

УДК 621.315.592

**К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ИНДУЦИРОВАННОЙ  
ПРИМЕСНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В КРИСТАЛЛАХ  
МОНОСЕЛЕНИДОВ  $A^{III}B^{VI}$  СО СЛОИСТОЙ СТРУКТУРОЙ****А.Ш.АБДИНОВ\*, Р.Ф.БАБАЕВА\*\*, Р.М.РЗАЕВ\*, С.И.АМИРОВА\*****\*Бакинский Государственный Университет,****\*\*Азербайджанский Государственный Экономический Университет****abdinov\_axmed@yahoo.com****Babaeva-Rena@yandex.ru**

*Проведено подробное экспериментальное исследование основных характеристик индуцированной примесной фотопроводимости (ИПФ) в чистых и легированных кристаллах моноселенидов индия и галлия. На основе анализа полученных результатов предложена модель, объясняющая механизм возбуждения и специфические особенности ИПФ в моноселенидах  $A^{III}B^{VI}$  со слоистой структурой.*

**Ключевые слова:** индуцированная примесная фотопроводимость, фоновая подсветка, высокоомные кристаллы, уровень возбуждения, уровень легирования, медленно-релаксирующий, низкоомная матрица, высокоомное включение, дрейфовый барьер

В работах, выполненных до 70-х годов прошлого столетия [1, 2], фотоэлектрические свойства кристаллов моноселенидов  $A^{III}B^{VI}$  со слоистой структурой, как правило объяснялись с позиций наличия в их запрещенной зоне мелких уровней прилипания и двух типов (быстрых и медленных) центров рекомбинации [3].

Дальнейшие исследования показали, что этот класс полупроводников вследствие своей специфической (слоистой) кристаллической структуры, обладает довольно богатым спектром фотоэлектрических свойств, которые с единых позиций и детально не могут объясняться лишь учетом наличия в их запрещенной зоне трех групп (выше упомянутых) локальных уровней. Выяснено, что при определенных условиях для объяснения экспериментальных результатов по электронным, в том числе фотоэлектрическим свойствам, необходимо учесть также значительную флуктуацию потенциала свободных энергетических зон кристаллов этих полу-

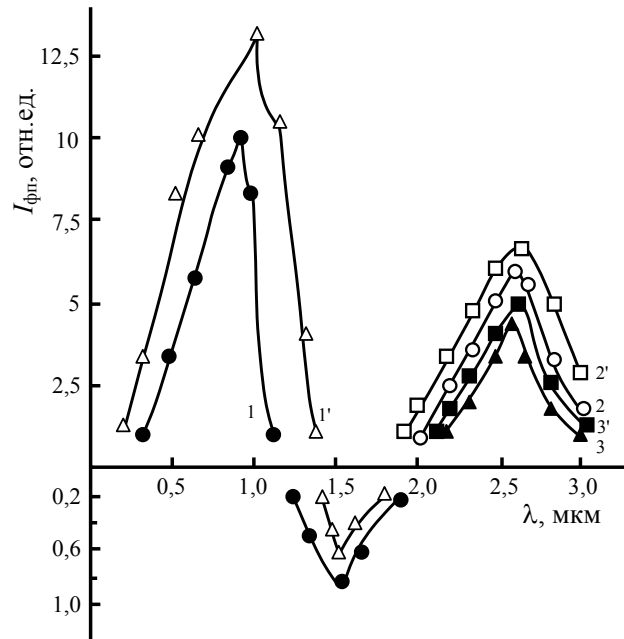
проводников. Поскольку последняя, в свою очередь, приводит к возникновению дрейфовых и рекомбинационных барьеров для носителей тока, при объяснении электронных, в том числе фотоэлектрических свойств кристаллов моноселенидов  $A^{III}B^{VI}$  со слоистой структурой, следует применять двухбарьерную энергетическую модель полупроводника с различными локальными уровнями в запрещенной зоне [4, 5]. Хотя в ранних работах [5-8] путем применения этой модели успешно объяснялись ряд особенности фотоэлектрических свойств кристаллов моноселенидов  $A^{III}B^{VI}$  со слоистой структурой, однако и на сей день существуют в не малом количестве не изученные моменты.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию индуцированной примесной фотопроводимости (ИПФ) в моноселенидах  $A^{III}B^{VI}$  со слоистой структурой, с целью выявления специфических особенностей и выяснения механизма этого явления в кристаллах указанного класса полупроводников. Полученные при этом результаты могут быть полезными также для физики полупроводников с флуктуацией потенциала свободных энергетических зон, вообще.

Изучаемые образцы скалывались из крупных чистых (специально не легированных) и легированных монокристаллических слитков, выращиваемых методом медленного охлаждения при постоянном градиенте температуры вдоль слитка [9]. Бралась чистые с различным темновым удельным сопротивлением ( $\rho_T$ ) и легированные атомами лантаноидов (Gd, Ho и Dy) кристаллы n-InSe и p-GaSe. При 77 К значение  $\rho_T$  различных образцов чистых кристаллов составляло  $\sim 10^2 \div 10^9$  Ом·см. Уровень легирования ( $N_{Ln}$ ) варьировалась в пределах  $\sim 10^{-5} \div 10^{-1}$  ат.%. Измерения проводились в интервале 77÷350 К. При этом имелась возможность менять длину волны ( $\lambda$ ) и интенсивности ( $\Phi$ ) падающего на образец света в интервалах  $\lambda=0.20 \div 4.00$  мкм и  $\Phi=0 \div 5 \cdot 10^2$  Лк, соответственно. Образцы в виде прямоугольного параллелепипеда снабжались точечными токовыми контактами из различных материалов (In, Sn, серебряная паста, аквадаг). Степень омичности контактов контролировалась по темновой вольт-амперной характеристики (ВАХ), снятой на характеристографе. Токовые контакты создавались на свежесколотых поверхностях, которые имели атомарную гладкость. В качестве источника света использовались лампа накаливания и (или) ртутная лампа, а монохроматические пучки света получались при помощи монохроматоров типа МДР-12. Толщина образцов (расстояние между токовыми контактами в направлении оси «С» кристалла) варьировалась в пределах 0.20÷0.30 мм, а поперечные размеры по плоскости «С» кристалла – 3.0÷5.0 x 3.0÷5.0 мм<sup>2</sup>.

В результате проведенных измерений установлено, что в исходном состоянии (при отсутствии фоновой подсветки и внешнего электрическо-

го напряжения, создающих значительную инжекцию) при низких температурах ( $T \leq 130 \div 170$  К для различных образцов) спектр



**Рис.1.** Спектр фотопроводимости кристаллов n-InSe (кривые 1-3) и n-InSe<Ho> (кривые 1'-3') в исходном состоянии (кривые 1 и 1'), при воздействии фоновой подсветки (кривые 2 и 2') и инжектирующего электрического напряжения (кривые 3 и 3').  
 $T=77$  К;  $\lambda_{\phi}=0.95$  мкм;  $N_{Ho}=10^{-3}$  ат.%; U, В: 1, 1', 2, 2' - 5; 3, 3' - 10;  
 $\Phi_{\phi}$ , отн.ед.: 1, 1', 2, 2' - 0.8; 3, 3' - 0.

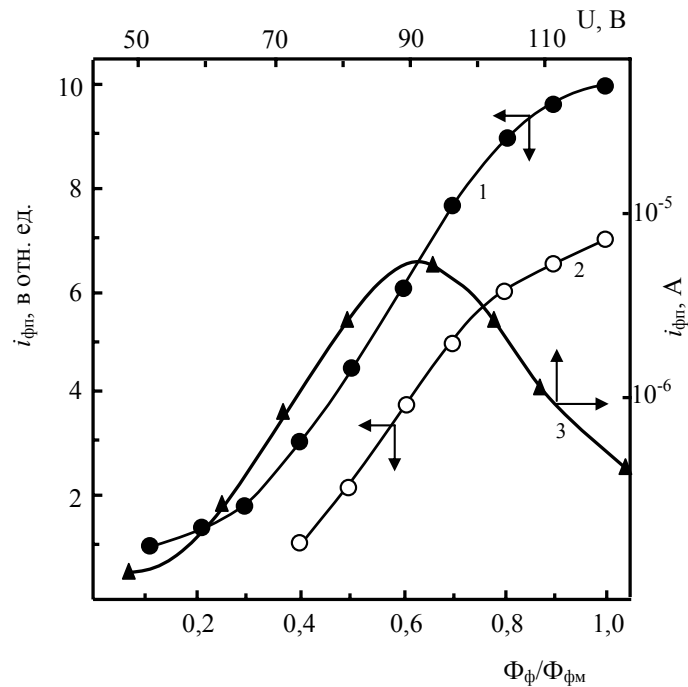
фоточувствительности обеих полупроводников (n-InSe и p-GaSe) не зависит от значения темнового удельного сопротивления ( $\rho_T$ ) и  $N_{Ln}$  состоит лишь из двух полос – положительной в области собственного и отрицательной в области примесного поглощения, а положительную примесную полосу не имеет (рис.1, кр.1 и 1'). С изменением  $\rho_T$  и (или)  $N_{Ln}$  меняется лишь положения максимумов полос фоточувствительности ( $\lambda_{MC}$  и  $\lambda_{MO}$  для собственной и отрицательной фотопроводимости, соответственно) и абсолютная величина фотооткликов ( $i_f = |i_c - i_T|$ , где  $i_T$  и  $i_c$  - значения темнового и светового тока, соответственно), а состав спектра фотопроводимости не меняется.

Однако при воздействии на образец фоновой подсветки из области собственного поглощения ( $\Phi_{\phi}$ ), или внешнего электрического напряжения, создающего значительную инжекцию ( $U=U_i$ ) (рис.1, кривые 2, 2' и 3, 3', соответственно) на спектре фоточувствительности изучаемых кристаллов при низких температурах ( $T \leq 120 \div 150$  К для различных образцов)

появляется также дополнительная положительная примесная полоса. Эта полоса примесной фотопроводимости имеет индуцированное происхождение [3]. При высоких уровнях индуцирования (при высоких интенсивностях фоновой подсветки  $\Phi_f$  и больших значениях внешнего электрического напряжения  $U_i$ ), максимум этой полосы фоточувствительности (ИПФ) соответствует  $\lambda_{\text{ФП}}=2.60$  мкм и  $\lambda_{\text{ФП}}=1.90$  мкм в кристаллах n-InSe и p-GaSe, соответственно.

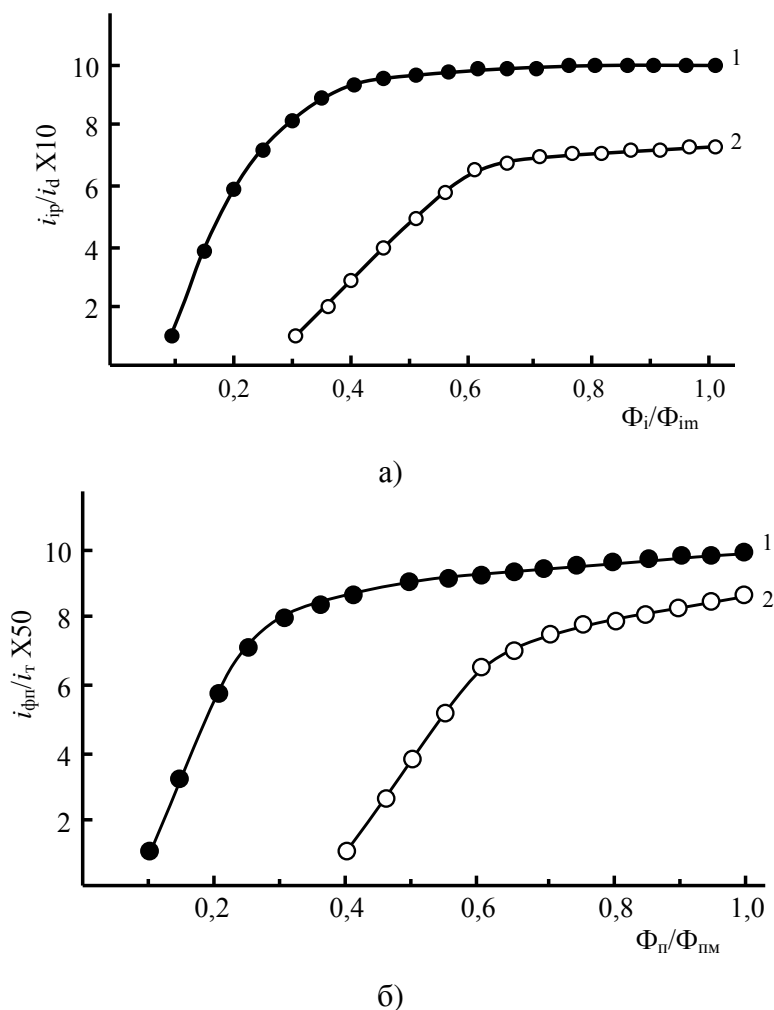
При не очень высоких  $\Phi_f$  и  $U_i$ , положение  $\lambda_{\text{ФП}}$  и ширина индуцированной полосы (ширина спектра ИПФ) хотя не очень значительно, но все же заметным образом меняются с  $\rho_T$  и  $N_{L_n}$ . В частности,  $\lambda_{\text{ФП}}$  с увеличением  $\rho_T$ , смещается в сторону более длинных волн, а с ростом  $N_{L_n}$  — меняется не монотонно. Следует отметить, что в рассмотренных нами условиях зависимость величины ( $i_{\text{ФП}}$ ) и спектра ИПФ от химической природы введенной примеси не наблюдалась.

В ходе проведенных измерений установлено, что в высокоомных кристаллах зависимость  $i_{\text{ФП}}$  от  $\Phi_f$  имеет степенной характер ( $i_{\text{ФП}} \sim \Phi_f^{\alpha_0}$ ). Причем значение  $\alpha_0$  тоже оказывается зависимым от  $\Phi_f$ : при слабых интенсивностях оно меньше единицы, с дальнейшим ростом  $\Phi_f$ , сначала увеличиваясь достигает единицы, а при более высоких  $\Phi_f$  уменьшается и зависимость  $i_{\text{ФП}}(\Phi_f)$  выходит на насыщение (рис.2, кривая 1).



**Рис.2.** Зависимость величины ИПФ ( $i_{\text{ФП}}$ ) от интенсивности фоновой подсветки (кривые 1 и 2) и значения внешнего электрического напряжения (кривая 3) в монокристаллах n-InSe.

В низкоомных кристаллах ( $\rho_T \leq 10^3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ) на кривых  $i_{\text{ФП}}(\Phi_{\text{ф}})$  начальный сублинейный участок не наблюдается (рис.2, кривая 2). В изучаемых кристаллах зависимость  $i_{\text{ФП}}(U_i)$ , хотя при не очень больших  $U_i$  по своему ходу почти идентична с зависимостью  $i_{\text{ФП}}(\Phi_{\text{ф}})$ , однако при больших  $U_i$  - с ростом  $U_i$  резко падает (рис.2, кривая 3).



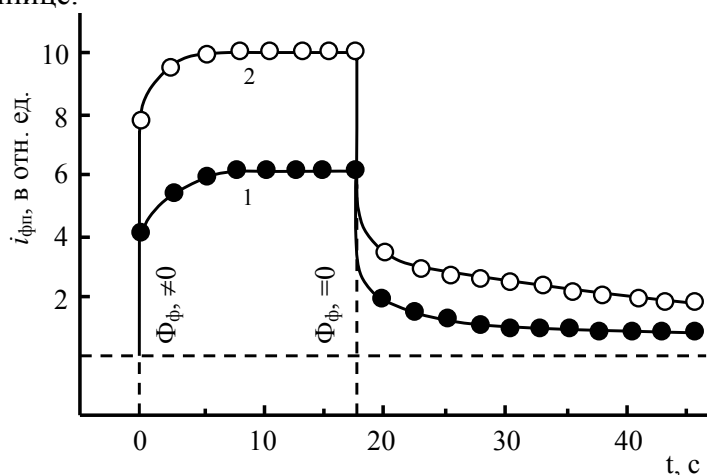
**Рис.3.** Зависимость ИПФ от интенсивности примесного света в кристаллах n-InSe при различных интенсивностях фоновой подсветки (а) и внешнего электрического напряжения (б)

$T=77 \text{ K}$ ;  $\lambda_{\text{П}}=2.60 \text{ мкм}$ ;  $\rho_T^{77\text{K}} = 10^7 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ .

а)  $\lambda_{\text{Ф}}=0.95 \text{ мкм}$ ;  $\Phi_{\text{ф}}$ , отн.ед.: 1-0.2; 2 - 0.8;  $U=5 \text{ V}$

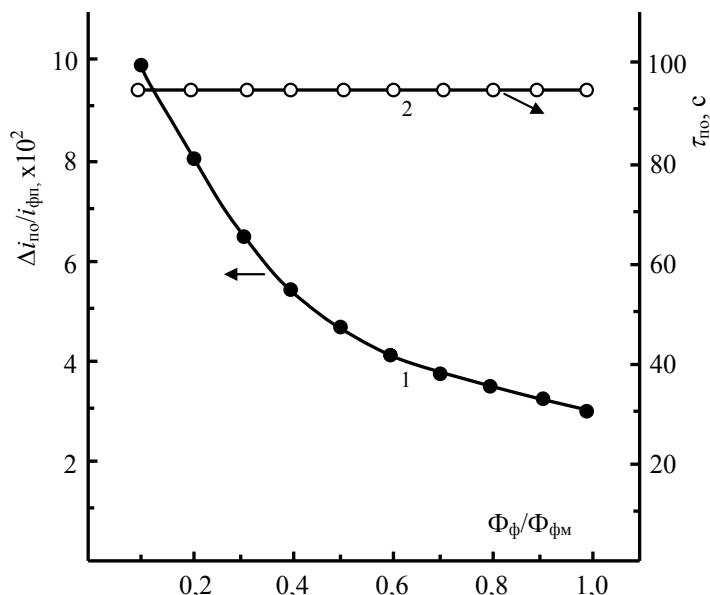
б)  $U_i\text{В: } 1-20; 2-80, \Phi_{\text{ф}}=0$

Снимались также зависимость  $i_{\text{ФП}}$  от интенсивности примесного света ( $\Phi_{\text{П}}$ ) при различных условиях (рис.3). Установлено, что не зависимо от значения  $\rho_{\text{T}}$  и  $N_{\text{Ln}}$ , зависимость  $i_{\text{ФП}}(\Phi_{\text{ф}})$  при относительно слабых  $\Phi_{\text{П}}$  имеет степенной характер, а при высоких  $\Phi_{\text{П}}$  – выходит на насыщение. Однако показатель степени зависимости  $i_{\text{ФП}}(\Phi_{\text{П}})$  при этом, помимо значения  $\rho_{\text{T}}$  и  $N_{\text{Ln}}$ , заметным образом, зависит также от уровня возбуждения (величины  $\Phi_{\text{ф}}$  и  $U_i$ ). В частности, в чистых высокоомных ( $\rho_{\text{T}} \geq 10^4 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ), а также слаболегированных ( $N_{\text{Ln}} \leq 10^{-3}$  ат.%) кристаллах в области не очень высоких  $\Phi_{\text{П}}$  зависимость  $i_{\text{ФП}}(\Phi_{\text{П}})$  имеет суперлинейный характер. С уменьшением  $\rho_{\text{T}}$ , а также с ростом  $N_{\text{Ln}}$  (при  $N_{\text{Ln}} > 10^{-3}$  ат.%) показатель степени зависимости  $i_{\text{ФП}}(\Phi_{\text{П}})$  постепенно уменьшаясь, приближается к единице. Показатель степени начальной части кривых  $i_{\text{ФП}}(\Phi_{\text{П}})$  с ростом уровня возбуждения (с увеличением  $\Phi_{\text{ф}}$  и  $U_i$ ) тоже постепенно уменьшается и, наконец при высоких уровнях возбуждения равняется единице.



**Рис.4.** Зависимость величины ИПФ ( $i_{\text{ФП}}$ ) от времени в кристаллах n-InSe при различных интенсивностях фоновой подсветки  
 $T=77 \text{ K}$ ;  $\lambda_{\text{ф}}=0.95 \text{ мкм}$ ;  $\lambda_{\text{П}}=2.60 \text{ мкм}$ ;  $\Phi_{\text{П}}=0.8 \Phi_{\text{ПМ}}$ ;  $U=5 \text{ В}$ ;  
 $\Phi_{\text{ф}}$ , отн.ед.: 1 - 0.2; 2 - 0.8.

На наш взгляд, не мало интересными и необычными, с точки зрения теории фотопроводимости кристаллических полупроводников [3, 10], являются также результаты, которые получены нами по кинетике ИПФ в изучаемых кристаллах. Оказалось, что время установления стационарного значения  $i_{\text{ФП}}$  при включении примесного света зависит от ряда факторов, таких как уровень возбуждения, значение  $\rho_{\text{T}}$  и  $N_{\text{Ln}}$ . При слабых уровнях возбуждения в чистых высоко омных и слаболегированных



**Рис.5.** Зависимость относительного значения (кривая 1) и времени запоминания (кривая 2) остаточной ИПФ ( $\Delta i_{\text{ПО}}/i_{\text{фП}}$  и  $\tau_{\text{ПО}}$ , соответственно) от интенсивности фоновой подсветки в кристаллах n-InSe.

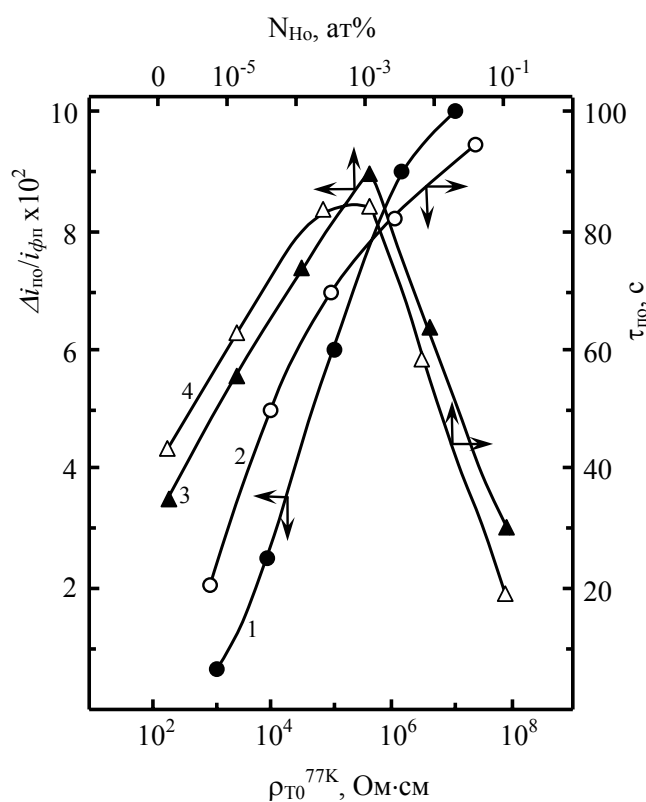
$T=77 \text{ K}$ ;  $\lambda_{\text{ф}}=0.95 \text{ мкм}$ ;  $\lambda_{\text{П}}=2.60 \text{ мкм}$ ;  $\Phi_{\text{П}}=0.8 \Phi_{\text{ПМ}}$ ;  $U=5 \text{ В}$ ;  $\rho_T^{77\text{K}} = 10^7 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ .

( $N_{\text{Ln}} \leq 10^{-3}$  ат.%) кристаллах, хотя процесс установления стационарного значения ИПФ тоже имеет инерционный характер, однако спад ИПФ после прекращения воздействия примесного света оказывает медленно-релаксирующим – наблюдается остаточная ИПФ (рис.4), основные параметры которой зависят как от уровня возбуждения (рис.5), так и от значения  $\rho_T$  (рис.6, кривые 1 и 2) и  $N_{\text{Ln}}$  (рис.6, кривые 3 и 4).

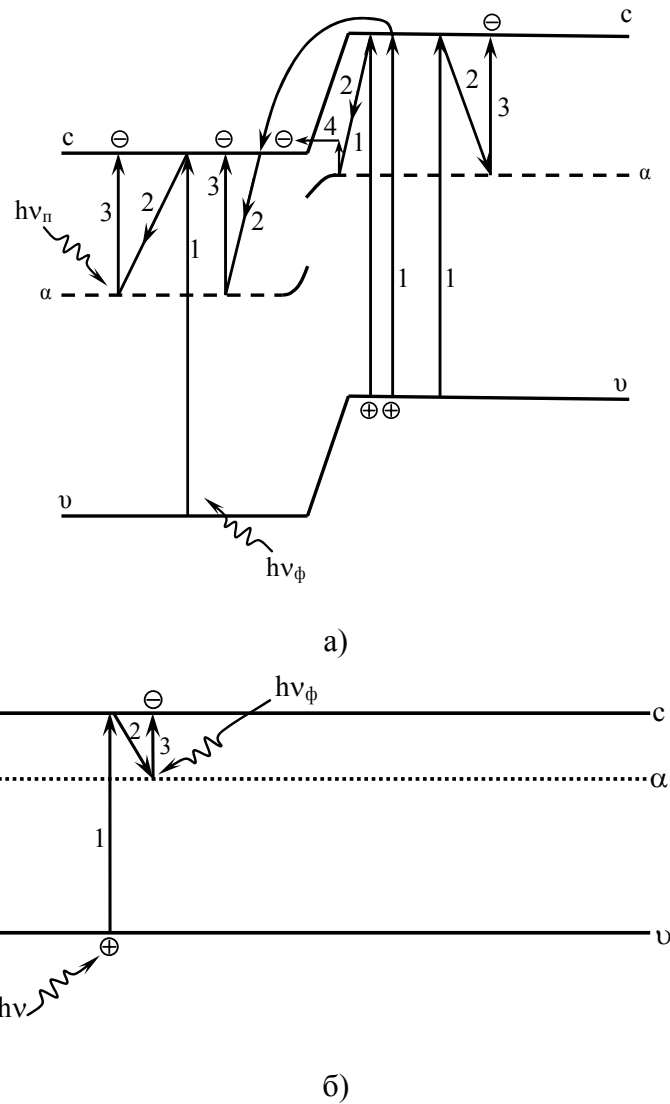
В ходе проведенных нами измерений установлено, что в изучаемых кристаллах помимо величины ( $i_{\text{фП}}$ ) и кинетики ИПФ, от  $\rho_T$  и  $N_{\text{Ln}}$  зависит также ход кривых зависимостей  $i_{\text{фП}}(\Phi_{\text{ф}})$  и  $i_{\text{фП}}(\Phi_{\text{П}})$ .

Из анализа существующих к настоящему моменту работ по фотоэлектрическим свойствам кристаллов моноселенидов  $A^{\text{III}}B^{\text{VI}}$  со слоистой структурой, следует, что в зависимости от режима выращивания монокристаллических слитков этих полупроводников, при низких температурах удельное темновое сопротивление их отдельных образцов заметно отличаются. Иногда при 77K это отличие охватывает интервал  $\rho_T=10^2 \div 10^7 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  и  $\rho_T=10^3 \div 10^9 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  для n-InSe и p-GaSe, соответственно. Причиной неоднозначности  $\rho_T$  для различных образцов могут быть разные факторы, такие как наличие многочисленных вакансий  $A^{\text{III}}$  компонента и (или) существование другой модификации в отдельных микроучастках кристалла. В результате чего, кристаллы моноселенидов  $A^{\text{III}}B^{\text{VI}}$  со слоистой структурой могут вести себя как гомогенная структу-

ра, состоящая в целом из низкоомной матрицы (НО) с хаотическими высокоомными включениями (ВО). При этом высокоомные включения по своему химическому составу и кристаллической структуре не отличаются от низкоомной матрицы. Единственное и в то же время, главное для неравновесных электронных процессов отличие, заключается в том, что, во-первых, высокоомные включения обладают более высоким темновым удельным сопротивлением ( $\rho_{\text{В}}$ ), чем низкоомная матрица ( $\rho_{\text{Н}}$ ); во-вторых, существующие в запрещенной зоне различного типа локальные уровни, в том числе (мелкие уровни  $\alpha$ - прилипания, в объеме распределяются неравномерно. В частности, эти уровни преимущественно локализованы в НО. Вследствие этого, на границе НО-ВО возникают рекомбинационные, а между соседними ВО - дрейфовые барьеры. Исходя из вышесказанного, высокоомные кристаллы моноселенидов  $A^{III}B^{VI}$  со слоистой структурой могут описываться на основе двухбарьерной энергетической модели полупроводника [4] (рис.7, а).



**Рис.6.** Зависимость относительного значения (кривые 1 и 3) и времени запоминания (кривые 2 и 4) остаточной ИПФ от значения темнового удельного сопротивления (кривые 1 и 2) и уровня легирования (кривые 3 и 4) в кристаллах n-InSe (кривые 1 и 3) и n-InSe<Ln> (кривые 3 и 4).  
 $T=77\text{ K}$ ;  $\lambda_{\text{ф}}=0.95\text{ мкм}$ ;  $\Phi_{\text{ф}}=0.2\ \Phi_{\text{ФМ}}$ ;  $\lambda_{\text{П}}=2.60\text{ мкм}$ ;  $\Phi_{\text{П}}=0.8\ \Phi_{\text{ПМ}}$ ;  $U=5\text{ В}$ .



**Рис.7.** Энергетическая диаграмма и электронные переходы в высокоомных (а) и низкоомных (б) кристаллах слоистых моноселенидов  $A^{III}B^{VI}$  со свойством ИПФ.

В отличие от высокоомных кристаллов, в низкоомных кристаллах отсутствуют всякие крупномасштабные дефекты (ВО), а существующие в их запрещенной зоне локальные центры распределены почти равномерно по всему объему образца (рис.7, б).

Вышеизложенные позволяют заключить, что механизмы неравновесных электронных процессов, в том числе фотоэлектрических, в высокоомных и низкоомных кристаллах моноселенидов  $A^{III}B^{VI}$  со слоистой структурой будут несколько отличаться.

По-видимому, именно с этим и обусловлены обнаруженные в высокоомных кристаллах специфические особенности ИПФ: зависимость от  $\rho_T$  и  $N_{Ln}$ , обнаружение суперлинейного участка в начале кривых зависимости  $i_{ФП}(\Phi_\phi)$ , спад  $i_{ФП}$  при больших  $U_i$  и остаточная ИПФ, а также сравнительно большая величина  $i_{ФП}$  и инерционный характер установления ее стационарного значения.

В рамках предложенной модели предполагаем, что зависимость параметров и характеристик ИПФ от  $\rho_T$  и  $N_{Ln}$ , прежде всего, обусловлена соответствующими зависимостями величин дрейфовых барьеров от этих факторов (от  $\rho_T$  и  $N_{Ln}$ ). Дело в том, что большое  $\rho_T$  соответствует большому значению высоты дрейфовых барьеров ( $\Delta\phi_{др}$ ), а с изменением  $N_{Ln}$  - величина  $\Delta\phi_{др}$  меняется не монотонно. Обе зависимости  $\Delta\phi_{др}$  отражаются как на величине ( $i_{ФП}$ ), так и на скорости установления ее стационарного значения. Начальный суперлинейный участок на кривых  $i_{ФП}(\Phi_\Pi)$  тоже может объясняться наличием дрейфовых барьеров. При этом, с повышением  $\Phi_\Pi$  сначала проводимость образца помимо увеличения концентрации неравновесных носителей тока (избыточной концентрацией) в свободных энергетических зонах, увеличивается также вследствие стирания дрейфовых барьеров. С ростом уровня возбуждения роль дрейфовых барьеров в ИПФ уменьшается, что проявляется в ослаблении и наконец, исчезновении начального суперлинейного участка кривых  $i_{ФП}(\Phi_\phi)$  и  $i_{ФП}(U_i)$ . Резкий спад  $i_{ФП}$  при больших  $U_i$  в случае возбуждения ИПФ внешним электрическим полем, скорее всего, обусловлен туннельным опустошением уровней прилипания, которые непосредственно несут ответственность в осуществлении ИПФ.

В рамках предложенной модели наблюдение остаточной ИПФ в изучаемых кристаллах может объясняться наличием рекомбинационных барьеров и индивидуальных барьеров глубоких  $\beta$ -уровней [10].

В отличие от высокоомных, в низкоомных чистых и легированных с  $N_{Ln} \geq 10^{-2}$  ат. % кристаллах  $A^{III}B^{VI}$ , механизм и особенности ИПФ удовлетворительно объясняются на основе предложенной в [3] модели.

Таким образом, можно сказать, что ИПФ хотя в кристаллах моноселенидов  $A^{III}B^{VI}$  со слоистой структурой непосредственно обусловлена наличием в запрещенной зоне этих кристаллов мелких уровней прилипания, однако в высокоомных кристаллах при низких температурах и слабых уровнях возбуждения для объяснения механизма и специфических особенностей этого явления необходимо учесть также значительную флуктуацию потенциала свободных энергетических зон.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kaziyev F.N., Seinkman M.K., Ermolovich J.B., Akhundov G.A. On photoconductivity of n-InSe single crystals. // Phys. Stat. Sol. (a), 1969, v.31, №1, p.59-61.

2. Казиев Ф.Н., Шейнкман М.К., Ермолович И.В., Ахундов Г.А. Рекомбинационные процессы и параметры рекомбинационных центров в монокристаллах n-InSe // Изв. АН Аз.ССР, 1969, № 1, с.41-45.
3. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М.: Наука, 1963, 494 с.
4. Шейнкман М.К., Шик А.Я. Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках // Физ. и техн. полупроводников, 1976, т.10, в.2, с.209-232.
5. Абдинов А.Ш., Аббасова П.Г., Гасанов Я.Г., Ахмедов А.А. Эффект фотоэлектрической утомляемости в монокристаллах селенида индия // Физ. и техн. полупроводников, 1983, т.17, в.4, с.761-765.
6. Абдинов А.Ш., Кязим-заде А.Г., Ахмедов А.А. Отрицательная остаточная фотопроводимость в монокристаллах селенида галлия // Физ. и техн. полупроводников, 1978, т.12, в.9, с.1690-1696.
7. Abdinov A.Sh., Babayeva R.F., Bagirova A.T., Rzayev R.M. Electroluminescence of layered monocrystals of  $A^{III}B^{VI}<RE>$  // Fizika, 2006, т.12, № 3, p.8-10.
8. Абдинов А.Ш., Бабаева Р.Ф., Рзаев Р.М., Багирова А.Т., Эйвазова Г.Х. Электрические неустойчивости в легированных редкоземельными элементами монокристаллах селенида галлия. // Изв. НАНА. сер. физ.-мат. и техн. наук, физика и астрономия, 2006, т.26, № 5, с.70-74.
9. Мехтиева Р.Ф., Абдуллаев Г.Б., Ахундов Г.А. Методика выращивания монокристаллов р-GaSe и исследование их некоторых свойств // Докл.АН Аз.ССР, 1962, т.18, №6, с.11-17.
10. Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М.: Мир, 1966, 192 с.

## LAYLI QURULUŞA MALİK $A^{III}B^{VI}$ MONOSELƏNİDLƏRİNİN KRİSTALLARINDA İNDUKSİYALANMIŞ AŞQAR FOTOKEÇİRİCİLİYİN MEXANİZMİ HAQQINDA

Ə.Ş.ABDİNOV, R.F.BABAYEVA, R.M.RZAYEV, S.İ.ƏMİROVA

### XÜLASƏ

Təmiz, eləcə də müxtəlif səviyyədə aşqarlanmış indium və qallium monoselenidi kristallarında induksiyanlanmış aşqar fotokeçiriciliyin (İAF) əsas xarakteristikalarının ətraflı eksperimental tədqiqi aparılmışdır. Bu tədqiqatlarda alınmış nəticələrin müqayisəli təhlili əsasında bütövlükdə laylı  $A^{III}B^{VI}$  monoselenidləri kristallarında İAF-in başvermə mexanizmini və spesifik xüsusiyyətlərini izah edə bilən ümumiləşdirilmiş model təklif olunmuşdur.

**Açar sözlər:** induksiyanlanmış aşqar fotokeçiricilik, fon işıq, yüksəkumlu kristallar, həyəcanlaşdırılma səviyyəsi, aşqarlanma səviyyəsi, asta relaksasiyaedən, alçaqumlu matrisa, yüksəkumlu əlavələr, dreyf çəpəri.

## ON THE MECHANISM OF INDUCED IMPURITY PHOTOCONDUCTIVITY IN CRYSTALS OF MONOSELLENIDE $A^{III}B^{VI}$ WITH LAYERED STRUCTURE

A.Sh.ABDINOV, R.F.BABAYEVA, R.M.RZAYEV, S.I.AMIROVA

### SUMMARY

The article presents a detailed experimental study of the basic characteristics of the induced impurity photoconductivity (IIP) in pure and doped monocrystals of indium and gallium. The model, based on an analysis of the results, explains the excitation mechanism and the specific characteristics of IIP in monoselenides  $A^{III}B^{VI}$  with a layered structure.

**Keywords:** induced impurity photoconductivity, background light, high-resistance crystal, excitation level, doping level, slow relaxation, low-resistance matrix, high-resistance inclusion, drift barrier.

*Поступила в редакцию: 28.06.2011 г.*

*Принято к печати: 03.10.2011 г.*