

03,15

Исследование электросопротивления и термоэдс монокристалла моноселенида самария при температурном циклировании в интервале 320–800 К

© Н.Н. Степанов, Г.А. Каменская, С.В. Новиков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: stnick@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 27 февраля 2024 г.

В окончательной редакции 27 февраля 2024 г.

Принята к публикации 26 марта 2024 г.

Проведено исследование температурных зависимостей удельного электросопротивления ρ и термоэдс S монокристалла моноселенида самария SmSe в пяти циклах в интервале 320–800 К. После третьего цикла измерений монокристалла был выполнен его температурный отжиг в откачанной до 10^{-7} МПа ампуле при $T = 675$ К в течение 6 h. По завершении процедуры отжига на образце проведены два цикла измерений ρ и S . Установлено, что циклическое температурное воздействие на монокристалл SmSe, а также температурный отжиг приводят к появлению гистерезиса на зависимостях $\ln[\rho(10^3/T)]$ и $S(T)$. Анализ обнаруженных закономерностей в поведении ρ и S позволил выдвинуть предположение о существенном влиянии процессов возникновения и деструкции экситонного спектра под действием температурных изменений на процессы электропереноса в SmSe.

Ключевые слова: моноселенид самария, термоэдс, удельное электросопротивление, экситоны.

DOI: 10.61011/FTT.2024.05.58071.37

1. Введение

Моноселенид самария SmSe является одним из представителей семейства полупроводниковых монохалькогенидов редкоземельных элементов (РЗЭ), изучение которых продолжается уже многие годы. Указанные соединения обладают рядом уникальных физико-химических свойств, к которым относятся, в частности, происходящие в них структурные и электронные фазовые превращения, а также особенности реализации процессов электропереноса в широкой термобарической области. По ряду электрофизических и термодинамических параметров (см., например, [1–3]) SmSe можно рассматривать как перспективный материал для создания на его основе, как в качестве отдельного соединения, так и в составе твердых растворов, чувствительных элементов высокотемпературных тензо- и баросенсоров.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований по изучению поведения электросопротивления и термоэдс монокристалла моноселенида самария в интервале температур 320–800 К. На основании проведенного анализа полученных данных высказывается ряд предположений об особенностях транспортных свойств носителей заряда в SmSe в указанном температурном диапазоне.

2. Методика эксперимента

Монокристаллы SmSe стехиометрического составаготавливались по методике [4]. Образец для исследу-

ований размерами $\sim 12 \times 5 \times 2$ mm выкалывался из синтезированного слитка по плоскостям спайности [100] материала.

Параметр ГЦК-решетки кристалла SmSe (пространственная группа $Fm\bar{3}m$) испытуемого образца, согласно проведенному рентгенофазовому анализу, имел при температуре $T = 300$ К и атмосферном давлении $P = 0.1$ МПа типичное для моноселенида самария значение $a_{\text{SmSe}} = 6.196$ Å; область когерентного рассеяния рентгеновских лучей (ОКР) $L_{\text{SmSe}} \sim 2500$ Å, что соответствует достаточно хорошо сформированному монокристаллу. Удельное электросопротивление и термоэдс SmSe составляли при указанных условиях, соответственно, $\rho \approx 1500$ Ω·см и $S \approx -700$ μV/K.

Исследование температурных зависимостей электросопротивления ρ и термоэдс S монокристаллов SmSe в области от 320 до 800 К проводились на установке, подробное описание которой приведено в [5]. Всего было выполнено пять измерений ρ и S в режиме температурного циклирования („нагрев–охлаждение“).

После трех циклов измерений образец прошел температурный отжиг при $T \sim 675$ К в течение 6 h в откачанной до 10^{-7} МПа и запаянной кварцевой ампуле. После термообработки на образце еще дважды были проведены измерения ρ и S .

Изучение температурного хода электросопротивления R монокристалла SmSe осуществлялось четырехзондовым методом на переменном токе с использованием прижимных подпружиненных платиновых контактов. Температура и градиент температур вдоль максималь-

ного размера образца измерялись двумя Pt-Pt/Rh термомпарами. Величина термоэдс исследуемого материала рассчитывалась с учетом термоэдс термопар.

3. Результаты измерений

На рис. 1 представлены зависимости логарифма удельного электросопротивления монокристалла SmSe от обратной температуры с весовым множителем 10^3 для пяти термических циклов измерений (термоциклов). После первых трех термоциклов исследуемый образец SmSe прошел дополнительно отжиг в вакууме (см. выше) и измерения были продолжены.

Анализ полученных данных обнаруживает на графиках функций $\ln[\rho(10^3/T)]$ SmSe особенности в виде изломов в температурной области вблизи 615 К и их незначительные отклонения от первоначальных значений в разных температурных циклах. В первом цикле измерений наблюдается наибольшее различие в величинах $\ln[\rho(10^3/T)]$ прямого и обратного температурных ходов, особенно заметное в интервале 500–700 К (см. вставку рис. 1). В последующих циклах измерений подобные отклонения незначительно уменьшаются.

Наглядными и информативными для понимания происходящих в SmSe изменений в процессах электропереноса под воздействием циклических температурных нагрузок являются приведенные на рис. 2 зависимости величины отклонения $\Delta \ln[\rho(10^3/T)]$ функций логарифма удельного электросопротивления образца от обратной температуры (с весовым коэффициентом 10^3) относительно отрезков прямых, соединяющих точки на границах диапазона определения первых. Указанные зависимости рассчитывались в каждом эксперименте отдельно для процессов нагрева и охлаждения (т.е. для каждого полуцикла) образца SmSe.

Графики функций $\Delta \ln[\rho(10^3/T)]$ приведены на рис. 2. На основании анализа этих зависимостей следует, что они имеют особенности в виде перегибов в области температур 550–720 К и гистерезис при прохождении в термоцикле исследуемым образцом указанного температурного интервала. При этом амплитуда гистерезиса убывает с первого по третий термоцикл. После отжига образца амплитуды гистерезиса в последующих двух термоциклах даже несколько увеличились, но эффект их уменьшения при циклическом нагреве остается. Кроме того, на зависимости $\Delta \ln[\rho(10^3/T)]$ первого после отжига образца нагрева при $T \approx 670$ К обнаружилась особенность в виде дополнительного излома, которая не имеет аналогов в предыдущих термоциклах и требует отдельного рассмотрения.

Более точно определить диапазон аномального поведения температурных зависимостей $\ln[\rho(10^3/T)]$ SmSe позволяет расчет их производных по обратной температуре и построения температурных зависимостей локальной энергии активации $E_a(T)$ свободных носителей тока отдельно для каждого термоцикла образца, исходя

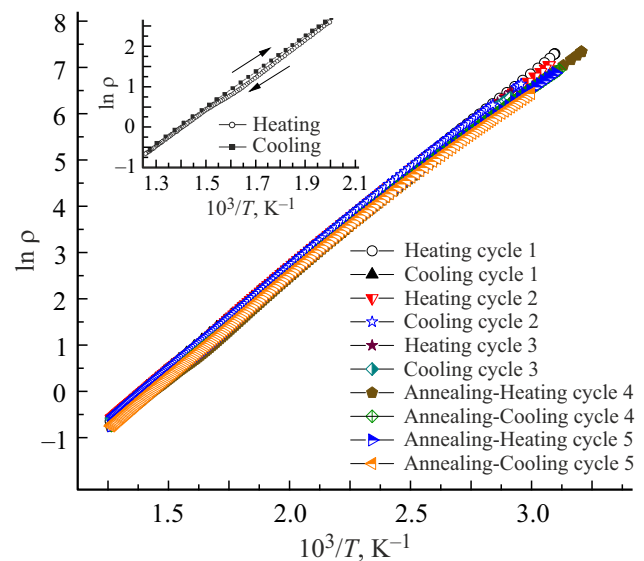


Рис. 1. Зависимости логарифма удельного электросопротивления $\ln[\rho(10^3/T)]$ монокристалла SmSe от обратной температуры для пяти циклов измерений — „нагрев–охлаждение“. 1 — 1–3 термоциклы; 2 — 4,5 термоциклы (после отжига образца); а — фрагмент зависимостей $\ln[\rho(10^3/T)]$ в первом температурном цикле.

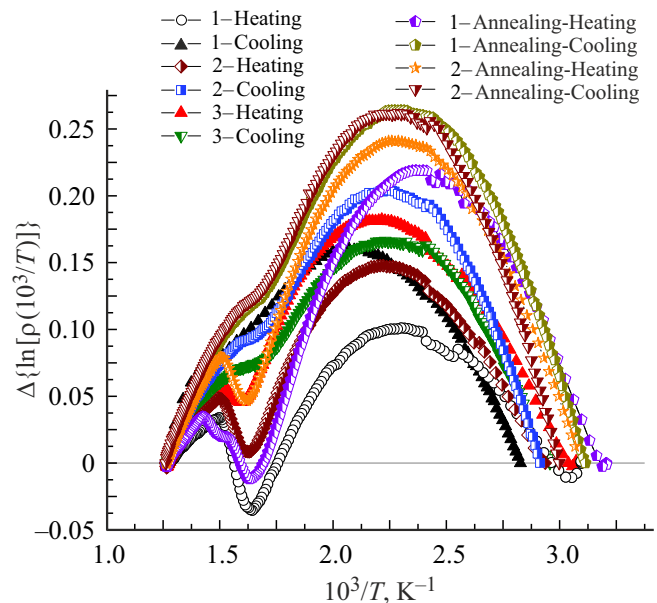


Рис. 2. Графики зависимости отклонения $\Delta \ln[\rho(10^3/T)]$ удельного электросопротивления монокристалла SmSe от обратной температуры (с весовым коэффициентом 10^3) для пяти термоциклов.

из соотношения: $\partial \{\ln[\rho(10^3/T)]\} / \partial (1/T) \cong k_B \cdot 10^3 \cdot E_a$, где k_B — постоянная Больцмана (рис. 3). Согласно приведенным на рис. 3 графикам, наиболее резкие аномалии в поведении $E_a(T)$ SmSe наблюдаются в температурном интервале 550–680 К. Полученная в настоящей работе величина энергии активации $E_a \approx 0.36$ eV SmSe при

$T = 300$ К близка к таковой, определенной ранее в [6] на основании барических экспериментов. Температурная зависимость локальной энергии активации $E_a(T)$ SmSe демонстрирует постепенный рост в области температур от 350–500 К. Дальнейшее повышение температуры приводит к резкому падению величины E_a на $\sim 35\%$ в узком температурном интервале $\Delta T \approx 50$ К (диапазон 590–640 К), а затем к такому же быстрому увеличению на $\sim 26\%$ в промежутке от 640 до 670 К. Последующее увеличение температуры до ~ 800 К вновь приводит к плавному увеличению E_a , однако с несколько меньшей скоростью роста относительно таковой, наблюдаемой на начальном температурном участке кривой $E_a(T)$. Из анализа данных, представленных на рис. 3, можно заключить, что при снижении температуры образца изменения локальной энергии активации свободных носителей тока проходят с гистерезисом относительно режима нагрева в каждом термоцикле. При этом значения $E_a(T)$ сначала постепенно убывают с понижением температуры от 800 К до ~ 620 К, затем происходит их рост в диапазоне 550–620 К на $\sim 8\%$, что, однако, меньше тех значений, которые наблюдались при указанных температурах в фазе нагрева. Повторные температурные циклы несколько уменьшают амплитуду гистерезиса. Отличительной особенностью поведения $E_a(T)$ в четвертом цикле нагрева является немонотонный процесс перехода к прямолинейному высокотемпературному участку, что обусловлено своеобразным характером функции $\ln[\rho(10^3/T)]$. В пятом термоцикле указанная аномалия уже не наблюдается.

Дополнительную информацию об особенностях процессов транспорта электрических зарядов в полупроводниковой фазе моноселенида самария можно получить из экспериментально определенных температурных зависимостей термоэдс $S(T)$ материала, представленных на рис. 4.

Обращает на себя внимание существенное отличие в поведении температурной зависимости термоэдс SmSe при первом нагреве образца от таковых, полученных в результате измерений в последующих температурных циклах. Термоэдс SmSe образца с ростом температуры во всем исследуемом диапазоне 320–800 К монотонно возрастает, причем на зависимости $S(T)$ можно отметить две точки перегиба: при $T \approx 460$ К и $T \approx 670$ К (более точно — 666 К), которые связаны с изменением параметров процессов электропереноса в SmSe. На температурном участке 615–670 К наблюдается увеличение скорости роста термоэдс, которая резко уменьшается при дальнейшем нагреве образца. В области температур, превышающих 670 К, $S(T)$ линейно зависит от температуры вплоть до 800 К и таковой ее вид сохраняется практически без изменений в последующих циклах измерений. В низкотемпературной области (320–570 К) повторные измерения $S(T)$ SmSe фиксируют существенную смену ее поведения на температурном участке от 320 до 570 К. В первом цикле охлаждения образца $S(T)$ начинает возрастать при понижении температуры ниже

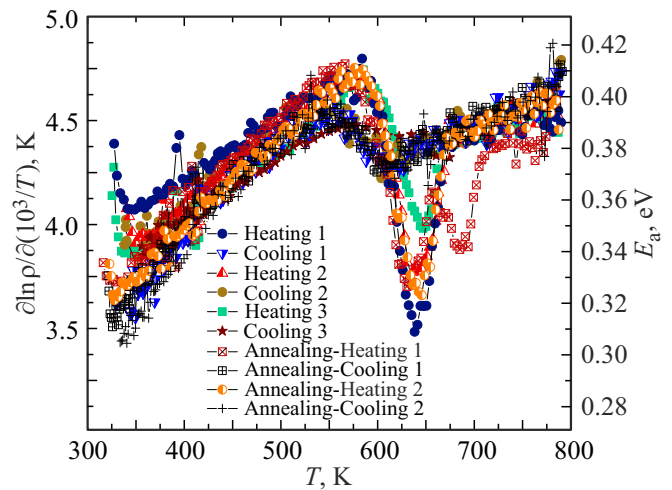


Рис. 3. Температурные зависимости частных производных $\ln[\rho(10^3/T)]$ по обратной температуре (левая шкала ординат) и локальных энергий активации E_a свободных носителей тока в SmSe (правая шкала ординат) для пяти термоциклов измерений.

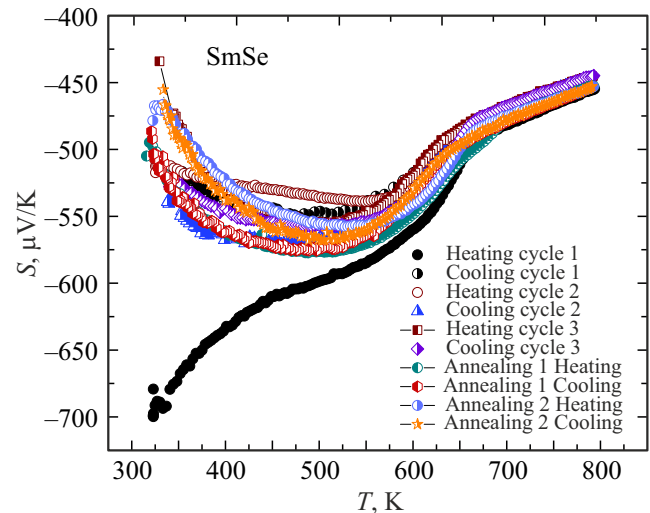


Рис. 4. Зависимости термоэдс монокристалла SmSe от температуры, полученные в пяти термоциклах измерений.

500 К. Во втором цикле нагрева $S(P)$ уменьшается по мере увеличения температуры вплоть до ~ 570 К, а далее начинается ее рост. При снижении температуры до ~ 520 К термоэдс падает, а при дальнейшем охлаждении начинает возрастать. В третьем и последующих термоциклах S SmSe повторяет в общих чертах поведение в предыдущих (исключая, разумеется, первый нагрев образца).

4. Обсуждение результатов

Обсуждение результатов настоящей работы следует начать с представленной на рис. 5 схемы строения зон-

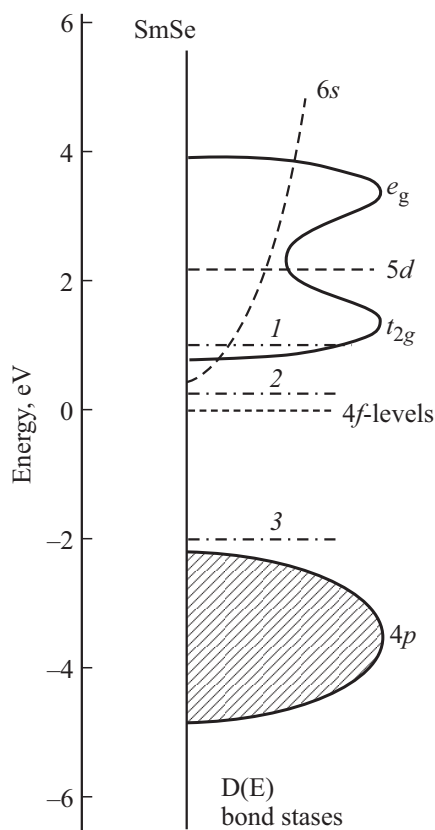


Рис. 5. Зонная схема полупроводниковой фазы SmSe. 1 — положение первого экситонного уровня согласно [10]; 2 — положение донорных уровней согласно данным настоящей работы; 3 — положение акцепторных уровней (точно не определено).

ного спектра SmSe, основанной на исследованиях [6–9], дополненной и частично исправленной на основании установленных впоследствии экспериментальных фактов и теоретических разработок [3,10,11]. В измененной схеме строения зонного спектра SmSe принято инверсное относительно исходного (см. [9]) взаиморасположение минимумов $5d_{t_{2g}}$ - и $6s$ -подзон зоны проводимости, учтено наличие донорных и акцепторных уровней, а также экситонных состояний, обусловленных $4f5d$ -кулоновским взаимодействием [10]. Последние, согласно теоретическим воззрениям [11], играют решающую роль в реализации фазового перехода в полупроводниковом SmS при всестороннем сжатии и в фазовых превращениях под давлением в SmSe и SmTe [12].

Руководствуясь приведенной на рис. 5 схемой строения зонного спектра SmSe, процессы электропереноса в указанном соединении в процессе термического циклирования могут быть описаны следующим образом. При температурном воздействии до 800 К на образец SmSe в его электронной подсистеме происходят: а) термоактивация $4f^6$ -электронов Sm^{2+} в связанные (экситонные) состояния $4f^55d_{ex}$ и в $6s-5d_{t_{2g}}$ -подзоны зоны проводимости; б) заполнение акцепторных уровней

электронами валентной зоны; в) частичная компенсация акцепторов электронами проводимости, и, можно предположить; г) распад системы экситонных состояний при превышении некоторой критической температуры образца с последующим переходом ранее связанных в экситонах электронов в зону проводимости. По мере охлаждения образца его электронная подсистема постепенно возвращается в исходное состояние, однако этот процесс имеет особенность. Так, переход электронов проводимости из $5d_{t_{2g}}$ -подзоны в связанные $4f^55d_{ex}$ -состояния (восстановление экситонного спектра) не может происходить в температурной области распада последних, а только при снижении температуры образца на $\sim 20-25$ К (рис. 3). Вследствие указанной причины на зависимостях $E_a(T)$ наблюдается гистерезис в каждом термоцикле. Отметим также, что понижение температуры образца должно в конечном счете приводить к диссипации экситонов в SmSe в виду невозможности образования таковых в результате прекращения термоактивации $4f^6$ -электронов.

В подтверждение сказанному проведем анализ представленных на рис. 2 графиков функций $\Delta \ln[\rho(10^3/T)]$, которые были получены путем вычитания из построенных на основании экспериментальных данных зависимостей $\ln \rho(10^3/T^i)|_{i=1-10}$ для каждого i -го полуцикла измерений соответствующих им функций вида $\ln[\rho_i \exp(10^3 \cdot E_a^i/k_B T)]$, удовлетворяющих следующим условиям: $\ln \rho(10^3/T_{н,к}^i) = \ln[\rho_i \exp(10^3 \cdot E_a^i/k_B T_{н,к}^i)]$; где $\partial \rho_i / \partial T = 0$, $T_{н}^i$ и $T_{к}^i$ — начальная и конечная температуры i -го полуцикла; $E_a^i = \text{const}(T)$ — постоянные, имеющие размерность энергии. Величины E_a^i соответствуют усредненным локальным энергиям активации \bar{E}_a SmSe в i -полуциклах по интервалу обратных температур $\Delta(1/T)_i = |1/T_{н} - 1/T_{к}|_i$.

Обратим внимание на то обстоятельство, что поведение зависимостей $[\Delta \ln[\rho(10^3/T)]]_{i=1-10}$ от обратной температуры (с весовым множителем 10^3) не может быть непротиворечиво объяснено только изменением параметров рассеяния свободных носителей заряда с ростом температуры и подключением к процессам электропереноса $5d_{t_{2g}}$ -подзоны зоны проводимости SmSe. Действительно, исходя из общих положений, основными рассеивателями свободных носителей заряда в моноселениде самария при $320 < T < 800$ К являются оптические фононы и заряженные дефекты — катионы Sm^{3+} : первые — поскольку температурный диапазон эксперимента значительно превышает температуру Дебая SmSe $\theta_D = 206$ К [13], вторые — поскольку их концентрация непрерывно возрастает по мере нагрева образца. В указанных условиях подвижность электронов проводимости с ростом температуры образца уменьшается, следовательно, связанная с ней парциальная составляющая ρ (и $\ln \rho$), при общей убыли последнего должна увеличиваться. Участие $5d_{t_{2g}}$ -подзоны в электропереносе однозначно должно приводить к замедлению скорости уменьшения ρ (и $\ln \rho$) SmSe с ростом температуры, поскольку плотность состояний электронов в ней

превосходит таковую в $6s$ -подзоне. Очевидно, что оба рассматриваемых выше фактора не могут объяснить не только немонотонный характер поведения зависимостей $[\Delta \ln[\rho(10^3/T)]]_{i=1-10}$, но и наличие гистерезиса в термоциклах.

Рассмотрим теперь возможные результаты влияния на спектр электронных состояний в SmSe циклических температурных воздействий в интервале 320–800 К. Во-первых, обратим внимание на следующие обстоятельства: уже при первом нагреве в SmSe происходит отжиг материала образца, заключающийся в изменениях напряженного состояния его кристаллической структуры, концентрации и распределении дислокаций, вакансий, примесей и междоузельных включений. Во-вторых, есть основание полагать наличие частичного испарения с поверхности кристалла селена в вакуум термостата, а, следовательно, возникновение компенсирующего эту убыль диффузионного потока анионов Se из объема материала. В-третьих, не исключен процесс диффузии в образец через его поверхность легких неметаллов (углерод, кислород, азот) из остаточной атмосферы термостата. Другими словами, воздействие температуры способно заметно перестроить структуру энергетического электронного спектра SmSe, включая его экситонную компоненту. Так, образовавшиеся в объеме образца вакансии селена могут частично заполняться катионами самария, ранее располагавшимися в междоузлиях кристаллической решетки. Переход катионов самария из междоузлий на вакантные позиции в подрешетке селена оказывается энергетически выгодным, следовательно, ионизационный потенциал $4f^6$ -электронов Sm^{2+} , перешедших на позиции анионов регулярной кристаллической решетки, возрастает. Далее, диффузия в материал легких неметаллов (C, O, N) приводит к возникновению прочных химических связей таковых с катионами Sm, блокируя, тем самым, как активацию с последних электронов в зону проводимости [14], так и образование экситонных пар. Тем не менее, экспериментальные данные показывают, что общий характер поведения функций $\ln[\rho(10^3/T)]$ SmSe в термоциклах остается постоянным. Существенным представляется только изменение хода зависимостей термоэдс $S(T)$ в области $T < 500$ К, наблюдаемых после первого нагрева образца, однако ниже будет показано, что причины этого явления весьма тривиальны и не вносят принципиальных изменений в структуру спектра носителей заряда SmSe.

Обратимся к анализу влияния процессов формирования и распада спектра экситонных состояний на электрические и термоэлектрические свойства моноселенида самария. Нагрев образца, с одной стороны, способствует формированию экситонов в SmSe на начальном этапе, а с другой — стимулирует деструкцию последних по мере дальнейшего роста температуры. Активная генерация экситонных пар в SmSe начинается при достаточно низких температурах, по-видимому, в области 370–400 К, в какой-то области наблюдается нестабильность поведения функций $[\Delta \ln[\rho(10^3/T)]]_i$ (рис. 2). По мере роста температуры

(до определенного предела) концентрация экситонов в образце возрастает. Образующиеся экситонные состояния играют роль ловушек для электронов [15], снижающих скорость убыли ρ SmSe с ростом температуры. Однако уже при нагреве до $T \sim 560$ –580 К в образце начинает развиваться процесс распада экситонов, судя по формированию у функций $E_a^i(T)$ сглаженных максимумов (рис. 3). Границы областей высокотемпературной нестабильности экситонных состояний в SmSe отдельно для каждого цикла определяются из $E_a^i(T)$. Согласно полученным данным распад экситонной системы начинается по достижении в образце температуры ~ 590 К, а завершается при ~ 640 К для первых трех и пятого термоциклов. Деструкция системы экситонных состояний вызывает переход электронов не только в $6s$ -, но и в $5d_{t_2g}$ -подзону зоны проводимости с „тяжелой“ эффективной массой носителей заряда, что приводит (о чем было упомянуто выше) к замедлению скорости роста $E_a(T)$ при $T \geq 650$ К.

Поведение температурных зависимостей $\Delta \ln[\rho(10^3/T)]$ и $E_a(T)$, полученных в четвертом термоцикле при нагреве прошедшего термообработку образца SmSe, свидетельствует о сложности строения сформированного отжигом экситонного спектра. Есть все основания полагать, что некоторая часть катионов Sm в образце располагается в вакансиях анионной подрешетки кристалла, формируя систему „глубоких“ донорных уровней и, соответственно, связанную с ней подсистему экситонного спектра соединения, другая — остается в междоузлиях. В силу указанной причины, экситонная структура SmSe в высокотемпературной области распадается поэтапно, и проявление этого факта наиболее отчетливо наблюдается на соответствующей зависимости $E_a(T)$.

Проанализируем температурные зависимости термоэдс SmSe. Поведение $S(T)$ в первом цикле при нагреве до 460 К характерно для частично компенсированного полупроводника n -типа с доминирующим транспортом по $6s$ -подзоне зоны проводимости. При температурах, превышающих указанную, влиянием дырочной проводимости можно пренебречь и проводимость в SmSe считать сугубо электронной. Существенное изменение в поведении термоэдс при $T < 500$ К после первого нагрева образца можно объяснить тем обстоятельством, что часть катионов, располагавшихся ранее в междоузлиях под температурным воздействием перешла на вакантные позиции в анионной подрешетке. В результате энергия активации их $4f$ -электронов возросла, соответственно, уменьшилась концентрация электронов в зоне проводимости и проявилось влияние зарядового транспорта по валентной зоне SmSe на величину термоэдс образца.

На рис. 6 представлены полиномиальные аппроксимационные линии температурных зависимостей производной $\partial S/\partial T$ для всех 5 термоциклов. Согласно первой из представленной на рис. 6 кривых наибольшей скорости роста $S(T)$ достигает при $T \approx 640$ К, т.е. в той точке, где наблюдается минимум температурной зависимости

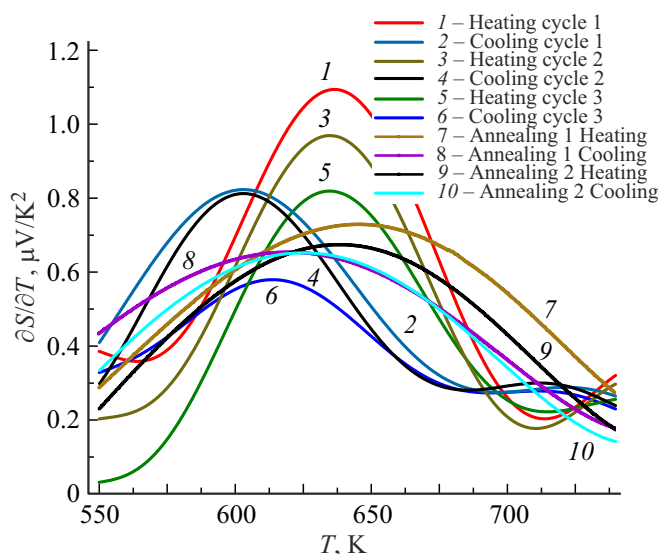


Рис. 6. Полиномиальные аппроксимационные линии температурных зависимостей $\partial S/\partial T$ монокристалла SmSe для пяти термоциклов.

локальной энергии активации $E_a(T)$. С дальнейшим увеличением температуры темп изменения $S(T)$ замедляется и переходит в плавный подъем в интервале 670–800 К. По характеру зависимости, учитывая схему строения зонного спектра SmSe, можно предположить, что в процессе высокотемпературного электропереноса задействованы две подзоны — $6s$ - и $5d_{t_{2g}}$ -с „легкой“ ($6s$) и „тяжелой“ ($5d$) эффективными массами носителей заряда. Поскольку в процессе охлаждения образца характер изменений термоэдс и ее значений в высокотемпературной области (670–800 К) практически совпадает с таковым при нагреве, можно констатировать, что температурный отжиг практически не влияет на параметры спектра зоны проводимости SmSe. Поведение $S(T)$ SmSe при первом снижении температуры, а также в последующих термоциклах определяется уже измененным в результате отжига электронным спектром носителей тока в кристалле (с небольшими вариациями в каждом цикле). По причинам, указанным выше, температуры максимумов $\partial S(T)/\partial T$ SmSe в термоциклах не совпадают: при нагреве они выше ($T_{\max} \sim 630$ – 640 К), чем при охлаждении ($T_{\max} \sim 604$ – 614 К), то есть наблюдается гистерезис.

5. Заключение

В работе представлены результаты экспериментальных исследований температурных зависимостей удельного электросопротивления ρ и термоэдс S монокристалла моноселенида самария в интервале 320–800 К в пяти температурных циклах измерений. После первых трех циклов был произведен температурный отжиг образца и эксперимент был продолжен. Обнаружено

существенное влияние на параметры электропереноса в монокристалле SmSe как циклических температурных воздействий на образец, так и его отжиг. Для объяснения наблюдаемых эффектов предлагается качественная модель происходящей под действием температуры перестройки спектра экситонных состояний в SmSe: возникновение экситонов на начальной стадии нагрева образца, последующая диссипация экситонных состояний при превышении в материале критической температуры ~ 590 К, восстановление экситонного спектра при достаточном охлаждении образца (на ~ 30 К ниже указанной температуры) и его последующий распад при $T < 370$ К.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.В. Каминский, Н.В. Шаренкова. ФТП **53**, 158 (2019).
- [2] А.В. Голубков, Е.В. Гончарова, В.П. Жузе, Г.М. Логинов, В.М. Сергеева, И.А. Смирнов. В кн.: Физические свойства халькогенидов редкоземельных элементов / Под ред. В.П. Жузе. Наука, Л. (1973). Гл. 2. С. 58.
- [3] С.Г. Гребинский, В.В. Каминский, Н.Н. Степанов, И.А. Смирнов, А.В. Голубков. ФТТ **25**, 151 (1983).
- [4] А.В. Голубков, В.М. Сергеева. Физика и химия редкоземельных полупроводников (Химия и технология). Препринт УНЦ АН СССР, Свердловск (1977). С. 28.
- [5] А.Т. Бурков, А.И. Федотова, А.А. Касьянов, Р.И. Пантелеев, Т. Накама. Науч.-тех. вестн. информ. технологий, механики и оптики **15**, 2, 173 (2015).
- [6] А.Г. Гаврилюк, В.А. Сидоров, И.А. Смирнов, Н.Н. Степанов, Л.Г. Хвостанцев, О.Б. Циок, А.Б. Барабанов, А.В. Голубков. ФТТ **28**, 2135 (1986).
- [7] G.H. Dieke. Spectra and Energy Levels of Rare Earth Ions in Crystals. Interscience Publ. (1968).
- [8] M.I. Nathan, F. Holtzberg, J.E. Smith, Jr., J.B. Torrance, J.C. Tsang. Phys. Rev. Lett. **34**, 467 (1975).
- [9] B. Batlogg, E. Kaldis, A. Schlegel, P. Wachter. Phys. Rev. B **14**, 5503 (1976).
- [10] И.А. Смирнов, В.С. Оскотский. УФН **124**, 241 (1978).
- [11] К.А. Кикоин. ЖЭТФ **85**, 1000 (1983).
- [12] A. Jayaraman, V. Narayanamurti, E. Bucher, R.G. Maines. Phys. Rev. Lett. **25**, 1430 (1970).
- [13] А.В. Голубков, Е.В. Гончарова, В.П. Жузе, Г.М. Логинов, В.М. Сергеева, И.А. Смирнов. В кн.: Физические свойства халькогенидов редкоземельных элементов / Под ред. В.П. Жузе. Наука, Л. (1973). Гл. 3. С. 132.
- [14] Л.Н. Васильев, В.В. Каминский, М.В. Романова, Н.В. Шаренкова, А.В. Голубков. ФТТ **48**, 10, 1777 (2006).
- [15] В.А. Сидоров, Н.Н. Степанов, Л.Г. Хвостанцев, О.Б. Циок, А.В. Голубков, В.С. Оскотский, И.А. Смирнов. В сб.: Физика и химия редкоземельных полупроводников / Под ред. К.Е. Миронова. Наука, Новосибирск (1990). С. 176.

Редактор Ю.Э. Кутаев