

УДК 621.315.592

DOI: 10.17223/00213411/64/2/76

*А.Ш. АБДИНОВ<sup>1</sup>, Р.Ф. БАБАЕВА<sup>2</sup>*

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В МОНОКРИСТАЛЛАХ *p*-GaSe

При различных внешних и внутрикристаллических условиях (при разных температурах, напряженностях электрического поля, исходных значениях темнового удельного сопротивления образца, содержании, а также химической природе введенной редкоземельной примеси) исследовано влияние гальванически приложенного электрического поля на собственную фотопроводимость в монокристаллах селенида галлия (*p*-GaSe). Установлено, что фотопроводимость в образцах нелегированных монокристаллов *p*-GaSe с исходным (имеющим место при  $T = 77$  К) темновым удельным сопротивлением  $\rho_{T0} \leq 4 \cdot 10^4$  Ом·см и легированных редкоземельными элементами (диспрозием и эрбием) с процентным содержанием  $N_{PЗЭ} \geq 10^{-2}$  ат. % не зависит от напряженности электрического поля. А в образцах нелегированных монокристаллов с  $\rho_{T0} > 10^5$  Ом·см и легированных с  $N_{PЗЭ} < 10^{-2}$  ат. % при  $T \leq 250$  К и слабых освещенностях фотопроводимость зависит от напряженности электрического поля. Обнаруженное влияние электрического поля на фотопроводимость в исследуемых образцах монокристаллов *p*-GaSe объяснено электрическим спрямлением флуктуации электронного потенциала свободных энергетических зон, обусловленной наличием в них случайных макроскопических дефектов.

**Ключевые слова:** легирование, темновое удельное сопротивление, примесь, редкоземельные элементы, случайные макроскопические дефекты, центры захвата, центры рекомбинации.

### Введение

Относящийся к классу полупроводниковых соединений  $A^{III}B^{VI}$  со слоистой структурой моноселенид галлия (GaSe) [1] является одним из перспективных материалов для оптоэлектроники в видимом и ИК-диапазонах. Это вызывает интерес к изучению воздействия различных факторов на его фотопроводимость. В представленной работе исследовано влияние электрического поля на собственную фотопроводимость монокристаллов *p*-GaSe.

## 1. Экспериментальная часть

### 1.1. Материалы

Исследуемые образцы срезались из различных частей крупных нелегированных, а также легированных редкоземельными элементами (РЗЭ) – диспрозием (Dy) и эрбием (Er) – монокристаллических слитков *p*-GaSe, выращенных методом Бриджмена. При  $T \geq 250$  К величина темнового удельного сопротивления ( $\rho_T$ ) для всех исследуемых кристаллов оказывается почти одинаковой (при 300 К составляет  $\sim 5 \cdot 10^3 - 10^4$  Ом·см). Начиная примерно с  $T = 250$  К, при понижении температуры  $\rho_T$  для различных образцов постепенно увеличивается. При  $T = 77$  К его значение ( $\rho_{T0}$ ) составляет  $\sim 3 \cdot 10^4 - 10^7$  и  $\sim 10^4 - 10^8$  Ом·см в различных образцах нелегированных и легированных РЗЭ кристаллов соответственно. Величина  $\rho_T$  зависит также от  $N_{PЗЭ}$  и свое максимальное значение получает при  $N_{PЗЭ} \approx 5 \cdot 10^{-4}$  ат. % [2]. Образцы имели форму плоскопараллельной пластинки с толщиной 0.1–0.3 мм в направлении оси *C* и поперечными размерами по плоскости естественных слоев кристалла (2.0–3.0)×(3.0–5.0) мм. Материалами электрических (токовых) контактов, расположенных на двух противоположных торцах или поверхностях образца, служили индий, олово или же серебряная паста. При всех измерениях световой поток ( $\Phi$ ) был направлен перпендикулярно, а электрическое поле ( $E$ ) в зависимости от требований эксперимента – вдоль или перпендикулярно к естественным слоям кристалла. Адгезия и омичность электрических контактов контролировались при помощи ВАХ, снятой на характеристографе.

### 1.2. Методы исследования

При помощи экспериментальной установки, собранной на базе монохроматора типа МДР-12 [3], методом стационарной фотопроводимости [4] в области температур  $T = 77 - 300$  К, напряженности электрического поля  $E \approx 2 \cdot 10^1 - 2.5 \cdot 10^3$  В/см, длин волн  $\lambda = 0.30 - 1.00$  мкм и интенсивности

света  $\Phi_c \approx 5 \cdot 10^0 - 5 \cdot 10^2$  Лк фиксировались основные характеристики фотопроводимости (фототока) в исследуемых образцах.

## 2. Результаты и их обсуждение

Установлено, что в области  $T > 250$  К во всех исследуемых образцах, а также в образцах нелегированных с  $\rho_{T0} \leq 4 \cdot 10^4$  Ом·см и легированных с  $N_{P3Э} \geq 10^{-2}$  ат. % монокристаллов *p*-GaSe при  $T \leq 250$  К фотопроводимость удовлетворительно подчиняется теории фотопроводимости в пространственно-однородных кристаллических полупроводниках с уровнями прилипания, захвата и рекомбинации в запрещенной зоне [4].

При напряженностях электрического поля  $E < E_i$  с ростом  $\rho_{T0}$  максимум ( $\lambda_m$ ) (рис. 1, кривая 1) и красная граница ( $\lambda_{кр}$ ) (рис. 1, кривая 2) спектра фотопроводимости смещаются в сторону более длинных волн света. При этом наблюдается также заметная зависимость положения максимума  $\lambda_m$  (рис. 1, кривая 1) и красной границы  $\lambda_{кр}$  (рис. 1, кривая 2) спектра фотопроводимости от содержания введенной примеси в легированных РЗЭ монокристаллах *p*-GaSe. С ростом значения содержания введенной примеси, сначала (при  $N_{P3Э} \leq 5 \cdot 10^{-4}$  ат. %) максимум (рис. 1, кривая 3) и красная граница (рис. 1, кривая 4) спектра смещаются в сторону более длинных волн света, а затем (при  $N_{P3Э} > 5 \cdot 10^{-4}$  ат. %) с ростом  $N_{P3Э}$  они меняют свои положения в обратную сторону и при  $N_{P3Э} = 10^{-1}$  ат. % совпадают с имеющим место в нелегированных кристаллах с наименьшим значением  $\rho_{T0}$ . С повышением температуры зависимость спектра фотопроводимости от величин  $\rho_{T0}$  и  $N_{P3Э}$  резко ослабляется, при  $T > 250$  К совсем исчезает.

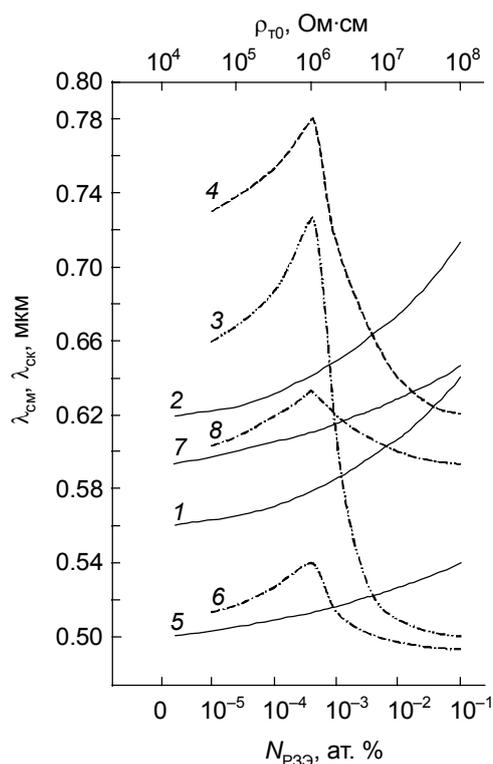


Рис. 1. Зависимость положения максимума (кр. 1, 3, 5 и 6) и длинноволновой границы (кр. 2, 4, 7 и 8) спектра собственной фотопроводимости от исходной величины темнового удельного сопротивления в нелегированных (кр. 1, 2, 5 и 7) и содержания введенной примеси в легированных РЗЭ (кр. 3, 4, 6 и 8) монокристаллах *p*-GaSe при различных напряженностях электрического поля.  $T = 77$  К;  $\Phi_c/\Phi_{cm} = 2 \cdot 10^{-1} E$ , В/см: кр. 1–4 –  $6 \cdot 10^1$ ; кр. 5–8 –  $2 \cdot 10^3$

Люкс-амперные характеристики (ЛАХ) фотопроводимости в образцах нелегированных монокристаллов *p*-GaSe с наименьшим значением  $\rho_{T0}$  состоят из последовательных участков (рис. 2, кривая 1) – линейного, сублинейного и участка квазинасыщения. В образцах нелегированных со значением  $\rho_{T0} > 10^5$  Ом·см и легированных РЗЭ с  $N_{P3Э} < 10^{-2}$  ат. % монокристаллов при слабых освещенностях наблюдается участок степенной зависимости величины фототока ( $i_{фс}$ ) от интенсивно-

сти света ( $\Phi_c$ ) с показателем степени  $\alpha > 1$  (рис. 2, кривые 2 и 3 соответственно). При этом значение  $\alpha$  с ростом величины  $\rho_{T0}$  плавно увеличивается примерно до 4–5 (рис. 3, кривая 1), а с ростом  $N_{P3Э}$  меняется немонотонно и принимает свое максимальное значение ( $\sim 6$ ) при  $N_{P3Э} = 5 \cdot 10^{-4}$  ат. %, а минимальное ( $\sim 1$ ) – при  $N_{P3Э} = 10^{-1}$  ат. % (рис. 3, кривая 2).

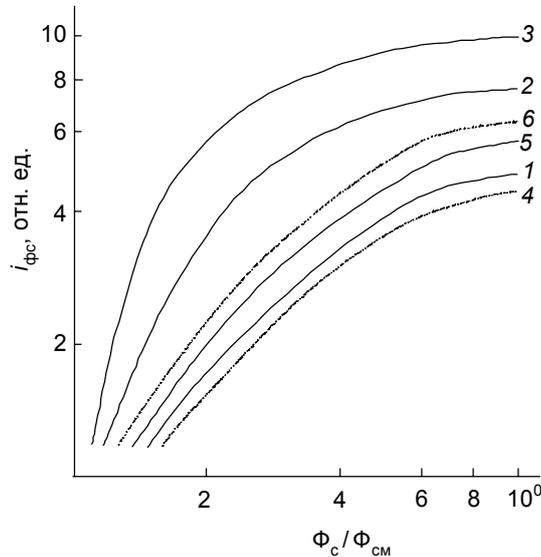


Рис. 2. ЛАХ фотопроводимости в нелегированных (кр. 1, 2, 5) и легированных РЗЭ (кр. 3, 4, 6) монокристаллах  $p$ -GaSe при различных напряженностях электрического поля  $E$ , В/см: кр. 1, 2, 3, 4 –  $6 \cdot 10^1$ ; кр. 5, 6 –  $2 \cdot 10^3$ ;  $\rho_{T0}$ , Ом·см: кр. 1 –  $4 \cdot 10^4$ ; кр. 2, 5 –  $8 \cdot 10^7$ ;  $N_{P3Э}$ , ат. %: кр. 1, 2, 5 – 0; кр. 3, 6 –  $5 \cdot 10^{-4}$ ; кр. 4 –  $10^{-1}$ ;  $T = 77$  К;  $\lambda_c = 0.56$  мкм

В образцах нелегированных с  $\rho_{T0} > 10^5$  Ом·см и легированных с  $N_{P3Э} < 10^{-2}$  ат. % монокристаллов при  $T \leq 250$  К и слабых освещенностях (когда ЛАХ фотопроводимости еще не выходит на участок квазинасыщения), при вызывающих заметную инжекцию напряженностях электрического поля (для различных образцов при температуре 77 К в темноте  $E > E_i \approx 100$ – $120$  В/см) фотопроводимость приобретает специфические особенности. Характер и степень этих особенностей, помимо температуры, зависят от интенсивности света, напряженности электрического поля, исходного значения темнового удельного сопротивления, содержания введенной примеси.

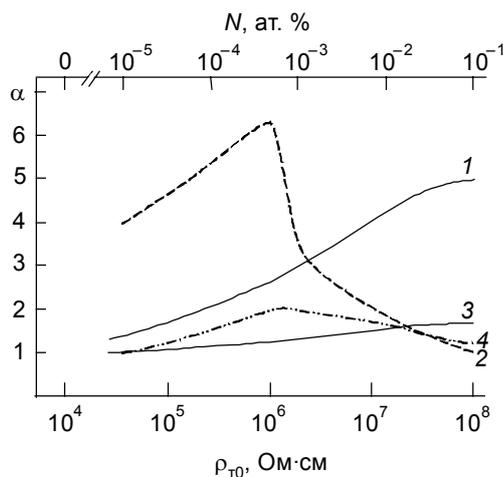


Рис. 3. Зависимость значения показателя степени ( $\alpha$ ) начального крутого участка ЛАХ фотопроводимости от исходной величины темнового удельного сопротивления в нелегированных (кр. 1 и 3) и содержания введенной примеси в легированных РЗЭ (кр. 2 и 4) монокристаллах  $p$ -GaSe при различных напряженностях электрического поля.  $T = 77$  К;  $\lambda_c = 0.56$  мкм;  $E$ , В/см: кр. 1, 2 –  $6 \cdot 10^1$ ; кр. 3, 4 –  $2 \cdot 10^3$

В образцах нелегированных монокристаллов  $p$ -GaSe с наименьшим значением  $\rho_{T0}$  процессы релаксации фотопроводимости (установление стационарного значения и исчезновение фотопроводимости при включении и выключении воздействия света на исследуемый образец) имеют быстрый характер. С увеличением значения  $\rho_{T0}$  процесс исчезновения фотопроводимости становится долговременно релаксирующим, при этом постоянная времени релаксации в течение этого процесса постепенно увеличивается (рис. 4, а, кривая 2). В образцах легированных РЗЭ монокристаллов с ростом  $N_{PЗЭ}$  кинетика фотопроводимости сначала (при  $N_{PЗЭ} \leq 5 \cdot 10^{-4}$  ат. %) (рис. 4, а, кривая 3) приближается к характерной для образцов нелегированных кристаллов с наибольшим (рис. 4, а, кривая 2), а далее (при  $N_{PЗЭ} > 5 \cdot 10^{-4}$  ат. %) (рис. 4, а, кривая 4) с наименьшим значением  $\rho_{T0}$  (рис. 4, а, кривая 1). При напряженностях электрического поля, больших  $E_i$ , с увеличением  $E$  положения максимума (рис. 1, кривые 5 и 6) и красной границы спектральной характеристики (рис. 1, кривые 7 и 8), а также ЛАХ фотопроводимости (рис. 2, кривая 5 и рис. 3, кривые 3 и 4) в образцах обеих групп (нелегированных и легированных РЗЭ) монокристаллов  $p$ -GaSe постепенно приближаются к характерному состоянию для нелегированных кристаллов с наименьшим  $\rho_{T0}$ .

В образцах нелегированных монокристаллов с наименьшим значением  $\rho_{T0}$  кинетика фотопроводимости не зависит от напряженности электрического поля (рис. 4, а, б кривые 1). В образцах со значением  $\rho_{T0} > 10^5$  Ом·см нелегированных (рис. 4, а, б, кривые 2) и с содержанием введенной примеси  $N_{PЗЭ} \leq 5 \cdot 10^{-4}$  ат. % (рис. 4, а, б, кривые 3) легированных монокристаллов при слабых освещенностях и  $T \leq 250$  К под действием электрического поля с напряженностью  $E > E_i$  скорость установления стационарного значения и исчезновения фотопроводимости увеличивается, а при  $N_{PЗЭ} > 5 \cdot 10^{-4}$  ат. % с ростом  $N_{PЗЭ}$  ситуация постепенно приближается к имеющему место в нелегированных кристаллах с наименьшим значением  $\rho_{T0}$  (рис. 4, а, б, кривые 4). В образцах нелегированных монокристаллов с исходным значением темнового удельного сопротивления  $\rho_{T0} > 10^5$  Ом·см и легированных с содержанием введенной примеси  $N_{PЗЭ} < 10^{-2}$  ат. % при электрических полях с напряженностью  $E \gg E_i$  величина фотопроводимости заметно уменьшается относительно имеющего место при напряженностях электрического поля  $E < E_i$ . Процесс релаксации фотопроводимости после выключения воздействия света значительно ускоряется – происходит электрическое стирание остаточной фотопроводимости (рис. 4, б, кривые 2 и 3). При рассмотренных условиях зависимость от химической природы введенной примеси, а также внутрицентровые примесные эффекты не наблюдаются. Обнаруживается лишь немонотонная зависимость основных параметров и характеристик фотопроводимости от содержания введенной примеси, при этом наибольшее влияние легирования на них имеет место при  $N_{PЗЭ} \approx 5 \cdot 10^{-4}$  ат. %.

Анализ полученных экспериментальных результатов показывает, что их можно объяснить на основе модели кристаллического полупроводника со случайными макроскопическими дефектами (СМД) [5] и различными уровнями прилипания, захвата, рекомбинации [4] с учетом осуществления при  $E > E_i$  инжекции. Существующие в свободных энергетических зонах такого полупроводника рекомбинационные барьеры обуславливают долговременную релаксацию проводимости (остаточную фотопроводимость), а дрейфовые барьеры препятствуют дрейфу носителей заряда. В исходном состоянии, чем больше число и размеры дрейфовых барьеров в образце, тем выше будет и его темновое удельное сопротивление. При воздействии света проводимость такого полупроводника увеличивается как вследствие создания избыточной концентрации свободных носителей заряда [4], так и стирания дрейфовых барьеров [6]. При этом аналогично эффекту Франца – Келдыша [7] может возникнуть и облегченный туннелированием компонент фотопроводимости ( $\Delta i_{fc}$ ), который вызывает зависимость максимума и красной границы спектра фотопроводимости от  $\rho_{T0}$  и  $N_{PЗЭ}$  в образцах нелегированных и легированных монокристаллов соответственно. В таком двухбарьерном полупроводнике при низких температурах фотопроводимость состоит из концентрационного и дрейфового составляющих. В связи с тем, что зависимость высоты дрейфовых барьеров от освещенности имеет экспоненциальный характер [6], при определенных условиях дрейфовый компонент фотопроводимости может оказаться значительным, что и обуславливает появление начального крутого участка на кривых ЛАХ фотопроводимости. С повышением температуры и интенсивности света, с дальнейшим увеличением  $N_{PЗЭ}$  (при  $N_{PЗЭ} > 5 \cdot 10^{-4}$  ат. %) вследствие компенсации пространственного заряда СМД зарядами соответственно термических и фотогенерированных носителей, а также заряда ионов введенных примесей потенциальный рельеф свободных энергетических зон спрямляется – происходит стирание дрейфовых барьеров. При этом ситуация постепенно стабилизируется и приближается к соответствующему в образцах с наименьшим  $\rho_{T0}$ .

В образцах легированных кристаллов с ростом  $N_{P3Э}$  сначала (при  $N_{P3Э} \leq 5 \cdot 10^{-4}$  ат. %) ионы введенных примесей, скапливаясь на СМД, увеличивают их влияние на фотопроводимость. При дальнейшем росте  $N_{P3Э}$  (при  $N_{P3Э} > 5 \cdot 10^{-4}$  ат. %) вследствие перекрытия областей пространственных зарядов соседних СМД [8] ослабляется их влияние на фотопроводимость.

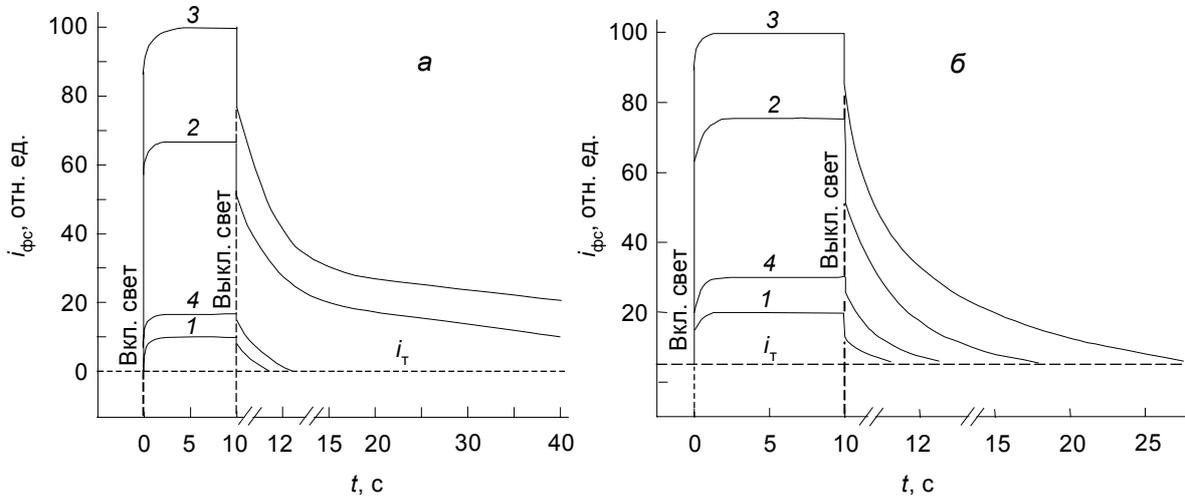


Рис. 4. Кинетика фотопроводимости в нелегированных (кр. 1 и 2) и легированных P3Э (кр. 3 и 4) монокристаллах  $p$ -GaSe при различных напряженностях электрического поля.  $T = 77$  К;  $\Phi_s/\Phi_{cm} = 0.2$ ;  $\lambda_c = 0.56$  мкм;  $\rho_{T0}$ , Ом·см: кр. 1 –  $4 \cdot 10^4$ ; кр. 2 –  $8 \cdot 10^7$ ;  $N_{P3Э}$ , ат. %: кр. 1, 2 – 0; кр. 3 –  $5 \cdot 10^{-4}$ ; кр. 4 –  $10^{-1}$ ;  $E$ , В/см: а – 60; б –  $2 \cdot 10^3$

В образцах с наименьшим  $\rho_{T0}$  отсутствуют СМД (или же их влияние на электронные процессы совсем незначительно). Поэтому кинетика фотопроводимости в них определяется лишь взаимодействием свободных носителей заряда с различными уровнями прилипания, захвата, рекомбинации и носит быстрый характер. В образцах нелегированных с  $\rho_{n0} > 10^5$  Ом·см и легированных с  $N_{P3Э} \leq 5 \cdot 10^{-4}$  ат. % монокристаллов на фотопроводимость сильнее влияют дрейфовые и рекомбинационные барьеры, что проявляется в медленно релаксирующем характере ее кинетики. Не исключается влияние легирования при  $N_{P3Э} > 5 \cdot 10^{-4}$  ат. % на пространственную неоднородность исследуемых кристаллов и вследствие вхождения изовалентных P3Э атомов в существующие вакансии галлия. При этом усиливается ковалентная доля связи между слоями кристалла и происходит частичное «залечивание» их дефектности.

Анализ полученных экспериментальных результатов свидетельствует о том, что обнаруженное при рассмотренных условиях влияние электрического поля на фотопроводимость в монокристаллах  $p$ -GaSe не обусловлено «эффектами сильного электрического поля» [7], а непосредственно связано с заполнением расположенных в запрещенной зоне этого полупроводника уровней захвата и компенсацией пространственного заряда существующих в исследуемых образцах случайных макроскопических дефектов инжектированными при воздействии электрического поля с напряженностью  $E > E_i$  неравновесными свободными носителями заряда.

### Закключение

При температурах  $T \leq 250$  К, слабых освещенностях и создающих инжекцию свободных неравновесных носителей заряда напряженностях электрического поля:

- фотопроводимость в образцах нелегированных, имеющих при 77 К темновое удельное сопротивление  $\rho_{T0} > 10^5$  Ом·см, и легированных P3Э с содержанием введенной примеси  $N_{P3Э} < 10^{-2}$  ат. % монокристаллов  $p$ -GaSe, помимо температуры, легирования, исходного значения темнового удельного сопротивления исследуемого образца, зависит также от напряженности электрического поля;

- зависимость фотопроводимости в монокристаллах  $p$ -GaSe от напряженности электрического поля может быть объяснена в рамках модели кристаллического полупроводника со случайными макроскопическими дефектами, одновременно имеющего различные типы уровней прилипания, захвата и рекомбинации в запрещенной зоне;

– влияние электрического поля на фотопроводимость в нелегированных с исходным значением темнового удельного сопротивления  $\rho_{т0} > 10^5$  Ом·см и легированных РЗЭ с содержанием введенной примеси  $N_{РЗЭ} < 10^{-2}$  ат. % образцах монокристаллов *p*-GaSe не обусловлено «эффектами сильного электрического поля», а связано с заполнением существующих в запрещенной зоне этого полупроводника центров захвата и компенсацией пространственного заряда случайных макроскопических дефектов инжектированными свободными носителями;

– ионы введенных примесей РЗЭ, скапливаясь на случайных макроскопических дефектах, сначала (при  $N_{РЗЭ} \leq 5 \cdot 10^{-4}$  ат. %) увеличивают, а далее (при  $N_{РЗЭ} > 5 \cdot 10^{-4}$  ат. %) из-за постепенного перекрытия областей пространственных зарядов соседних случайных макроскопических дефектов ослабляют влияние этих дефектов на фотопроводимость в монокристаллах *p*-GaSe, а также, занимая вакансии галлия, частично «залечивают» дефектность кристалла.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность д.ф.-м.н., профессору С.Р. Фигуровой за обсуждение полученных результатов и предложенных объяснений, а также за ценные советы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Медведева З.С. Халькогениды элементов III Б подгруппы периодической системы. – М.: Наука, 1968. – 216 с.
2. Абдинов А.Ш., Бабаева Р.Ф. // Изв. вузов. Физика. – 2018. – Т. 61. – № 9. – С. 102–108.
3. Абдинов А.Ш., Бабаева Р.Ф. // Неорган. материалы. – 2019. – Т. 55. – № 8. – С. 806–812.
4. Рыбкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. – М.: Наука, 1963. – 494 с.
5. Шик А.Я. // ЖЭТФ. – 1972 – Т. 15 – С. 408–410.
6. Кязымзаде А.Г., Панахов М.М., Тагиров В.И. // Письма в ЖТФ. – 1980. – Т. 6. – Вып. 17. – С. 1040–1044.
7. Воробьев Л.Е., Данилов С.Н., Ивченко Е.Л. и др. Кинетические и оптические явления в сильных электрических полях в полупроводниках и полупроводниковых структурах. – СПб.: Наука, 2000. – 160 с.
8. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. – М.: Наука, 1979. – 416 с.

Поступила в редакцию 18.12.2018,  
после доработки – 09.11.2020.

<sup>1</sup> Бакинский государственный университет, г. Баку, Азербайджанская Республика

<sup>2</sup> Азербайджанский государственный экономический университет,  
г. Баку, Азербайджанская Республика

**Абдинов** Ахмед Шахвелед оглы, д.ф.-м.н., профессор, зав. каф. физической электроники БГУ, e-mail: abdinov-axmed@yandex.ru;

**Бабаева** Рена Фикрет кызы, докт. физ. наук, профессор каф. физики и химии АГЭУ, e-mail: babaeva-rena@yandex.ru.