

22. Koos M. Photoluminescence in  $\text{Ge}_{1/6}\text{Se}_{5/6}$  glass.— In: Proc. of the Inter. Conf. "Amorphous Semiconductors — 82". Bucharest: Romanian Academy of Science, 1982, vol. 1.
23. Somogyi Kosa I., Koos M. Structure and photoluminescence of the  $\text{A} - \text{Ge}_x\text{Se}_{1-x}$  system.— Budapest: Central Research Institute for Physics, Hungarian Academy of Sciences, KFKI — 1982—63.
24. Бабаев А. А. Исследование локальных центров в стеклообразном  $\text{P}_2\text{Se}_3$  методом фотолюминесценции.— Журн. прикл. спектр., 1980, т. 33, вып. 3.
25. Власов В. И., Кикинши А. А., Семак Д. Г., Чепур Д. В. Температурная зависимость эффективности оптической записи и стирания на халькогенидных стеклах  $\text{As}-\text{Se}$ .— УФЖ, 1977, т. 22, с. 1199—1202.
26. Жданов В. Г., Малиновский В. К. Модель фотоструктурных изменений в пленках ХСП.— Новосибирск, 1979. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАиЭ; № 106).
27. Аверьянов В. Л., Колобов А. В., Коломиец Б. Т., Любин В. М. Термооптические переходы при фотоструктурных превращениях в ХСП.— Письма в ЖТФ, 1979, т. 30, № 9.
28. Малиновский В. К., Жданов В. Г., Соколов А. П. Фотоиндуцированные промежуточные и насыщенные состояния пленок халькогенидных стеклообразных полупроводников.— Физика и химия стекла, 1981, т. 7, вып. 5.
29. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах.— М.: Мир, 1982, т. 2.

Поступило в редакцию 10 мая 1983 г.

УДК 539.213 : 535.212

В. Г. ЖДАНОВ, В. К. МАЛИНОВСКИЙ, А. А. СОКОЛОВ, А. П. СОКОЛОВ  
(Новосибирск)

### СПЕКТРАЛЬНАЯ И ПОЛЕВАЯ ЗАВИСИМОСТИ КВАНТОВОГО ВЫХОДА ФОТОСТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ПЛЕНКАХ $\text{As}_2\text{S}_3$

В настоящее время общепризнано, что под действием света с энергией  $\hbar\omega \sim E_g$  в пленках халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) происходят структурные перестройки, сопровождающиеся существенными изменениями физико-химических свойств этих материалов [1].

В работе [2] показано, что под действием поглощенного фотона некоторая микрообласть структуры  $\langle v \rangle$  пленок халькогенидных стеклообразных полупроводников скачком переходит из исходного в конечное засвеченное состояние. Там же приведена температурная зависимость величины этой микрообласти для пленки  $\text{As}_2\text{S}_3$  при возбуждении излучением  $\text{Ar}$ -лазера ( $\lambda = 457,9$  нм).

В дальнейших исследованиях была обнаружена сильная спектральная зависимость квантового выхода фотоструктурных превращений  $\eta(\hbar\omega)$  в пленках  $\text{As}_2\text{S}_3$ . Автоматизированная установка позволяла измерять во время экспонирования интенсивности падающего, отраженного и прошедшего света и таким образом учитывать количество поглощенных в пленке фотонов для последующей нормировки квантового выхода. Измерения проводились на пленках  $\text{As}_2\text{S}_3$ , напыленных в вакууме и предварительно отожженных при  $T = 180^\circ\text{C}$ . Образцы экспонировались излучением  $\text{Ar}$ -лазера, мощность изменялась в пределах  $0,5 \div 50$  мВт/см<sup>2</sup>, где выполнялся закон взаимозаместимости. Подробно экспериментальная методика описана в работе [2]. На рис. 1 представлены результаты измерений  $\eta(\hbar\omega)\langle v \rangle$  при различных температурах записи. Подобный характер зависимости  $\eta(\hbar\omega)$  для пленок  $\text{As}-\text{Se}$  получен в [3].

В работе [4] спектральная кривая эффективности фотоструктурных превращений для пленок  $\text{As}_2\text{S}_3$  насыщается в области 2,4 эВ. Это связано с тем, что завышенная доза нормированных поглощенных фотонов не позволила обнаружить увеличение эффективности фотопотемнения при больших  $\hbar\omega$ .

Анализ кривых на рис. 1 показывает, что величина  $\eta$  достигает насыщения лишь при энергиях квантов света, существенно больших ширины запрещенной зоны ( $E_g = 2,4$  эВ), а уменьшение  $\hbar\omega$  с 2,7 до 2,4 эВ приводит к уменьшению квантового выхода примерно на порядок во всем исследованном температурном интервале.

В поведении спектров квантовой эффективности фотопроводимости ХСП также наблюдались подобные закономерности [5, 6]. Для их объяснения Дэвисом была предложена модель [7]. В основе ее лежит предположение о взаимодействии возбужденной светом электронно-дырочной пары, которая может либо диссоциировать, либо рекомбинировать.

Если, следуя Дэвису [7], предположить, что квантовая эффективность фотоструктурных изменений зависит от взаимодействия возбужденных электрона и дырки, то при помещении пленки в электрическое поле  $F$  должно наблюдаться увеличение квантового выхода  $\eta \sim \exp(\beta F^{1/2}/kT)$  в той части спектра, где  $\eta$  сильно зависит

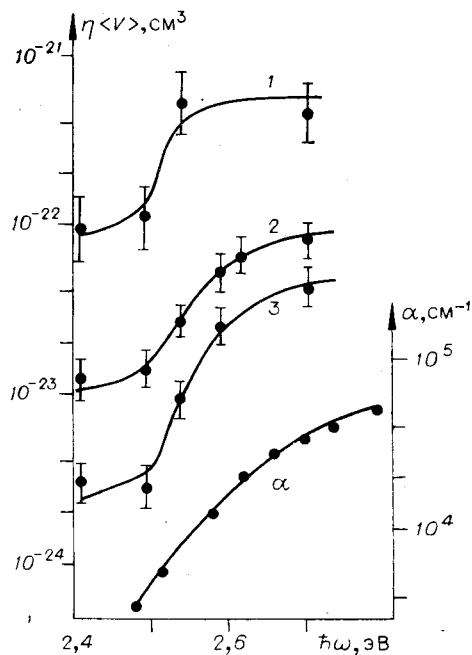


Рис. 1. Величины перестраиваемых микрообъемов структуры пленки  $As_2S_3$ , приходящиеся на один поглощенный фотон  $\eta\langle V \rangle$  при температурах (К): 380 (1), 290 (2), 100 (3);  $\alpha$  — коэффициент поглощения отожженной пленки  $As_2S_3$  при температуре  $T=290$  К.

0,08 эВ, можно ожидать увеличения чувствительности на  $\lambda = 496,5$  нм ( $\hbar\omega = 2,5$  эВ) при таких полях примерно в 2 раза (см. рис. 1).

Измерения с электрическим полем проводились на пленках  $As_2S_3$  толщиной  $\approx 4$  мкм, напыленных на прозрачный электрод  $SnO_2$ . Со стороны свободной поверхности находился ртутный контакт. В процессе экспонирования измерялось отражение со стороны стеклянной подложки и прозрачного электрода. В данных экспериментах было специально проверено, что контакты не оказывали влияния на процесс фотоструктурных превращений.

Проведенные исследования позволили обнаружить, что изменение электрического поля от  $2 \cdot 10^5$  до  $5 \cdot 10^5$  В/см при энергии кванта 2,5 эВ привело к увеличению квантового выхода  $\eta$  в  $1,1 \div 2,0$  раза. Полученные результаты в пределах ошибки совпадают с оценками эффекта Френкеля — Пула. Более того,  $\beta$  — наклон зависимости  $\ln \eta$  от  $(F/\epsilon)^{1/2}$  — совпадает с теоретически ожидаемым значением  $\beta = \beta_{PF}/kT \approx 10^{-2}$  (см/В) $^{1/2}$  (рис. 2).

Полученные результаты показывают, что квантовый выход процесса фотоотемнения слабо зависит от температуры и сильно — от энергии фотона. Для фотоструктурного превращения оказывается недостаточным выбросить электрон в зону проводимости; по-видимому, необходим избыток энергии для диссоциации связанной электронно-дырочной пары. Другими словами, вероятность процесса, приводящего к фотоструктурным превращениям, зависит от взаимодействия между возбужденными электроном и дыркой.

Нами проведено сравнение спектра квантового выхода фотоструктурных превращений со спектром возбуждения фотолюминесценции, полученным на том же образце при  $T = 100$  К. Измерения подтверждают изложенное в работе [9] предположение о дополнительном характере этих спектров. Однако при температурах, больших 100 К, квантовый выход фотолюминесценции в  $As_2S_3 \ll 10^{-2}$  [10], и поэтому фотолюминесценция не может составить существенную конкуренцию процессу фотоструктурных превращений. В области энергий  $\hbar\omega < 2,7$  эВ вопрос о той части возбужденных носителей, которые не приводят к фотоструктурным превращениям и фотолюминесценции, остается открытым.

В области энергий фотонов  $\hbar\omega > 2,7$  эВ квантовый выход фотоструктурных превращений для пленок  $As_2S_3$  порядка единицы. Такое предположение вполне обосновано в рамках модели локального разогрева [2] и подтверждается оценками необходимой величины энергии для нагрева соответствующих микрообластей структуры стекла  $\langle v \rangle$  до температуры размягчения  $T_g$ .

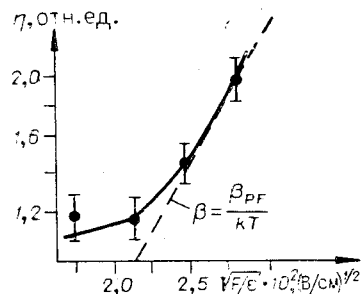


Рис. 2. Зависимость эффективности фотоструктурных превращений в пленках  $As_2S_3$  —  $\eta$  от приложенного электрического поля ( $T = 290$  К,  $\hbar\omega = 2,5$  эВ).

от энергии фотонов. Это связано с понижением барьера кулоновского взаимодействия возбужденной электронно-дырочной пары в электрическом поле  $F$  (эффект Френкеля — Пула [8]). Для  $As_2S_3$  при  $\epsilon = 6,5$  и  $F = 5 \cdot 10^5$  В/см изменение энергии  $\Delta E$  составит

$$\Delta E = \beta_{PF}(F/\epsilon)^{1/2} = 2(e^3/\epsilon)^{1/2}(F/\epsilon)^{1/2} \approx \approx 0,08 \text{ эВ.}$$

Предполагая, что электрическое поле приведет к сдвигу в спектре на

## ЛИТЕРАТУРА

1. Любин В. М. Фотостимулированные структурные превращения в аморфных полупроводниках.— В кн.: Proc. of the Internat. Conf. "Amorphous semiconductors '82", "P". Bucharest: Central Institute of Physics, 1982.
2. Жданов В. Г., Малиновский В. К., Соколов А. П. Фотоиндуцированные изменения структуры пленок халькогенидных стеклообразных полупроводников.— Автотометрия, 1981, № 5.
3. Averyanov V. L., Kolobov A. V., Kolomiets B. T., Lyubin V. M. A model of photostructural changes in chalcogenide vitreous semiconductors.— Л., 1980. (Препринт/АН СССР, ФТИ им. А. Ф. Иоффе; № 677).
4. Tanaka K. Reversible photostructural change mechanisms, properties and applications.— J. of Non-Cryst. Sol., 1980, vol. 35, 36, p. 1023.
5. Tabak M. D., Warter P. J. Photogeneration of free carries in Se films.— Phys. Rev., 1968, vol. 173, p. A899.
6. Ing S. W., Neghart J. H., Schmidlin F. Charge transport and photoconductivity in amorphous arsenic trisulfide films.— J. Appl. Phys., 1971, vol. 42, p. 696.
7. Davis E. A. Optical absorption, transport and photoconductivity in amorphous selenium.— J. of Non-Cryst. Sol., 1970, vol. 4, p. 107.
8. Zeda M., Sawa C., Kato S. A consideration of Poole—Frenkel effect on electric conduction in insulators.— J. Appl. Phys., 1971, vol. 42, p. 3737.
9. Street R. A. Recombination in amorphous semiconductors.— Phys. Rev., 1979, vol. B17, p. 3984.
10. Street R. A. Luminescence in amorphous semiconductors.— Adv. Phys., 1976, vol. 25, p. 397.

*Поступило в редакцию 18 марта 1983 г.*

УДК 681.7.013.8

О. А. ГУДАЕВ, В. А. ГУСЕВ, С. Н. ДЕМЕНКО

(Новосибирск)

### ВЛИЯНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ПОДСВЕТКИ НА ЗАПИСЬ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ В МДПДМ-СТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

В настоящее время уделяется большое внимание оптической обработке информации. Ведутся широкий поиск и исследование управляемых транспарантов (УТ), способных производить ввод информации в когерентные системы обработки. Пространственно-временные модуляторы света (ПВМС) типа ПРОМ являются одними из наиболее перспективных УТ. Модуляторы обладают высокой чувствительностью к записываемому излучению ( $400 \div 500$  нм)  $\sim 0,5 \div 2,5 \cdot 10^{-5}$  Дж/см<sup>2</sup> [2—4] и разрешением  $15 \div 200$  лин/мм [1, 3—5]. В работе [6] было получено разрешение  $\sim 500$  лин/мм. Контраст при считывании записанной информации составлял от  $100:1$  до  $10\,000:1$  [2, 3, 6].

В данном сообщении проведено исследование влияния предварительной подсветки различного спектрального состава (стирание ранее записанной информации) на дифракционную эффективность записываемых голограмм и максимально достижимый контраст в многослойных структурах МДПДМ. Исследования проводились на ПВМС, изготовленном из монокристаллической пластинки силиката висмута с ориентацией (100) и толщиной 350 мкм. В качестве диэлектрических слоев использовалось оптическое стекло толщиной  $\sim 100$  мкм. Вся структура соединялась клеем ОК-72Ф.

В экспериментах запись информации осуществлялась светом от He—Cd-лазера ( $\lambda = 441,6$  нм). С помощью интерферометра Майкельсона в плоскости модулятора создавалось синусоидальное распределение интенсивности записываемого излучения. Изменяя положение зеркал интерферометра, можно было варьировать пространственную частоту записываемых голограмм. Плотность светового потока записываемого излучения составляла  $2 \cdot 10^{-5}$  Вт/см<sup>2</sup>, плотность считываемого светового потока —  $5 \cdot 10^{-6}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $\lambda = 632,8$  нм). Напряжение питания модулятора изменялось от 4 до 6 кВ. Стирание записанной оптической информации осуществлялось белым светом или красным и ближним ИК-светом, выделяемым из спектра лампы накаливания при помощи светофильтров. Величина дифракционной эффективности  $\eta$  определялась по интенсивности считываемого излучения, дифрагировавшего в первый порядок. На рис. 1 представлена зависимость величины  $\eta$  от пространственной частоты для случая, когда стирание ранее записанной информации производилось белым светом (кривая 1) и светом с  $\lambda = 550 \div 1000$  нм (кривая 2). Как видно из графика, предварительная подсветка с  $\lambda = 550 \div 1000$  нм вызывает увеличение дифракционной эффективности записанных голограмм в 3—

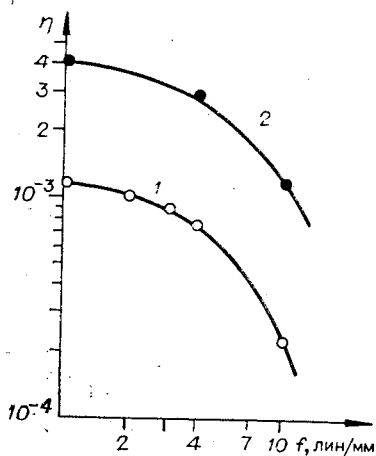


Рис. 1.

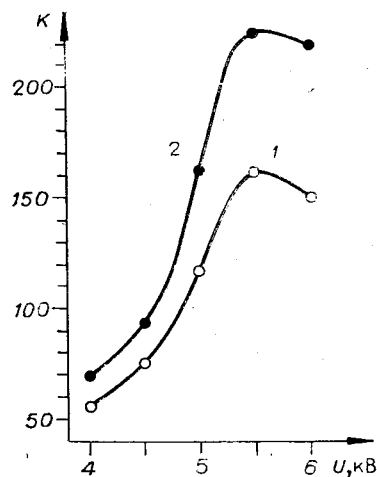


Рис. 2.

4 раза. В работе [9] наблюдалось нестационарное возрастание дифракционной эффективности голограмм в силленитах в отсутствие внешнего электрического поля.

Предварительное облучение модулятора светом влияет на максимально достижимый контраст записываемых изображений. Исследования проводились следующим образом: ПВМС освещался белым светом или светом с  $\lambda = 550 \div 1000$  нм, а затем осуществлялась запись однородного пятна на половине рабочей площади модулятора. После этого измерялось пропускание в экспонированной ( $T_1$ ) и неэкспонированной ( $T_2$ ) частях прибора, контраст определялся как отношение  $T_2/T_1$ . Было обнаружено, что предварительная подсветка с  $\lambda = 550 \div 1000$  нм, приводящая к стиранию остаточной информации, увеличивает контраст вновь записанного изображения на  $27 \div 37\%$ . На рис. 2 приведена зависимость контраста изображения пятна размером  $\sim 20$  мм от напряжения питания ПВМС (1 — предварительная засветка белым светом, 2 — предварительная засветка с  $\lambda > 550$  нм).

Полученные результаты могут быть объяснены на основе модели, предложенной в [7], где проведен анализ воздействия оптического излучения разного спектрального состава на фоточувствительность силленитов германия и кремния. Было показано, что при облучении кристаллов светом происходит существенное изменение заселенности электронами группы уровней на глубине  $\sim 0,8-1,3$  эВ. Свет с  $\lambda > 550$  нм уменьшает концентрацию электронов на этих уровнях, а более коротковолновый свет ее увеличивает. Из-за достаточно большой глубины уровней их неравновесная заселенность при комнатной температуре может сохраняться очень долго. Запись оптической информации в исследуемой структуре осуществляется светом в диапазоне  $400 \div 500$  нм, приводящем, как выше отмечалось, к накоплению неравновесных электронов на уровнях  $0,8-1,3$  эВ (с одновременным пространственным разделением положительных и отрицательных зарядов). В случае если кристалл предварительно экспонирован коротковолновым (или белым) светом, значительная часть центров, соответствующих данным уровням, оказывается заполненной. Пространственно промодулированное излучение, несущее полезную информацию, сможет привести лишь к сравнительно небольшой модуляции заряда на этих центрах. Однако если уровни на этой глубине предварительно опустошены ИК-светом, то и амплитуда модуляции заряда на них будет значительно больше. В результате предварительное экспонирование структуры ИК-светом увеличивает дифракционную эффективность записи и максимально достижимый контраст.

Увеличение глубины модуляции заряда при записи информации на кристаллах, предварительно экспонированных ИК-светом, приводит также к возрастанию величины разрешающей способности (РС).

Действительно, РС определяется максимально возможной пространственной частотой, обеспечивающей наперед заданную величину модуляции записанной решетки  $m$  (или видности изображения). В приближении тонких голограмм видность связана с дифракционной эффективностью записи простым соотношением [6]:  $\eta \cong m^2/16$ .

Обычно РС модуляторов определяется при видности считывающего изображения, равной 0,05 [8]. Анализ РС нашего модулятора при  $m = 0,05$  показал, что при стирании ранее записанной информации белым светом РС = 12 лин/мм, а при предварительной подсветке (стирании ранее записанной информации)  $\lambda = 550 \div 1000$  нм РС = 25 лин/мм.

Неравновесная заселенность уровней с  $E = 1,3-0,8$  эВ при  $T = 298$  К [7] позволяет осуществить запись оптической информации в ПВМС на основе силленитов германия и кремния светом с  $h\nu < 1,3$  эВ. Для проверки этого предположения модулятор освещался светом из сине-зеленой области спектра, а затем производилась запись оптической информации в виде пятен размером в половину вход-