

©1994 г.

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ И УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ В СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПЛЕНКАХ TlAsSe_2

В.А.Васильев, М.Е.Кумекоев, М.А.Тагирджанов, Е.И.Теруков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 23 мая 1993 г. Принята к печати 26 мая 1994 г.)

Проведено исследование стационарной фотопроводности и квантового выхода внутреннего фотоэффекта (η) в пленках TlAsSe_2 в широком диапазоне 1.2–6.2 эВ. Исследовано влияние температуры (230–350 К) на пороговую энергию возрастания квантового выхода ($\eta > 1$), обусловленного ударной ионизацией, и среднюю энергию образования электронно-дырочной пары. Показана возможность создания эффективных ультрафиолетовых фотодиодов с барьером Шоттки на основе TlAsSe_2 .

Фотоэлектрические и оптические свойства халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) ранее были исследованы только в ближнем инфракрасном (ИК) и видимом диапазонах спектра. Эти исследования позволяли получить информацию о локализованных состояниях в запрещенной зоне и механизме рекомбинации носителей заряда [1]. Недавно было показано [2], что в ХСП TlAsSe_2 (p -тип проводимости) при энергиях фотонов $h\nu > 2.5E_g \simeq 3.5$ эВ наблюдается пороговое увеличение квантового выхода (η) внутреннего фотоэффекта, обусловленное ударной ионизацией носителей заряда.

Представляет интерес исследование механизма ударной ионизации в полупроводниках с неупорядоченной структурой с целью получения информации о релаксации и диссипации энергии горячих носителей заряда, а также для выяснения возможностей использования структур на основе ХСП в качестве детекторов ультрафиолетового (УФ) излучения.

В статье приводятся результаты исследования фотопроводимости (ФП) и квантового выхода внутреннего фотоэффекта в структурах $\text{Cr/TlAsSe}_2/\text{Cr}$ с планарным расположением электродов в спектральном диапазоне 1.2–6.2 эВ при различных температурах, а также результаты измерения фоточувствительности сэндвич-структур $\text{Al}^0/\text{TlAsSe}_2/\text{Al}$ (Al^0 — полупрозрачный электрод из окисленного Al) с асимметричными барьерами и фотодиода на основе барьера Шоттки $\text{Al}^0/\text{TlAsSe}_2/\text{As}_2\text{Se}_3\langle\text{Ni}\rangle/\text{Al}$.

Пленочные структуры Cr/TlAsSe₂/Cr с планарным расположением электродов были получены путем термического напыления исходного стекла на ситалловую подложку с последующим нанесением пленки Cr толщиной $d \simeq 1000 \text{ \AA}$. Затем была проведена фотолитография и получена гребенчатая конфигурация электродов с расстоянием между ними $L = 14 \text{ мкм}$. Сэндвич-структуры с асимметричными барьерами Al⁰/TlAsSe₂/Al были получены путем последовательного нанесения термическим напылением на подложку из SiO₂ полупрозрачной пленки Al ($d \simeq 150 \text{ \AA}$) с последующим ее окислением (Al⁰), пленки TlAsSe₂ ($d \simeq 3000 \text{ \AA}$) и полупрозрачного электрода из Al ($d \simeq 150 \text{ \AA}$). Такая конструкция позволяла проводить исследования фотоэлектрических свойств при облучении как со стороны барьера Al⁰-ХСП, так и со стороны барьера Al-ХСП. Фотодиод на основе барьера Шоттки Al⁰/TlAsSe₂ As₂Se₃(Ni)/Al был также изготовлен последовательным термическим напылением соответствующих пленок. Использование пленки стекла As₂Se₃(Ni) ($d \simeq 5000 \text{ \AA}$) при концентрации Ni 8–10 ат% позволило получить омический контакт между TlAsSe₂ и Al, что было показано в [3].

Для исследования ФП и измерения фоточувствительности структур использовалась установка, описанная в [4]. Для измерения спектральной зависимости фототока (i_{ph}) образцы облучались монохроматизированным светом от галогенной лампы накаливания в диапазоне энергий фотонов 1.2–3.2 эВ и H₂ + D₂-лампы в диапазоне энергий фотонов 3.0–6.2 эВ со средним потоком фотонов $N \simeq 10^{13} \text{ фотонов/см}^2 \cdot \text{с}$. Для определения квантового выхода измерялся также спектр коэффициента отражения $R(h\nu)$ в диапазоне энергий фотонов 1.2–6.2 эВ. Измерения проводились в температурном интервале 230–345 К.

Результаты и обсуждение

а. Ударная ионизация в ХСП TlAsSe₂. Типичные спектральные зависимости квазистационарного фототока планарных структур Cr/TlAsSe₂/Cr при трех различных температурах приведены на рис. 1. Как видно из рисунка, спектр фототока имеет сложную форму. В области $h\nu = 1.2\text{--}2.0 \text{ эВ}$ при увеличении энергии фотонов наблюдается резкий рост фототока, обусловленный увеличением коэффициента поглощения $\alpha(h\nu)$. Затем имеет место небольшое падение фототока в области $h\nu = 2.0\text{--}3.3 \text{ эВ}$, обусловленное поверхностной рекомбинацией, а начиная с $h\nu \geq 3.6 \text{ эВ}$ величина i_{ph} увеличивается вплоть до 6.2 эВ. Форма спектра i_{ph} зависит от температуры, но не зависит от напряженности электрического поля вплоть до $E \simeq 10^5 \text{ В/см}$. Температурная зависимость фототока $i_{ph}(1/T)$ при облучении квантами света с энергиями $h\nu = 2.5$ и 5.0 эВ показана на вставке к рис. 1.

Квантовый выход внутреннего фотоэффекта (η) определяется величинами $\alpha(h\nu)$, $R(h\nu)$ и $\mu\tau$ [5]. В области энергий фотонов 2.0–6.2 эВ были вычислены спектральные зависимости квантового выхода $\eta(h\nu)$

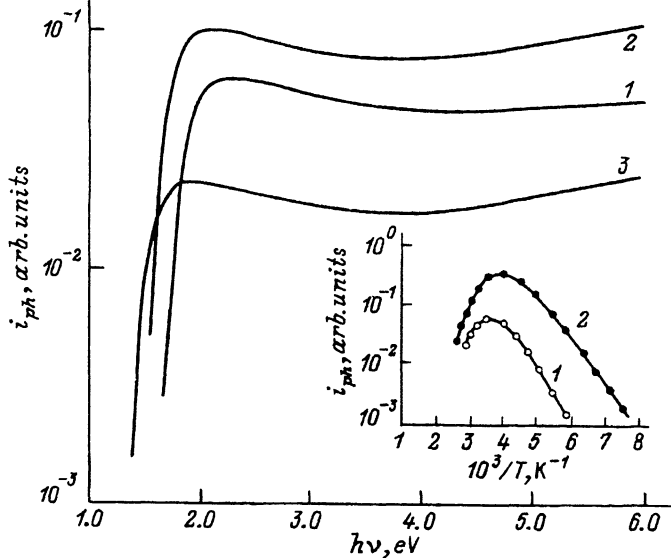


Рис. 1. Спектральная зависимость фототока i_{ph} планарных структур $\text{Cr/TlAsSe}_2/\text{Cr}$. T , К: 1 — 230, 2 — 295, 3 — 345. $E = 10^4$ В/см. На вставке — зависимость величины i_{ph} от $1/T$ при облучении квантами света с энергией 5.0 эВ (1) и 2.5 эВ (2).

с учетом $R(h\nu)$, $\alpha \approx 10^6 \text{ см}^{-1}$ и при допущении, что $\mu\tau = \text{const}$. Спектральные зависимости $\eta(h\nu)$ при трех различных температурах приведены на рис. 2. Видно, что при энергиях фотонов $h\nu_i = (3.5 - 4) \text{ эВ} \approx 2.5E_g$ имеет место «размытый» порог увеличения квантового выхода ($\eta > 1$), обусловленного ударной ионизацией носителей заряда. С понижением температуры величина $h\nu_i$ смещается в область больших энергий, а средняя энергия образования электронно-дырочной пары (W_i), определяемая по наклону пунктирной прямой на рис. 2, увеличивается. При изменении температуры в диапазоне $T = 345 - 230$ К вели-

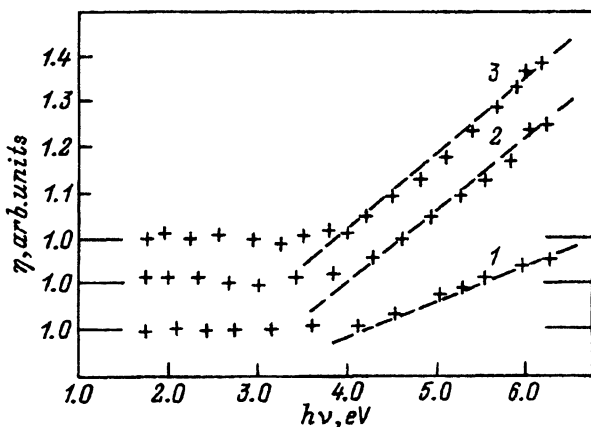


Рис. 2. Спектральная зависимость квантового выхода внутреннего фотоэффекта в TlAsSe_2 . T , К: 1 — 230, 2 — 295, 3 — 345.

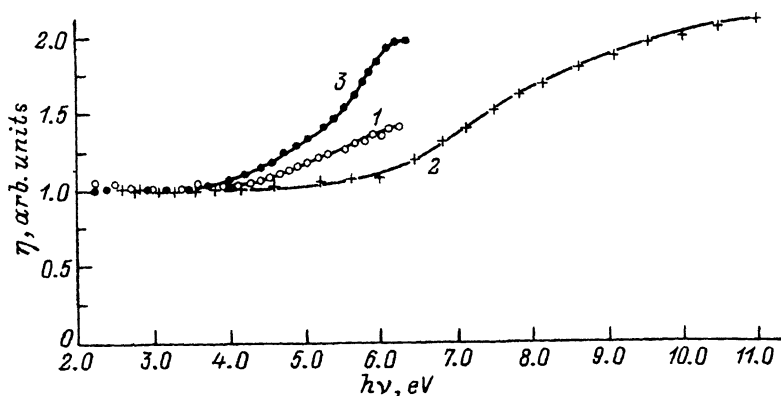


Рис. 3. Спектр квантового выхода в ХСП TlAsSe_2 (1), $a\text{-Se}$ согласно [9] (2) и $a\text{-Si:H}$ согласно [5] (3). $T = 295 \text{ K}$.

чина W_i изменяется от 5.4 до 11.5 эВ. Следует отметить, что в ХСП и $a\text{-Si:H}$ [6] наблюдаемая зависимость величины W_i от температуры противоположна аналогичной зависимости в кристаллических кремнии и германии, где величина W_i при понижении температуры уменьшается [7].

В полупроводниках с неупорядоченной структурой квазимпульс является «плохим» квантовым числом вследствие отсутствия дальнего порядка. Следовательно, процесс ударной ионизации при оптическом возбуждении в основном определяется законом сохранения энергии, процессами термализации и рассеяния носителей заряда и зонной структурой. Это приводит к тому, что условия протекания процесса ударной ионизации облегчаются, причем пороговая энергия возрастания квантового выхода ($\eta > 1$), наблюдаемая в $a\text{-Si:H}$ [4] (рис. 3), $h\nu_i \sim 2E_g$, меньше, чем в кристаллических полупроводниках (для Si и Ge $h\nu_i \simeq (3-4)E_g$ [8]). Несколько большие значения пороговых энергий ($h\nu_i \sim 2.5E_g$) в TlAsSe_2 , а также в $a\text{-Se}$ [9] (рис. 3) обусловлены, по-видимому, сложной зонной структурой ХСП, где валентная зона в основном формируется из состояний ковалентных связей (σ -связи), а вершина валентной зоны из состояний недоделанных пар [10]. Значительное изменение величины W_i от температуры, вероятно, обусловлено температурной зависимостью $\mu\tau$ для «холодных» носителей заряда и, следовательно, определяется локализованными состояниями у краев разрешенных зон. Кроме того возможно, что при уменьшении температуры имеет место перемена механизма переноса носителей заряда, а именно, активационный перенос по делокализованным состояниям сменяется на прыжковый по локализованным состояниям.

6. Структура $\text{Al}^0/\text{TlAsSe}_2/\text{Al}$. В [1] было показано, что контакт Al -ХСП является блокирующим, с высотой барьера 0.4 эВ. Таким образом, рассматриваемая структура представляет собой два асимметричных барьера Шоттки, включенных навстречу друг другу. Исследование фотоэлектрических свойств таких структур показало, что при освещении как контакта Al^0 -ХСП, так и контакта Al -ХСП наблюдается фототок короткого замыкания, спектральная зависимость которого приведена на рис. 4 (кривые 1 и 2 соответственно). Величины

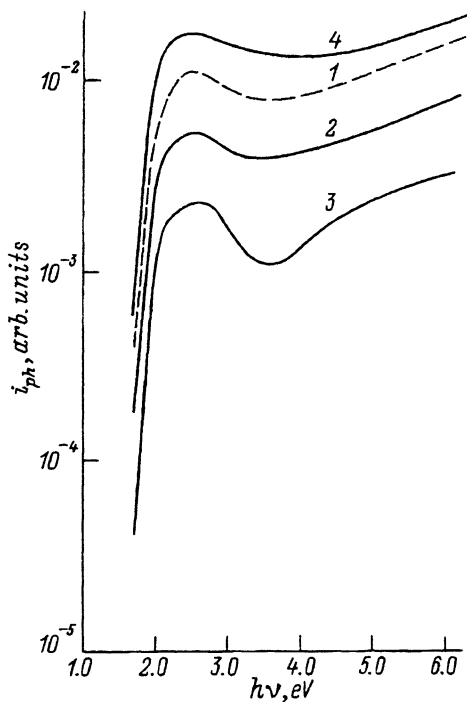


Рис. 4. Спектры фототока i_{ph} сэндвич-структур $Al^0/TlAsSe_2/Al$. Режимы измерения: 1 — короткое замыкание, освещение со стороны барьера Al^0 -ХСП; 2 — короткое замыкание, освещение со стороны барьера Al -ХСП; 3 — смещение +1 В на освещаемом электроде; 4 — смещение -1 В на освещаемом электроде. $T = 295$ К.

фототока дают основание полагать, что на барьере Al^0 -ХСП имеет место более эффективное разделение электронно-дырочных пар, чем на контакте Al -ХСП. Подавая смещение (± 1 В) на освещаемый электрод (например, на Al), можно регулировать величину фототока, протекающего через структуру (кривые 3 и 4), и таким образом управлять величиной фоточувствительности и спектральной характеристикой.

в. Структура $Al^0/TlAsSe_2/As_2Se_3(Ni)/Al$. Проведенные выше исследования позволили создавать эффективный фотодиод с барьером Шоттки на основе пленок ХСП. В работе [3] было показано, что исследуе-

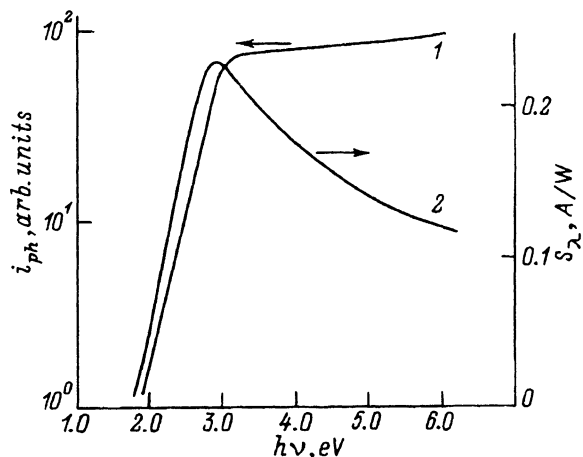


Рис. 5. Спектры фототока i_{ph} в режиме короткого замыкания (1) и токовой чувствительности S_λ (2) структуры $Al^0/TlAsSe_2/As_2Se_3(Ni)/Al$. Величина фототока приведена к постоянному потоку фотонов $N \approx 10^{13}$ фотон/см² · с.

мая структура характеризуется вольт-амперной характеристикой, типичной для диода Шоттки. Типичная спектральная зависимость фототока короткого замыкания при толщине фотопроводящего слоя 1000 \AA приведена на рис. 5. Видно, что в УФ области спектра ($\alpha \approx 10^6 \text{ см}^{-1}$) имеет место эффективное разделение электронно-дырочных пар полем барьера (Al^0 -ХСП), причем квантовая эффективность сбора носителей заряда η_0 составляет 0.6-0.7 электронов/фотон. Токовая чувствительность $S_\lambda = 0.803 \cdot \eta_0 \cdot \lambda$ равна 0.22 А/Вт при $h\nu = 3.0 \text{ эВ}$ и 0.15 А/Вт при $h\nu = 5.0 \text{ эВ}$. Полная спектральная зависимость S_λ для исследуемой структуры приведена на рис. 5. Высокие значения η_0 и ход спектральной зависимости фоточувствительности в УФ области спектра свидетельствуют о практически полном разделении электронно-дырочных пар полем барьера, а также отсутствием потерь на вылет «горячих» носителей над барьером в металл. Кроме того, высокая эффективность исследуемой структуры обеспечивается малой скоростью поверхностной рекомбинации и ударной ионизацией носителей заряда в УФ области спектра.

Таким образом, показано, что:

а) в ХСП TlAsSe_2 имеет место пороговое увеличение квантового выхода ($\eta > 1$) при $h\nu_i \approx 2.5E_g$, обусловленное ударной ионизацией, причем средняя энергия образования электронно-дырочной пары изменяется от 5.4 до 11.5 эВ в диапазоне температур 350–230 К;

б) в сэндвич-структурах $\text{Al}^0/\text{TlAsSe}_2/\text{Al}$ наиболее эффективное разделение фотоносителей заряда имеет место на барьере Al^0 -ХСП (Al^0 — слабо окисленный электрод);

в) на основе ХСП создан эффективный фотодиод с барьером Шоттки ($\text{Al}^0/\text{TlAsSe}_2/\text{As}_2\text{Se}_3\langle\text{Ni}\rangle/\text{Al}$), имеющий токовую чувствительность $S_\lambda = 0.22 \text{ А/Вт}$ при $\lambda = 420 \text{ нм}$ и $S_\lambda = 0.15 \text{ А/Вт}$ при $\lambda = 250 \text{ нм}$.

Авторы выражают благодарность А.С. Волкову и В.Е. Челнокову за интерес, полезные дискуссии и обсуждение результатов данной работы.

Список литературы

- [1] В.Т. Kolomiets, V.M. Lyubin. *Phys. St. Sol. (a)*, **17**, 11 (1973).
- [2] В.А. Васильев, М.Е. Кумеков, Е.И. Теруков, В.Л. Аверьянов, М.А. Тагирджанов. *Письма ЖТФ*, **19**, вып. 9, 24 (1993).
- [3] В.Л. Аверьянов, Т.К. Звонарева, В.М. Любин. *ФТП*, **26**, 918 (1992).
- [4] Ж. Атаев, В.А. Васильев, А.С. Волков, М.Е. Кумеков, Е.И. Теруков, И.В. Шведков. *ФТП*, **25**, 1350 (1991); *Письма в ЖТФ*, **17**, вып. 3, 81 (1991).
- [5] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Изд-во физ.-мат. лит., 1963).
- [6] М.Е. Kumekov, S.E. Kumekov, E.I. Terukov, V.A. Vasilyev, V.E. Chelnokov. *Proc. Conf. of SiC and Related Materials* (Washington, 1993).
- [7] К.И. Брицын, В.С. Вавилов. *Опт. и спектр.*, **8**, 861 (1960).
- [8] O. Christensen. *J. Appl. Phys.*, **47**, 689 (1976).
- [9] И.А. Акимов, Ю.А. Черкасов, М.И. Черкашин. *Сенсибилизированный фотоэффект* (М., Наука, 1980).
- [10] M. Kastner. *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 355 (1972).

Редактор Л.В. Шаронова