 10^{-14}$		[9]				
M5	197	$0.45 \pm 0.05^*$	$2 \cdot 10^{-13}$	0.42	$7 \cdot 10^{-12}$	4	[9]				
				0.41	$5 \cdot 10^{-15}$		[9]				
				0.42	$7 \cdot 10^{-15}$		[7]				
				0.42	$3 \cdot 10^{-13}$		[2]				
M6	226	0.53 ± 0.025	$1.4 \cdot 10^{-13}$	0.42	$7 \cdot 10^{-13}$	D2	[13]				
				0.41	$5 \cdot 10^{-15}$		[12]				
				0.43	$1 \cdot 10^{-14}$		[8]				
				0.47	$1 \cdot 10^{-12}$		[2]				
M7	253	0.63 ± 0.03	$4 \cdot 10^{-13}$	0.43	$1 \cdot 10^{-14}$	E2	[11]				
				0.49	$1 \cdot 10^{-14}$	5	[12]				
				0.52	$4 \cdot 10^{-14}$	D3	[2]				
				0.44	$1 \cdot 10^{-10}$	E4	[6]				
M8	276	0.66 ± 0.03	$1.6 \cdot 10^{-13}$	0.44	$1 \cdot 10^{-10}$	D9*	[2]				
				0.60	$4 \cdot 10^{-14}$	E6	[13]				
				0.65	$6 \cdot 10^{-13}$	[6]					
				0.57	$3 \cdot 10^{-15}$	D4	[2]				
M9	298	$0.72 \pm 0.03^{***}$	$2.2 \cdot 10^{-13}$	0.61	$8 \cdot 10^{-15}$	E3	[11]				
				0.61	$3 \cdot 10^{-15}$	E3	[12]				
				0.63	$4 \cdot 10^{-14}$	6	[11]				
				0.63	$2 \cdot 10^{-15}$	E3	[11]				
M10	319	$0.75 \pm 0.02^{***}$	$1.4 \cdot 10^{-14}$	0.63	$3 \cdot 10^{-15}$	E6	[13]				
				0.65	$1 \cdot 10^{-14}$	D6*	[2]				
				0.68	$6 \cdot 10^{-16}$	E8	[6]				
				0.70	$4 \cdot 10^{-15}$	[11]					
M11	355	0.80 ± 0.08	$1.1 \cdot 10^{-13}$	0.71	$3 \cdot 10^{-15}$	I2	[2]				
				0.74	$3 \cdot 10^{-15}$	[11]					
				0.85	$1 \cdot 10^{-13}$	DZ	[2]				
				0.89	$1 \cdot 10^{-13}$	[8]					
M12	393	$0.93 \pm 0.05^{***}$	$5 \cdot 10^{-4}$	0.92	$5 \cdot 10^{-13}$	E9	[6]				
				0.92	$5 \cdot 10^{-13}$	[6]					
				0.73	$1 \cdot 10^{-16}$.8	[12]				
				0.82	$4 \cdot 10^{-15}$	D8	[2]				
M13	432	$0.98 \pm 0.03^{***}$	$8 \cdot 10^{-15}$	0.93	$5 \cdot 10^{-15}$	X	[7]				
				0.94	$3 \cdot 10^{-16}$	1	[15]				
				1.3	$3 \cdot 10^{-14}$	2	[15]				
				1.3	$3 \cdot 10^{-14}$	2	[15]				

Примечание. * — среднестатистические значения; ** — значение, определенное по методу [23,24]; *** — статистическое накопление данных отсутствует.

Приблизительно 60 процентов точек на рис. 4 оказались точно на наших изотермах или в непосредственной близости от них. Оставшиеся точки нельзя с уверенностью сопоставить какому-либо центру, наблюдавшемуся в наших экспериментах. Это может быть связано как с существованием в сульфиде кадмия центров, не проявившихся в наших образцах, так и с систематическими ошибками, допущенными авторами статей при измерении температуры образца или определении постоянной времени релаксации емкости. С этой точки зрения представляет интерес расположение некоторых точек относительно изотерм на рис. 4. Точки, полученные в работе [12], заметно смещены относительно изотермы. Имеющееся расхождение можно объяснить, если предположить, что в результате градиента температуры между датчиком температуры и образцом (вследствие большого расстояния между ними или большой толщины образца) истинная температура образца была на 10–15 К ниже, чем считали авторы, в результате чего все точки на диаграмме оказались смещены влево относительно изотерм. Косвенным подтверждением этого предположения может служить тот факт, что данные, приведенные теми же авторами в более поздней работе [13], точно попадают на изотермы.

Точки на рис. 4 разбросаны вдоль изотерм в том же диапазоне энергий, что и точки, полученные в наших экспериментах. Это подтверждает, что расхождение параметров, полученных различными авторами, есть следствие не различия свойств использованных кристаллов CdS и глубоких центров в них, а результат ошибок, возникающих при обработке полученных спектров DLTS. Статистически усредненные параметры ГЦ, определенные нами из графиков Аррениуса и параметры аналогичных максимумов из литературных данных приведены в таблице.

5. Заключение

В результате обработки большого числа спектров DLTS в дислокационном сульфиде кадмия установлено, что для заведомо одних и тех же центров, наблюдающихся в образцах из одного кристалла, полученные из графика Аррениуса параметры могут быть разбросаны в широком интервале значений. Для быстрого сопоставления максимумов в спектрах DLTS с наблюдавшимися в других экспериментах, а также для сравнения вновь полученных данных с ранее опубликованными нами предложен метод представления данных в виде диаграммы $(E_a, \lg(\sigma))$.

Применение диаграммы $(E_a, \lg(\sigma))$ позволило впервые установить соответствие между опубликованными в литературе центрами в сульфиде кадмия и совокупности с нашими экспериментальными данными, составить наиболее полный на сегодняшний день список центров CdS.

Предложенный в работе метод представления данных может быть использован для исследования глубоких центров в других полупроводниках термостимулированными методами.

В заключение авторы выражают благодарность М.П. Кулакову (ИФТТ РАН, Черноголовка) и В.Т. Серегину (НИИФ СПбГУ) за предоставленные для измерений образцы сульфида кадмия.

- [1] D.V. Lang. *J. Appl. Phys.*, **45**, 3022 (1974).
- [2] О.Ф. Вывенко, Н.В. Базлов, А.В. Тульев. *Изв. АН СССР. Сер.физ.*, **51**, 668 (1987).
- [3] О.Ф. Вывенко, А.А. Истратов, А.Г. Хлебов. *ФТП*, **23**, 1521 (1989).
- [4] О.Ф. Вывенко, А.А. Истратов, А.Г. Хлебов. *ФТП*, **24**, 1650 (1990).
- [5] O.F. Vyvenko, A.A. Istratov. *Phys. St. Sol. (a)*, **138**, 715 (1993).
- [6] D. Verity, D. Shaw, F.J. Bryant, C.G. Scott. *Phys. St. Sol. (a)*, **78**, 276 (1983).
- [7] M. Housin, M. Fialin, G. Bastide, G. Sagnes, M. Rouzeyre. *J. Cryst. Growth*, **59**, 246 (1982).
- [8] P.C. Pande, M. Claybourn, G.J. Russel, A.W. Brinkman, J. Woods. *J. Cryst. Growth*, **72**, 174 (1985).
- [9] F. Foulin, A.W. Brinkman, J. Woods. *J. Cryst. Growth*, **59**, 240 (1982).
- [10] D. Verity, D. Shaw, F.J. Bryant, C.G. Scott. *J. Cryst. Growth*, **59**, 234 (1982).
- [11] M. Claybourn, A.W. Brinkman, G.J. Russel, J. Woods. *Phil. Mag. B*, **56**, 385 (1987).
- [12] G. Grill, G. Bastide, G. Sagnes, M. Rouseyre. *J. Appl. Phys.*, **50**, 1375 (1979).
- [13] M. Hussein, G. Lleti, G. Sagnes, G. Bastide, M. Rouzeyre. *J. Appl. Phys.*, **52**, 261 (1981).
- [14] P. Besomi, B. Wessels. *J. Appl. Phys.*, **51**, 4305 (1980).
- [15] O.F. Vyvenko, W. Schröter. *Phil. Mag. A*, **50** L11 (1984).
- [16] R. Langfeld. *Appl. Phys. A*, **44**, 107 (1987).
- [17] A. Le Bloa, Dang Tran Quan, Z. Guenoni. *Meas. Sci. Technol.*, **4**, 325 (1993).
- [18] L. Dobaczewski, P. Kaczor, M. Missous, A.R. Peaker, Z.R. Zytewicz. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 2508 (1992).
- [19] L. Dobaczewski, I.D. Hawkins, P. Kaczor, M. Missous, I. Poole, A.R. Peaker. *Mater. Sci. Forum*, **83-87**, 769 (1992).
- [20] T.R. Hanak, R.K. Ahrenkiel, D.J. Danlavy, A.M. Bakry, M.L. Timmons. *J. Appl. Phys.*, **67**, 4126 (1990).
- [21] H.K. Kim, T.E. Schlesinger, A.G. Milnes. *J. Electron. Mater.*, **17**, 187 (1988).
- [22] О.Ф. Вывенко, А.А. Истратов. *ФТП*, **26**, 1693 (1992).
- [23] Е.В. Астрова, А.А. Лебедев. *ФТП*, **24**, 549 (1990).
- [24] О.Ф. Вывенко, Н.В. Базлов, С.Л. Пелищев. *ФТП*, **24**, 2208 (1990).

Редактор В.В. Чалдышев

Deep levels in cadmium sulfide single crystals: a novel technique for the comparison of DLTS data

A.A. Istratov, O.F. Vyvenko

Institute of Physics of St.-Petersburg State University, 198904 St.-Petersburg, Petrodvoretz, Russia

Experimental data obtained on samples of plastically deformed CdS show that determination of deep level parameters from deep level transient spectra consisting of badly-resolved maxima or centers having temperature-dependent capture cross-sections by means of the application of the Arrhenius plot leads to significant errors. The authors have examined both the cause and the order of magnitude of the errors and proposed a novel method for the comparison of DLTS data for a variety of samples on the basis of $(E_a, \lg(\sigma))$ diagram. The CdS deep levels data available have been thus compared.