

ЛИТЕРАТУРА

1. Секеи К., Томпсет М. Приборы с переносом заряда.— М.: Мир, 1978.
2. Joyce W. B., Bertram W. J. Linearized dispersion and Green's function for discrete charge-transfer devices with incomplete transfer//BST J.— 1971.— V. 50, N 6.— P. 1741—1759.
3. Thornber K. K. Operational limitations of charge-transfer devices//BST J.— 1973.— V. 52, N 11.— P. 1453—1482.
4. Thornber K. K. Optimum linear filtering for charge-transfer devices//IEEE J. of Sol. State Circuits.— 1974.— V. SC-9, N 5.— P. 285—291.
5. Полупроводниковые формирователи сигналов изображения/Под ред. П. Йесперса, Ф. Ван де Виле, М. Уайта.— М.: Мир, 1979.
6. Carnes J. E., Kosonocky W. F. Fast interface-state losses in charge-coupled devices//Appl. Phys. Lett.— 1972.— V. 20.— P. 261—263.
7. Водоватов И. А., Высоцкий М. Г., Петрунькин В. Ю. и др. Оптико-цифровая система обработки изображений//V Всесоюз. школа по оптической обработке информации.— Киев, 1984.

Поступила в редакцию 4 ноября 1985 г.

УДК 535.339.04 : 539.213

Г. ВАРТМАНН, Р. В. ДАМЕЛЮС, Ю. КЛУТЕ, А. О. ОЗОЛС

(Рига)

СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ АМОРФНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНОК As—S И As—Se ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НЕПРЕРЫВНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ И НАНОСЕКУНДНЫМИ ИЛИ ПИКОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

1. Введение. Аморфные полупроводниковые пленки (АПП) являются перспективным материалом для оптической записи информации [1], нелинейной [2, 3] и интегральной [4] оптики. Они обладают выраженными нелинейными свойствами [1—3] и широким набором времен релаксации разнообразных элементарных фотоиндуцированных процессов [5]. Поэтому можно ожидать сильную зависимость процессов фотопотемнения АПП [1] от временной формы (режима) облучения светом. Лазерная техника позволяет в широких пределах управлять временной формой светового излучения: генерировать непрерывное излучение, моноимпульсы различной длительности, цуги импульсов с различной скважностью, менять частоту излучения. Отсюда возникает вопрос оптимизации временной формы лазерного излучения для оптической записи в АПП. Насколько нам известно, так широко этот вопрос еще не рассматривался. В частности, представляет интерес оптимизация временной формы излучения с целью достижения максимальной светочувствительности (СЧ) АПП. Исследование зависимости СЧ от временной формы облучения позволяет также получить новые сведения о фотоиндуцированных процессах в веществе. В данной работе, где рассмотрено влияние временной формы лазерного излучения на СЧ АПП As—S и As—Se, мы интересовались обоими аспектами.

В работах [6—9] показано, что СЧ АПП значительно возрастает при уменьшении длительности импульса τ до $1,5 \cdot 10^{-8}$ с при одновременном увеличении интенсивности I света до $8 \cdot 10^5$ Вт/см² [7]. При этом достигается СЧ $\sim 10^2$ см²/Дж, максимальная для АПП [1]. Однако вопрос о том, увеличивается ли СЧ АПП при $\tau < 10^{-8}$ с, экспериментально до сих пор не исследован. Из пятиуровневой модели [8] следует, что увеличение СЧ АПП при уменьшении τ связано с уменьшением поглощения с возбужденного уровня, питающего конечное метастабильное состояние. Тогда при $\tau < 10^{-8}$ с СЧ АПП должна быть больше или хотя бы такой же, как при $\tau \approx 10^{-8}$ с. Наши эксперименты не подтверждают этот вывод.

Таблица 1

Исходные характеристики исследованных образцов

Состав АПП	d , мкм	D_0				R	
		λ , нм					
		514,5	532	576	632,8	514,5	632,8
As ₄₅ S ₅₅	30	2,1	0,81	0,40	0,29	0,084	0,13
As ₃₀ Se ₇₀	1,34	4,0	—	2,9	0,80	0,17	0,28
As ₁₀ Se ₉₀	1,66	4,9	—	—	2,0	0,22	0,19

сами, пугами нано- и пикосекундных импульсов. Исследовалось также влияние состава АПП и длины волны записывающего (индуцирующего фотопотемнение) света на СЧ. Развита методика определения времени релаксации фотовозбуждения АПП по измерениям СЧ при воздействии моноимпульсами и пугом импульсов.

2. Методика экспериментов. Исследованные образцы представляли собой стеклянные пластины с размерами $7 \times 7 \times 0,36$ см³, на которые термическим вакуумным напылением были нанесены тонкие пленки As—S и As—Se. Пленки предварительно не отжигались. Исходные характеристики образцов даны в табл. 1, где d — толщина пленки, D_0 — ее начальная оптическая плотность, R — коэффициент отражения по интенсивности для нескольких использованных длин световых волн.

Основной измеряемый параметр — СЧ АПП. Как известно [9], наиболее общими и точными являются голографические критерии СЧ. Однако запись голограмм с помощью лазеров ультракоротких импульсов света сопряжена со значительными техническими трудностями, вызванными малой длиной когерентности их изучения и недостаточной стабильностью работы. Поэтому нами СЧ определялась по фотоиндуцированному изменению оптической плотности АПП ΔD при малых плотностях энергии (экспозициях) падающего света как

$$S = \Delta D(2)/E(1); \quad (1)$$

$$E = \int_0^{\tau} I(t) dt. \quad (2)$$

Здесь t — время, а аргументы 1, 2 обозначают соответственно условия при записи (возбуждение АПП) и считывании (зондирование АПП).

Определение СЧ (1) обладает тем преимуществом, что (по крайней мере, в условиях наших экспериментов) слабо зависит от конкретных оптических и геометрических параметров образцов. Действительно, используя подход, развитый в [9], можно показать, что

$$S = A(1, 2) \frac{1 - R(1)}{1 + d_0^2(2) d_0^{-2}(1)} [1 - e^{-\kappa(1)d}], \quad (3)$$

где $A(1, 2)$ — величина, характеризующая эффективность записи в данном типе АПП; $R(1)$ и $\kappa(1)$ — коэффициенты отражения и поглощения при записи; $d_0(1)$ и $d_0(2)$ — диаметры гауссовых световых пучков при записи и считывании. При выводе формулы (3) предполагалось нормальное падение записывающих и считывающих лучей и отсутствие многократных внутренних отражений света в пленке. Как следует из формулы Эйри для пропускания [10], это справедливо при условии $R_0 \exp(-\kappa d) \ll 0,5$ (R_0 — френелевский коэффициент отражения), которое выполнено в наших экспериментах (см. табл. 1).

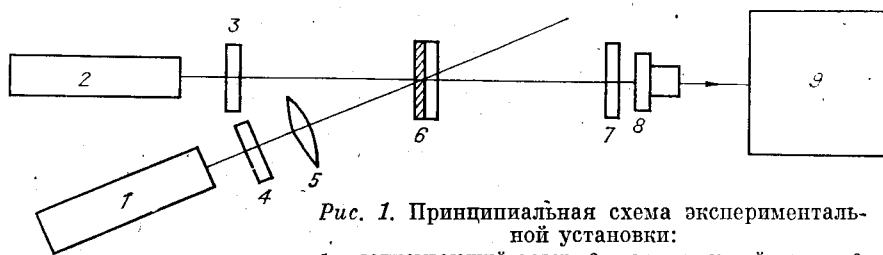


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки:

1 — записывающий лазер, 2 — считывающий лазер; 3, 4, 7 — светофильтры; 5 — линза, 6 — образец; 8 — кремниевый фотодиод; 9 — регистрирующее устройство

Принципиальная схема установки приведена на рис. 1. Практическая ее реализация зависела от конкретной временной формы лазерного излучения.

При непрерывном облучении ($\tau = 1 \div 60$ с) АПП в качестве записывающего лазера 1 использовался Ar^+ -лазер с длиной волны излучения $\lambda = 514,5$ нм, максимальной мощностью $P_{\text{max}} = 1$ Вт, диаметром пучка (на уровне $1/e^2$) $d_0 = 1,58$ мм или накачиваемый Ar^+ -лазером лазер на родамине 6Ж ($\lambda = 576$ нм, $P_{\text{max}} = 60$ мВт, $d_0 = 1,8$ мм). Эти же лазеры использовались в качестве лазера 2 для считывания, когда длины световых волн при записи и считывании были равны: $\lambda_1 = \lambda_2 = 514,5$ нм (As—S) или $\lambda_1 = \lambda_2 = 576$ нм (As—S и As—Se). Для считывания записи в As—Se при $\lambda_1 = 514,5$ нм применялся отдельный He—Ne-лазер 2 ($\lambda_1 = 632,8$ нм, $d_0 = 1,5$ мм). Регистрирующим устройством служил цифровой вольтметр и (или) самописец.

В режиме наносекундных моноимпульсов для записи применялся YAG:Nd³⁺-лазер с модуляцией добротности и с удвоением частоты на кристалле CDA ($\tau = 10$ нс, $\lambda = 532$ нм, $P_{\text{max}} = 10^3$ Вт, $d_0 = 2,55$ мм) или без него ($\lambda = 1064$ нм). Этот же лазер использовался для считывания в случае As—S. В случае АПП As—Se считывание производилось He—Ne лазером. YAG:Nd³⁺-лазер мог также работать в импульсно-периодическом режиме и генерировать пуги наносекундных импульсов с периодом повторения $T = 0,05$ с. Регистрирующее устройство — запоминающий осциллограф «Textronix 7633».

Источником пикосекундных моноимпульсов (для записи и считывания) служил YAG:Nd³⁺-лазер, работающий в режиме пассивной синхронизации мод с электрооптическим выделением пикосекундного моноимпульса. Импульс усиливался двухкаскадным усилителем на YAG:Nd³⁺, его частота удваивалась удвоителем на кристалле KDP ($\tau = 25$ пс, $\lambda = 532$ нм, $P_{\text{max}} = 10^3$ Вт, $d_0 = 4$ мм). Такая лазерная система либо использовалась сама, либо накачивала параметрические генераторы света каналов записи и считывания на кристаллах LiNbO₃ ($\tau = 25$ пс, $\lambda = 0,35 \div 2$ мкм) [11, 12]. Регистрирующим устройством служила ЗУ ЭВМ «Электроника ДЗ-28», которая управляла экспериментом и выводила информацию на печать. Пикосекундные импульсы генерировались периодически с $T = 0,5$ с, однако, поскольку согласно [3, 6] фотоиндуцированные процессы в АПП полностью релаксируют за 0,1 с (это подтверждают и данные п. 3.2), мы их рассматривали как моноимпульсы. Измерения ΔD осуществлялись до и после каждого импульса 30 раз, затем производилось усреднение значений ΔD и вычисление погрешности по методике [11]. Максимальная суммарная экспозиция при этом составляла $3,6$ Дж/см², что меньше минимальной экспозиции насыщения наших АПП $E_{\text{нас. min}} \approx 5$ Дж/см². Значение $E_{\text{нас. min}}$ относится к непрерывному облучению и облучению пугами импульсов. Поэтому дополнительно было проведено измерение ΔD после предварительного облучения АПП различным количеством пикосекундных импульсов с суммарной экспозицией $E \leq 4$ Дж/см². Оно показало, что в пределах погрешностей $\Delta D = \text{const}$, т. е. насыщение отсутствовало.

Цуги пикосекундных импульсов для записи и считывания ($\tau = 2,6$ пс, $T = 12,5$ нс, $\lambda = 576$ нм, максимальная средняя мощность $P_{\text{ср. max}} = \tau P_{\text{max}}/T = 60$ мВт, $d_0 = 1,8$ мм) генерировались лазером на роданине 6 Ж, синхронно накачиваемом Ag^+ -лазером с активной синхронизацией мод. Регистрирующее устройство в этом случае — цифровой вольтметр и (или) самописец.

Все измерения проводились при комнатной температуре. Направление падения записывающего и считывающего лучей с помощью дополнительной оптики сделано практически нормальным к образцу. Фокусировка записывающего луча использовалась по мере надобности. При $d_0(1) \neq d_0(2)$ СЧ корректировалось согласно (3). Как при наносекундном, так и при пикосекундном облучении СЧ АПП измерялись до интенсивностей, близких к порогу оптического повреждения.

СЧ АПП измерялась в конце облучения, а в случае пикосекундных моноимпульсов — с различными задержками считывающего пикосекундного импульса Δt от 0 до 0,5 с. В связи с тем, что измерять приходилось малые значения $\Delta D \approx 0,01 \div 0,3$, максимальная погрешность измерения S достигала 60%, что является принципиальным недостатком данной простой (неголографической) методики, однако не влияет на основные выводы работы.

Рассмотрим подробнее информативность наших измерений СЧ. Как показали эксперименты (п. 3.1), СЧ АПП зависит от многих параметров: I , τ , T , λ_1 , λ_2 , Δt . Поэтому полное описание СЧ АПП дают только функции $S = S(I, \tau, T, \lambda_1, \lambda_2, \Delta t)$, которые исследованы в данной работе. Характеристика СЧ упрощается при линейной зависимости ΔD от E , так как тогда S не зависит от длительности облучения. Мы установили, что в пределах погрешностей линейность имела место при непрерывном облучении и при облучении цугами нано- и пикосекундных импульсов. Зависимость СЧ от I и отсутствие перестраиваемых по τ нано- и пикосекундных лазеров не позволили нам проверить линейность функции $\Delta D(E)$ при моноимпульсном воздействии. Однако, если даже линейность в этом случае отсутствует, зависимости $S(I)$ при $\tau = \text{const}$ дают возможность судить о СЧ и характере нелинейности фотоиндуцированных процессов в АПП.

Поскольку возможности перестройки длины волны излучения применяемых лазеров ограничены, при смене режима облучения нередко приходилось менять λ_1 и (или) λ_2 . Влияние измерений λ_1 и λ_2 на СЧ АПП можно оценить по таблицам спектрального распределения СЧ для As—S (табл. 2) и As—Se (табл. 3). Таблицы рассчитаны по данным спектральной эффективности возбуждения фотопотемнения АПП As—S [1] и As—Se [13], а также по результатам измерений фотоиндуцированного изменения спектров поглощения этих АПП с учетом данных [1, 14]. Кроме того, согласно (3) учитывались исходные параметры наших АПП (см. табл. 1). Различия состава АПП As—Se не учитывалось. Данные табл. 2, 3 относятся к непрерывному облучению с $I \approx 10^{-2} \div 10^{-1}$ Вт/см². Так как СЧ АПП существенно зависит от I , то указанные таблицы имеют ориентировочный характер. Они позволяют более объективно оценить влияние режима облучения на СЧ АПП.

Таблица 2

Зависимость светочувствительности (в отн. ед.) АПП As—S от длин световых волн при записи (λ_1) и считывании (λ_2)

λ_2 , нм	λ_1 , нм		
	514,5	532	576
514,5	1	0,30	0,020
532	0,67	0,20	0,013
560	0,33	0,10	0,007
576	0,50	0,15	0,010

Таблица 3

Зависимость светочувствительности (в отн. ед.) АПП As—Se от длин световых волн при записи (λ_1) и считывании (λ_2)

λ_2 , нм	λ_1 , нм			
	514,5	532	576	600
532	13	14	25	38
576	4,0	4,4	8,1	12
601	3,6	3,9	7,2	11
632,8	1	1,1	2,0	3,0
636	1	1,1	2,0	3,0

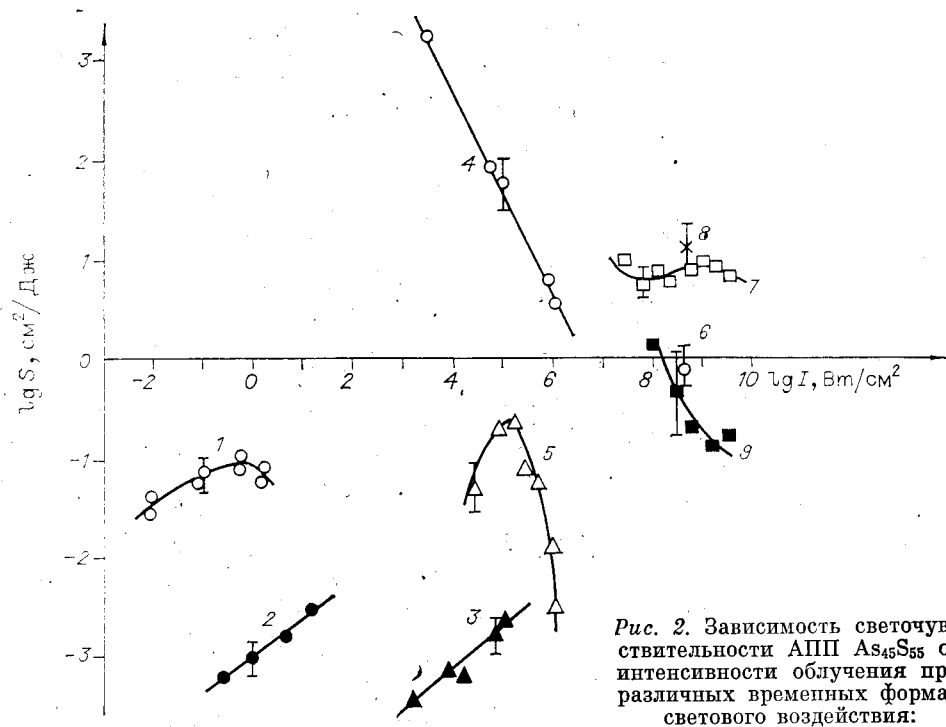


Рис. 2. Зависимость светочувствительности АПП $As_{45}S_{55}$ от интенсивности облучения при различных временных формах светового воздействия:

1 — непрерывное облучение, $\lambda_1 = \lambda_2 = 514,5$ нм; 2 — непрерывное облучение, $\lambda_1 = \lambda_2 = 576$ нм; 3 — пучок пикосекундных импульсов, $\lambda_1 = \lambda_2 = 576$ нм, $\tau = 2,6$ пс, $T = 12,5$ нс; 4 — наносекундные моноимпульсы, $\lambda_1 = \lambda_2 = 532$ нм, $\tau = 10$ нс; 5 — пучок наносекундных импульсов, $\lambda_1 = \lambda_2 = 532$ нм, $\tau = 10$ нс, $T = 0,05$ с; 6 — пикосекундные моноимпульсы, $\lambda_1 = 532$ нм, $\lambda_2 = 560$ нм, $\tau = 25$ пс, $\Delta t = 12,5$ пс — точка S_{max} ; 7 — те же пикосекундные импульсы, $\Delta t = 50$ пс; 8 — те же пикосекундные моноимпульсы, $\Delta t = 60$ пс — точка S_{max} ; 9 — пикосекундные моноимпульсы, $\lambda_1 = \lambda_2 = 532$ нм, $\tau = 25$ пс, $\Delta t = 0,5$ с

3. Результаты экспериментов и их обсуждение. Результаты экспериментов представлены на рис. 2—6 и в табл. 4, 5. Рассмотрим их подробнее.

3.1. Зависимость светочувствительности АПП от интенсивности света при различных временных формах светового воздействия. Экспериментальные кривые $S(I)$ для различных АПП и различных режимов облучения показаны на рис. 2—6. Видно, что S существенно зависит от I и закон взаимозаместимости не выполняется. Подчеркнем, что СЧ везде (если не оговорено особо) измерялось в конце облучения. Видимо, это обстоя-

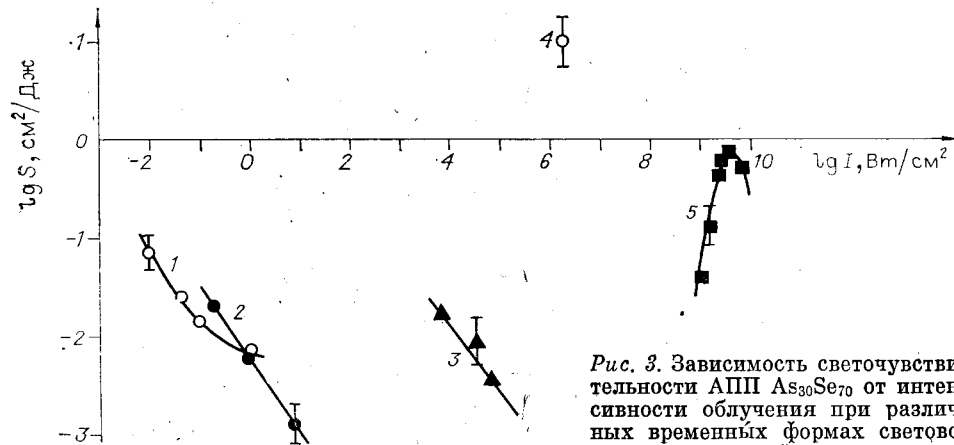
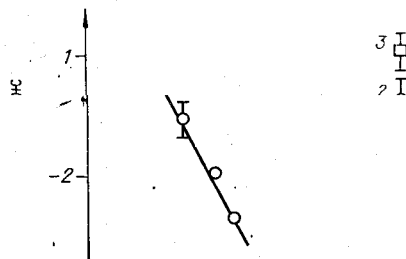


Рис. 3. Зависимость светочувствительности АПП $As_{30}Se_{70}$ от интенсивности облучения при различных временных формах светового воздействия:

1 — непрерывное облучение, $\lambda_1 = 514,5$ нм, $\lambda_2 = 632,8$ нм; 2 — непрерывное облучение, $\lambda_1 = \lambda_2 = 576$ нм; 3 — пучок пикосекундных импульсов, $\lambda_1 = \lambda_2 = 576$ нм, $\tau = 2,6$ пс, $T = 12,5$ нс; 4 — точка S_{max} при воздействии наносекундными моноимпульсами, $\lambda_1 = 532$ нм, $\lambda_2 = 632,8$ нм, $\tau = 10$ нс; 5 — пикосекундные моноимпульсы, $\lambda_1 = 532$ нм, $\lambda_2 = 636$ нм, $\tau = 25$ пс, $\Delta t = 0,5$ с

Рис. 4. Зависимость светочувствительности АПП As—Se от интенсивности облучения при различных временных формах светового воздействия: 1 — непрерывное облучение, $\lambda_1=532$ нм, $\lambda_2=636$ нм, $\Delta t=12,5$ пс — точка S_{max} ; 3 — то же, $\Delta t=70$ пс; 4 — то же, пикосекундные моноимпульсы, $\Delta t=0,5$ с



тельство и другое определение S вызвало расхождение с результатами работы [7], где сделан вывод о независимости S от I при непрерывном облучении для АПП As—Se до $I \approx 5$ Вт/см². Из сравнения кривых на рис. 2—6 следует, что характер зависимости $S(I)$ для данного состава АПП зависит от τ , T , λ_1 , λ_2 , Δt .

Действительно, при моноимпульсном воздействии оказалось, что в случае $\tau = 1 \div 60$ с S при данной I слабо зависит от τ , если $E < E_{нас}$. Однако переход от $\tau = 1 \div 60$ с к $\tau = 10$ нс и $\tau = 25$ пс существенно меняет не только абсолютные значения S , но и вид функции $S(I)$. Изложенное свидетельствует о том, что S зависит не только от I , но и от τ . Физически это объясняется тем, что при различных τ (меньше времени релаксации фотовозбуждения) происходят различные элементарные фотоиндуцированные процессы, которые по разному зависят от I .

Воздействие пугом импульсов отличается от воздействия моноимпульсами и от воздействия непрерывным излучением по величине СЧ и по ее зависимости от интенсивности света. В случае наносекундных моноимпульсов и пуга наносекундных импульсов ($T=0,05$ с) это иллюстрируют кривые 5 и 4 на рис. 2 (АПП As₄₅Se₅₅). Чтобы сравнить непрерывное воздействие и воздействие пугом импульсов, удобнее в случае пуга пользоваться зависимостью СЧ от средней интенсивности света в пуге $I_{cp} =$

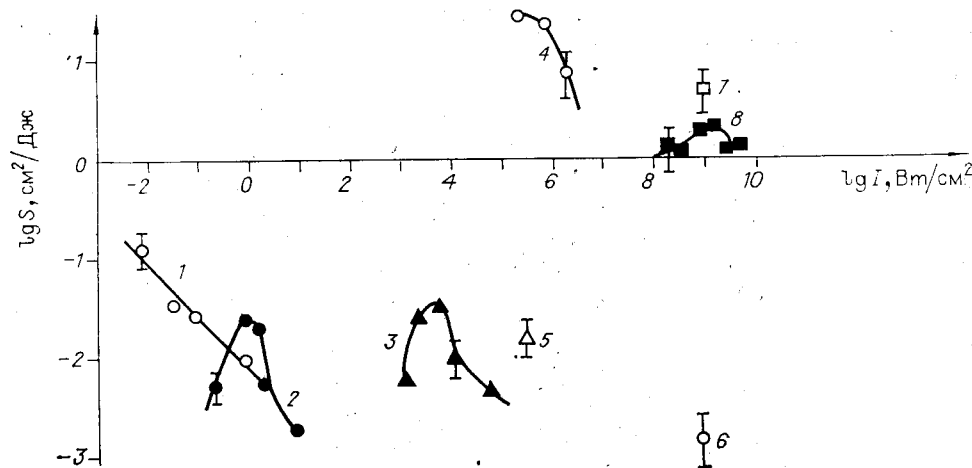


Рис. 5. Зависимость светочувствительности АПП As₅₀Se₅₀ от интенсивности облучения при различных временных формах светового воздействия:

1 — непрерывное облучение, $\lambda_1=514,5$ нм, $\lambda_2=632,8$ нм; 2 — непрерывное облучение, $\lambda_1=\lambda_2=576$ нм; 3 — пуг пикосекундных импульсов, $\lambda_1=\lambda_2=576$ нм, $\tau=2,6$ пс, $T=12,5$ нс; 4 — наносекундные моноимпульсы, $\lambda_1=532$ нм, $\lambda_2=632,8$ нм, $\tau=10$ нс; 5 — пуг наносекундных импульсов, $\lambda_1=532$ нм, $\lambda_2=632,8$ нм, $\tau=10$ нс, $T=0,05$ с — точка S_{max} ; 6 — пикосекундные моноимпульсы, $\lambda_1=600$ нм, $\lambda_2=601$ нм, $\tau=25$ пс, $\Delta t=12,5$ пс — точка S_{max} ; 7 — то же, $\Delta t=120$ пс; 8 — пикосекундные моноимпульсы, $\lambda_1=532$ нм, $\lambda_2=601$ нм, $\tau=25$ пс, $\Delta t=0,5$ с

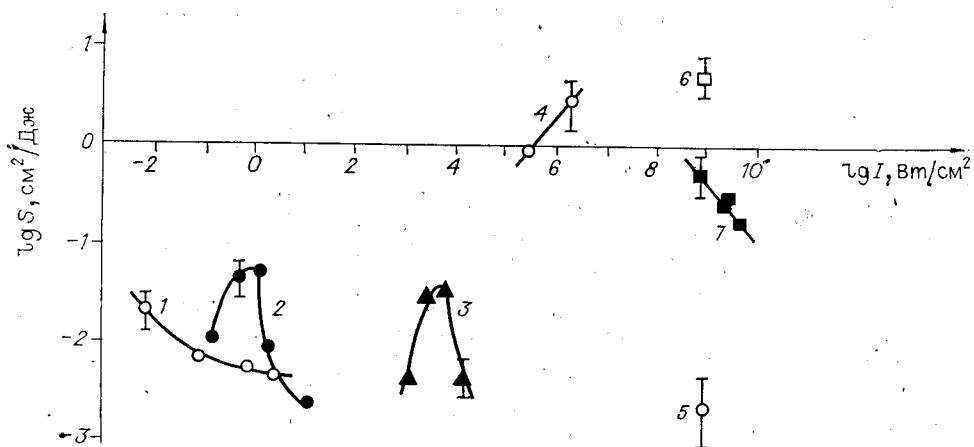


Рис. 6. Зависимость светочувствительности АПП $\text{As}_{70}\text{Se}_{30}$ от интенсивности облучения при различных временных формах светового воздействия. 1 — непрерывное облучение, $\lambda_1=514,5$ нм, $\lambda_2=632,8$ нм; 2 — непрерывное облучение, $\lambda_1=\lambda_2=576$ нм; 3 — дуг пикосекундных импульсов, $\lambda_1=\lambda_2=576$ нм, $\tau=2,6$ пс, $T=12,5$ нс; 4 — наносекундные моноимпульсы, $\lambda_1=532$ нм, $\lambda_2=632,8$ нм, $\tau=10$ нс; 5 — пикосекундные моноимпульсы, $\lambda_1=600$ нм, $\lambda_2=601$ нм, $\tau=25$ пс, $\Delta t=12,5$ пс — точка $10^2 S_{\text{max}}$; 6 — то же, для точки S_{max} при $\Delta t=130$ пс; 7 — пикосекундные моноимпульсы, $\lambda_1=532$ нм, $\lambda_2=636$ нм, $\tau=25$ пс, $\Delta t=0,5$

$= \tau I / T$. Тогда кривая 5 сместится в диапазон $I_{\text{ср}} = 2 \cdot 10^{-3} \div 2 \cdot 10^{-1}$ Вт/см², а зависимость $S(I_{\text{ср}})$ для дуга наносекундных импульсов и кривая для непрерывного облучения I будут отличаться не только величинами СЧ, но и положением максимума. С другой стороны, значения $S(I_{\text{ср}})$ для дуга пикосекундных импульсов с периодом повторения $T = 12,5$ нс и $S(I)$ для непрерывного облучения в пределах погрешностей совпадут для всех исследованных при $\lambda_1 = \lambda_2 = 576$ нм составов АПП (см. рис. 2, 3, 5, 6).

Зависимость $S(I)$ качественно различна и при различных λ_1 и λ_2 . Так, для всех АПП As—Se в диапазоне I от 10^{-1} до 1 Вт/см² при $\lambda_1 = 514,5$ нм, $\lambda_2 = 632,8$ нм S уменьшается с ростом I (см. рис. 3—6), однако при $\lambda_1 = \lambda_2 = 576$ нм для $\text{As}_{30}\text{Se}_{70}$ уменьшается (см. рис. 3), а для $\text{As}_{50}\text{Se}_{50}$ (см. рис. 5) и $\text{As}_{70}\text{Se}_{30}$ (см. рис. 6) растет. Зависимость $S(I)$ для $\text{As}_{45}\text{S}_{55}$ при $\lambda_1 = \lambda_2 = 514,5$ нм имеет максимум при $I = 0,74$ Вт/см², а для $\lambda_1 = \lambda_2 = 576$ нм — при $I > 10$ Вт/см² (см. рис. 2).

Рассмотрение кривых 7 и 9 на рис. 2 для $S(I)$ АПП $\text{As}_{45}\text{S}_{55}$ при $\Delta t = 50$ пс и $\Delta t = 0,5$ с отчетливо демонстрирует влияние задержки считывающего излучения на вид зависимости $S(I)$ и абсолютные значения S . При малых Δt зависимость S от I гораздо слабее, чем при больших. Аналогично влияние Δt на СЧ АПП As—Se (см. рис. 3—6).

Таким образом, СЧ АПП является функцией многих аргументов $S = S(I, \tau, T, \lambda_1, \lambda_2, \Delta t)$. Указанное обстоятельство отражает сложность и нелинейный характер взаимодействия света с АПП, механизм которого изучен еще далеко не полностью.

Предварительный теоретический анализ в случае АПП As—S показал, что возрастание СЧ по мере увеличения I связано с нелинейной зависимостью фотовозбуждения от I , а спадающие участки $S(I)$ — с выходом на насыщение в зависимости $\Delta D(E)$, причем $E_{\text{нас}}$ убывает с ростом I . Соответствующие процессы в АПП As—Se сложнее и пока не ясны. Этим вопросам предполагается посвятить отдельную работу.

3.2. Оценка времени релаксации фотовозбуждения АПП. Сопоставление значений СЧ, измеренных при моноимпульсном воздействии света и при воздействии дугом импульсов той же длительности, позволит оценить время релаксации фотовозбуждения. Под временем релаксации фотовозбуждения понимается характерное время установления квазистационарного значения фотопотемнения (оно нам понадобится в дальнейшем).

Максимальная светочувствительность АПП As — S и As — Se при различных временных формах лазерного воздействия

Временная форма лазерного воздействия	S_{\max} , см ² /Дж				
	As ₄₀ S ₆₀	As ₂₀ Se ₈₀	As ₄₀ Se ₆₀	As ₅₀ Se ₅₀	As ₇₀ Se ₃₀
Непрерывная запись: $\lambda_1 = \lambda_2 = 514,5$ нм	0,9·10 ⁻¹				
Непрерывная запись: $\lambda_1 = 514,5$, $\lambda_2 = 632,8$ нм		1,5·10 ⁻²	1,7·10 ⁻¹	1,3·10 ⁻¹	2,2·10 ⁻²
Наносекундные моноимпульсы: $\tau = 10$ нс, $\lambda_1 = \lambda_2 = 532$ нм	1,5·10 ³				
Наносекундные моноимпульсы: $\tau = 10$ нс, $\lambda_1 = 532$, $\lambda_2 = 632,8$ нм		1,0·10 ¹		2,7·10 ¹	3,0
Цуг наносекундных импульсов: $\tau = 10$ нс, $T = 0,05$ с, $\lambda_1 = \lambda_2 = 532$ нм	2,1·10 ⁻¹			1,2·10 ⁻³	
Цуг наносекундных импульсов: $\tau = 10$ нс, $T = 0,05$ с, $\lambda_1 = 532$, $\lambda_2 = 632,8$ нм			0,6·10 ⁻¹	1,6·10 ⁻²	
Цуг наносекундных импульсов: $\tau = 10$ нс, $T = 0,05$ с, $\lambda_1 = 1064$, $\lambda_2 = 1064$ или 532 нм	<10 ⁻⁶			<10 ⁻⁶	
Пикосекундные моноимпульсы: $\tau = 25$ пс, $\lambda_1 = 532$, $\lambda_2 = 560$ нм	0,84 (1,35·10 ¹ при $\Delta t = 60$ пс)				
Пикосекундные моноимпульсы: $\tau = 25$ пс, $\lambda_1 = 532$, $\lambda_2 = 636$ нм			3,3 (1,1·10 ¹ при $\Delta t = 70$ пс)		
Пикосекундные моноимпульсы: $\tau = 25$ пс, $\lambda_1 = 600$, $\lambda_2 = 601$ нм				1,4·10 ^{-3*} (4,9 при $\Delta t = 120$ пс)	2,3·10 ^{-5*} (5,5 при $\Delta t = 130$ пс)
Цуг пикосекундных импульсов: $\tau = 2,6$ пс, $T = 12,5$ нс, $\lambda_1 = \lambda_2 = 576$ нм	2,1·10 ⁻³	4,6·10 ⁻²		2,9·10 ⁻²	3,8·10 ⁻²
Непрерывная запись: $\lambda_1 = \lambda_2 = 576$ нм	2,3·10 ⁻³	2,4·10 ⁻²		2,6·10 ⁻²	4,4·10 ⁻²

* Экстраполяция на основе зависимости $\Delta D(\Delta t)$.

Предположим, что световые импульсы прямоугольной формы имеют интенсивность I и длительность τ . Наши эксперименты [15] и данные других авторов [1, 7, 13] свидетельствуют, что если отвлечься от деталей, фотопотемнение АПП и его релаксация хорошо описываются экспоненциальными зависимостями от времени. Следовательно, кинетику фотопотемнения можно выразить уравнением

$$\frac{d\Delta D(t)}{dt} = \beta(I, t) I - \frac{\Delta D(t)}{\tau_1(I)}, \quad (4)$$

где β характеризует эффективность записи, а τ_1 — время релаксации фотозвуждения освещенной АПП. После прекращения освещения происхо-

Таблица 5

Зависимость светочувствительности АПП от длительности импульса при $E \approx 1 \cdot 10^{-2}$ Дж/см²

τ	λ_1 , нм	λ_2 , нм	S , см ² /Дж				
			As ₄₅ S ₅₅	As ₅₀ Se ₇₀	As ₄₀ Se ₆₀	As ₅₀ Se ₅₀	As ₇₀ Se ₃₀
10 с	514,5	514,5	0,9·10 ^{-1*}				
	514,5	632,8		1,5·10 ^{-2*}	1,7·10 ^{-1*}	1,3·10 ^{-1*}	2,2·10 ^{-2*}
10 нс	532	532	5,7				
	532	632,8		10,3		24,5	3,0
25 пс	532	560	0,84				
	532	636			3,3		
	600	601				1,4·10 ^{-3**}	2,3·10 ^{-5**}

Примечание. При $\tau = 10$ с взяты значения $I \approx 1$ Вт/см² для As₄₅S₅₅ и $I \approx 10^{-2}$ Вт/см² для As—Se, при которых достигалась максимальная СЧ.

* Аппроксимация на основании линейной зависимости $\Delta D(E)$.
** Экстраполяция на основе зависимости $\Delta D(\Delta t)$.

дит темновая релаксация фотовозбуждения

$$\frac{d\Delta D(t)}{dt} = -\frac{\Delta D(t) - \Delta D_i(I\tau)}{\tau_2} \quad (5)$$

Здесь τ_2 — время темновой релаксации фотовозбуждения; ΔD_c — остаточное квазистационарное изменение оптической плотности, обусловленное фотоструктурными превращениями (метастабильное состояние АПП [4]), которое затем очень медленно (годами) меняется под действием термических процессов.

Из (1), (4), (5) при условии отсутствия насыщения $\tau \ll \tau_1$ можно получить выражение для СЧ АПП при воздействии пугом из N импульсов:

$$S_N = \frac{\beta_0}{N} \frac{1 - e^{-N\Theta}}{1 - e^{-\Theta}} + \frac{\Delta D_c}{NI\tau} [1 - e^{-(N-1)\Theta}], \quad (6)$$

где
$$\beta_0(I, \tau) = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \beta(I, t) dt, \quad (7)$$

а
$$\Theta = \frac{\tau}{\tau_1} + \frac{T - \tau}{\tau_2}. \quad (8)$$

При $N = 1$ формула (6) описывает моноимпульсное воздействие.

Используя (6), легко получить следующее выражение для отношения СЧ при моноимпульсном воздействии S_1 и при воздействии пугом импульсов S_N :

$$y = \frac{S_1}{S_N} = N \left\{ \frac{1 - e^{-N\Theta}}{1 - e^{-\Theta}} + x [1 - e^{-(N-1)\Theta}] \right\}^{-1}, \quad (9)$$

где $x \doteq \Delta D_c / \beta_0 I \tau$. Эксперимент показал, что x меняется от 0,01 ÷ 0,5 (в зависимости от состава АПП) при $\tau = 25$ пс до $x \approx 1$ при непрерывном облучении.

Кривые на рис. 2—6 дают возможность определить y и посредством (8), (9) τ_2 . (Для выполнения условия $\tau \ll \tau_1$ не рассматриваем спадающие участки кривых $S(I)$.) Однако ввиду погрешностей измерений и экстраполяций, сделанных при нахождении y , фактически речь идет только об оценке порядка величины τ_2 .

Рассмотрим АПП As₄₅S₅₅ (см. рис. 2). Сравнивая кривые 4, 5, найдем $y = 1000$ и из (8), (9) при $N = 1200$, $x = 0,1$, $\Theta = 2,4$ и $\tau_2 = 0,02$ с. Сделаем оценку, используя пикосекундные импульсы (кривые 3, 8) и пренебрегая различием τ . Как свидетельствует кривая 7, при малых временных задержках считывания Δt СЧ слабо зависит от I . Предположим тогда, что при пикосекундном моноимпульсном воздействии $S(I) \approx \text{const}$, если $I \approx 10^3 \div 10^{10}$ Вт/см². Различие длин волн при записи и считывании учтем

с помощью табл. 2. Тогда $y = 580 \div 2700$ и из (8), (9) при $N = 0,8 \cdot 10^9$ найдем $\Theta = (0,7 \div 3,3) \cdot 10^{-6}$ и $4 \cdot 10^{-3} \text{ с} \leq \tau_2 \leq 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}$, что по порядку близко к предыдущей оценке.

Аналогично для АПП $\text{As}_{50}\text{Se}_{50}$ (см. рис. 5), сравнивая кривую 4 и точку 5 для наносекундных импульсов, найдем $y = 1700$ и из (8), (9) при $N = 6000$, $x = 0,4$, $\Theta = 0,4$ и $\tau_2 = 0,12 \text{ с}$. При пикосекундном воздействии с помощью кривых 3, 7 и данных табл. 3 находим $y = 1,2 (10^2 \div 10^3)$ и при $N = 1,6 \cdot 10^9$, $\Theta = 0,77 (10^{-7} \div 10^{-6})$, $0,016 \leq \tau_2 \leq 0,15 \text{ с}$.

Такая же процедура в случае $\text{As}_{70}\text{Se}_{30}$ и пикосекундных импульсов (см. рис. 6, кривые 3, 6) при $N = 0,8 \cdot 10^9$ дает $y = 1,06 (10^2 \div 10^3)$, $\Theta = 1,3 (10^{-7} \div 10^{-6})$ и $0,01 \leq \tau_2 \leq 0,1 \text{ с}$.

Таким образом, сопоставление СЧ при моноимпульсном воздействии и в воздействии дугом импульсов обнаружило, что время темновой релаксации фотовозбуждения находится в пределах $10^{-3} \div 10^{-2} \text{ с}$ для АПП $\text{As}_{45}\text{S}_{55}$ и в пределах $10^{-2} \div 10^{-1} \text{ с}$ для АПП $\text{As}_{50}\text{Se}_{50}$, $\text{As}_{70}\text{Se}_{30}$. Полученные оценки согласуются с результатами работ [3, 5, 7].

Проведенные прямые измерения времени релаксации [15] с помощью пикосекундного абсорбционного спектрометра [11, 12] показали, что $\tau_2 > 500 \text{ пс}$. Технические возможности пикосекундных спектрометров, как правило, не позволяют измерять значительно большие времена релаксации, так как трудно реализовать длительную, точно контролируемую временную задержку зондирующего импульса. Преимуществом изложенного выше метода является возможность преодоления этой трудности.

Какова физическая причина столь медленной темновой релаксации фотовозбуждения? Детальный ответ на поставленный вопрос требует дальнейшего изучения, однако результаты работ [5, 16, 17] указывают, что в конечной стадии релаксации фотовозбуждения имеет место перераспределение локализованных носителей заряда (в основном дырок) по объему АПП за счет их термического возбуждения и конформационных колебаний атомов [14] с последующим захватом на более глубокие уровни дефектных центров.

3.3. Эффективность различных временных форм светового воздействия на АПП. Ее иллюстрируют рис. 2—6. Однако в силу зависимости СЧ от I для количественного сравнения удобнее пользоваться максимальными значениями СЧ S_{max} . Сравнение S_{max} проведено в табл. 4, а сравнение СЧ АПП при постоянной экспозиции, но разных длительностях моноимпульса — в табл. 5. Значения СЧ везде (кроме значений в скобках в табл. 4) даны для момента конца облучения. В случае пикосекундных моноимпульсов это соответствует $\Delta t = \tau/2 = 12,5 \text{ пс}$. При сравнении эффективности различных временных форм светового воздействия далее при необходимости учтена спектральная коррекция СЧ согласно табл. 2, 3.

Как видно из табл. 4, при облучении наносекундными моноимпульсами максимальная СЧ $S_{\text{нс. max}}$ пленок As-S на 4 порядка, пленок As-Se на 2—3 порядка превосходит максимальную СЧ этих же пленок при непрерывном облучении $S_{\text{непр. max}}$. Для АПП $\text{As}_{45}\text{S}_{55}$ при облучении наносекундными моноимпульсами достигнута рекордная $S = 1,5 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{Дж}$. Отличие примерно на 2—3 порядка сохраняется и при $E = \text{const} \approx 10^{-2} \text{ Дж/см}^2$ (см. табл. 5) несмотря на то, что $S_{\text{нс. max}}$ достигается при $E < 10^{-2} \text{ Дж/см}^2$ (см. рис. 2). Этим подтверждается вывод работ [6—8] о возрастании СЧ при укорочении импульса до 10^{-8} с . Количественное различие с работами [6—8], очевидно, связано с различными условиями эксперимента.

Дальнейшее укорочение импульса, как правило, приводит не к увеличению, а к уменьшению СЧ, причем максимальная СЧ в режиме облучения пикосекундными моноимпульсами $S_{\text{нс. max}}$ на 3—6 порядков меньше $S_{\text{нс. max}}$. Однако исследование зависимости $S_{\text{нс}}(\Delta t)$ выявило максимум при $\Delta t = 60—130 \text{ пс}$ (см. в скобках в табл. 4) с последующим уменьшением $S_{\text{нс}}$. Но даже учитывая это, получим, что $S_{\text{нс. max}}$ превосходит $S_{\text{нс. max}}$ примерно на 1—2 порядка.

Тот факт, что $S_{nc} < S_{nc}$, по нашему мнению, не является результатом методики измерений, при которой СЧ измерялось в одном месте АПП 30 раз с интервалом 0,5 с. Во-первых, как показано в п. 2, явления насыщения фотопотемнения АПП при повторении пикосекундных импульсов 30 раз с интервалом 0,5 с отсутствовали. Во-вторых, интервал между импульсами в несколько раз превосходит время темновой релаксации фотовозбуждения (п. 3.2). В-третьих, если предположить, что первый пикосекундный импульс вызывает ΔD , которое намного, например на порядок, больше ΔD при последующих импульсах, то на основании простого расчета относительная погрешность S_{nc} должна быть более 30%. Погрешность же измерений СЧ в режиме пикосекундных моноимпульсов, представленных в табл. 4, 5, составляла 5—10%. Таким образом, воздействие пикосекундными моноимпульсами на АПП значительно менее эффективно, чем воздействие наносекундными моноимпульсами. Физическая причина этого будет обсуждена в п. 3.5.

Из табл. 4, 5 видно (с учетом коррекции λ_1, λ_2 по табл. 2, 3), что S_{nc} может быть как больше ($As_{45}S_{55}, As_{40}Se_{60}$), так и меньше ($As_{50}Se_{50}, As_{70}Se_{30}$) $S_{непр}$. Если взять $S_{nc, max}$, измеренные с достаточно большой задержкой Δt , то S_{nc} значительно больше $S_{непр}$ (см. табл. 4).

S_{max} при облучении цугами нано- или пикосекундных импульсов, как правило, на несколько порядков меньше максимальных значений СЧ, достигнутых при соответствующих моноимпульсных воздействиях (см. табл. 4). Как следует из формул (8), (9), это, прежде всего, связано с достаточно малым значением времени темновой релаксации фотовозбуждения τ_2 (п. 3.2). Только при $\tau_2 \gg NT$ $y = 1$. В то же время при облучении цугом наносекундных импульсов S_{max} АПП As—S на порядок выше, чем S_{max} при непрерывном облучении, а S_{max} АПП As—Se — в несколько раз ниже. Как упоминалось в п. 3.1, при облучении цугом пикосекундных импульсов и при непрерывном облучении достигается одинаковая СЧ. Соотношение СЧ при воздействии цугом импульсов и непрерывным излучением, как вытекает из (6), зависит от соотношения величин $\beta_0(I, \tau)$, т. е. здесь первостепенное значение имеет зависимость СЧ от I, τ .

СЧ АПП существенно зависит от длины записывающей световой волны [1, 13], что подтверждают данные табл. 4. В условиях наших экспериментов наибольшая СЧ достигнута при записи зеленым светом ($\lambda_1 = 532$ нм), а наименьшая — инфракрасным ($\lambda_1 = 1064$ нм). При $\lambda_1 = 1064$ нм и $I \leq 3 \cdot 10^7$ Вт/см² $\Delta D < 10^{-3}$ и $S < 10^{-8}$ см²/Дж независимо от λ_2 как для As—S, так и для As—Se. Видимо, это обусловлено очень малым поглощением инфракрасного света [1, (3)].

3.4. *Влияние состава на светочувствительность АПП.* По максимуму достигнутой СЧ (см. табл. 4 и с учетом коррекции СЧ АПП As—Se согласно табл. 3) АПП можно расположить в следующем порядке: 1) $As_{45}S_{55}$, 2) $As_{40}Se_{60}$, 3) $As_{50}Se_{50}$, 4) $As_{30}Se_{70}$, 5) $As_{70}Se_{30}$. То, что абсолютно наибольшая величина СЧ достигнута в АПП As—S, подтверждает вывод [18] о более значительных необратимых фотоструктурных изменениях в этих АПП по сравнению с As—Se. Однако, как показано в п. 3.1, $S = S(I, \tau, T, \lambda_1, \lambda_2, \Delta t)$, поэтому выбор оптимального состава АПП для оптической записи зависит от условий записи и считывания.

Рассмотрим подробнее (на основе табл. 4 и рис. 3—6), как влияет состав на СЧ АПП As_xSe_{100-x} при различных временных формах светового воздействия. Непрерывный режим облучения АПП по S_{max} располагается так: 1) $As_{40}Se_{60}$, 2) $As_{50}Se_{50}$, 3) $As_{70}Se_{30}$, 4) $As_{30}Se_{70}$. Наносекундные моноимпульсы: 1) $As_{50}Se_{50}$, 2) $As_{30}Se_{70}$, 3) $As_{70}Se_{30}$ (для $As_{40}Se_{60}$ данных нет). Пикосекундные моноимпульсы, $\Delta t = 12,5$ пс: 1) $As_{40}Se_{60}$, 2) $As_{50}Se_{50}$, 3) $As_{70}Se_{30}$ (для $As_{30}Se_{70}$ данных нет). Пикосекундные моноимпульсы, $\Delta t = 0,5$ с (с учетом коррекции λ_2 по табл. 3): 1) $As_{40}Se_{60}$, 2) $As_{50}Se_{50}$, 3) $As_{30}Se_{70}$, 4) $As_{70}Se_{30}$. Таким образом, наиболее светочувствителен состав $As_{40}Se_{60}$, а в остальном вариации состава АПП по-разному (в зависимости от временной формы светового воздействия) сказывается на СЧ АПП.

3.5. *О фототермическом характере механизма изменения оптической плотности АПП под действием света.* Исследования фотоиндуцированных изменений целого ряда физических и химических свойств АПП привели большинство авторов к выводу о том, что в основе изменений лежат фотоструктурные превращения — изменения положений атомов и межатомных связей, инициируемые фотовозбуждением электронов [4]. Фотоструктурные превращения обуславливают метастабильное изменение оптической плотности АПП (ΔD_c). Если интересоваться ΔD во время или в конце облучения, как в настоящей работе, то вклад в фотопотемнение дают также такие процессы, как поглощение света с возбужденных электронных уровней [8, 11], в том числе свободными носителями заряда [19], перезарядка дефектных центров [17].

В литературе отмечена большая роль термического действия света в фотопотемнении АПП, в частности в фотоструктурных превращениях [6, 7, 20—22]. Именно с термическим действием света авторы работ [6, 7, 22] связывают увеличение СЧ АПП при переходе от непрерывного облучения к наносекундным моноимпульсам. В [7] экспериментально показано, что термическое воздействие на АПП приводит к таким же изменениям их пропускания, как и воздействие светом, и сделан вывод, что при облучении мощными импульсами термическое действие света имеет главное значение. В [21] предложена модель фотоструктурных превращений АПП — модель локального перегрева, которая полностью основана на термическом действии света. Действительно ли фотоструктурные превращения АПП вызываются лишь термическим действием света? Иными словами, сводится ли роль фотовозбуждения электронов к возбуждению фононов (колебаний полимерной сетки) или же фотоэлектронные процессы имеют и самостоятельное значение для фотоструктурных превращений АПП? Результаты данной работы (как и работ [1, 6, 7, 13, 14, 17]) свидетельствуют о существенной роли фотоэлектронных процессов, т. е. фотоструктурные превращения АПП так же, как и фотопотемнение, имеют не термический, а фототермический характер. Рассмотрим доводы в пользу высказанного утверждения.

Запись можно осуществить при $I \leq 10^{-2}$ Вт/см² (см. рис. 2—6) и меньше [4], когда термическое действие света мало и существенны только фотоэлектронные процессы. (При этом возможен локальный перегрев [21], однако в рамках данной модели трудно объяснить тот факт, что $S_{nc} < S_{nc}$.)

В п. 3.2 был сделан вывод о том, что время темновой релаксации фотовозбуждения АПП $\tau_2 \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$ с. Время диффузии тепла из пленки в подложку $\tau_{\text{тепл}} = d^2/\gamma$ [23] (γ — коэффициент температуропроводности) для наших АПП составляет $\approx 10^{-6} \div 5 \cdot 10^{-6}$ с, т. е. значительно меньше τ_2 . Конечная стадия релаксации фотовозбуждения, очевидно, связана с чисто фотоэлектронными процессами.

Фототермический характер фотопотемнения АПП, по нашему мнению, объясняет и тот неожиданный факт, что $S_{nc} < S_{nc}$. Считая факт термического характера увеличения СЧ при уменьшении τ до 10^{-8} с установленным, приходим к выводу, что при $\tau \leq 10^{-11}$ с механизм увеличения СЧ уже неэффективен. Это не связано просто с отжигом записи задним фронтом импульса при увеличении I . Тогда зависимости $S(I)$ при облучении пикосекундными моноимпульсами (см. рис. 2—6) должны были бы быть монотонно убывающими, что не соответствует действительности. Видимо, это связано с временной задержкой термического действия света.

Задержка Δt_Q может быть обусловлена двумя факторами: во-первых, экранировкой электрон-фононного взаимодействия ($\Delta t_Q = 10^{-12} \div 10^{-10}$ с) [19]; во-вторых, особенностью релаксации фотовозбужденных носителей заряда в полупроводниках, где имеется сильное электрон-фононное взаимодействие и к которым относятся АПП. Указанная особенность заключается в том, что взаимодействие фотовозбужденных носителей с оптическими фононами на несколько порядков эффективнее, чем с акустическими [24]. В результате фотовозбужденные носители и оптические

фононы обмениваются энергией за пикосекунды, а передача световой энергии акустическим фононам происходит посредством ангармонического взаимодействия оптических и акустических фононов за наносекунды ($\Delta t_q \approx 10^{-9}$ с) [24]. Известно [25], что именно акустические фононы дают основной вклад в теплоемкость твердого тела, а следовательно, и в его нагрев. Поэтому во время действия пикосекундного импульса термическое действие света практически не успевает сказываться и определяющими являются фотоэлектронные процессы, что приводит к соотношению $S_{\text{пс}} < S_{\text{тс}}$. Предположение о задержке термического действия света как причине уменьшения $S_{\text{пс}}$ подтверждается еще тем, что $S_{\text{пс. max}}$ достигается при $\Delta t = \Delta t_{\text{max}} = 60 \div 130$ пс $> \tau$. Возможно, что $\Delta t_q = \Delta t_{\text{max}}$. Воздействие тепла после прохождения пикосекундного импульса, когда многие процессы релаксации уже завершились, очевидно, гораздо менее эффективно, так как $S_{\text{пс. max}}(\Delta t \geq \Delta t_{\text{max}}) \ll S_{\text{тс. max}}$ (см. рис. 2—6). Таким образом, световое воздействие на АПП наиболее эффективно тогда, когда одновременно возбуждаются как электронная, так и фононная подсистемы. Отсюда ясно, что значительное увеличение СЧ АПП при переходе от непрерывного облучения к наносекундным моноимпульсам связано не просто с нагревом АПП в дополнение к фотоэлектронным процессам, а именно с термической активацией фотоэлектронных процессов, приводящей к $\Delta D > 0$; в частности к фотоструктурным превращениям. Впервые на это обстоятельство обратили внимание авторы работы [20]. Физически активирующее действие тепла выражается в «раскачке» полимерной сетки АПП (стимуляция конформационных колебаний атомов [14]) и в уменьшении ее термодинамической стойкости. В [26] методом комбинационного рассеяния показано, что нагрев $\text{As}_{40}\text{Se}_{60}$ в первую очередь приводит к увеличению интенсивности колебаний связей As—As. Как известно [4, 14], разрыв именно этих связей в основном обуславливает фотоструктурные превращения.

Следует подчеркнуть, что термическое действие света может быть весьма значительным даже при относительно небольших интенсивностях света. Так, из рис. 2 (кривая 4) видно, что максимальная СЧ в случае наносекундного моноимпульсного воздействия на $\text{As}_{45}\text{S}_{55}$ достигается при $I = 2,8 \cdot 10^3$ Вт/см². Если использовать равновесные термодинамические характеристики АПП As—S, то получим малую величину нагрева (около 4 К). Однако, как установлено в [27], при воздействии короткими световыми импульсами распределение фононов по энергиям далеко от равновесного. Поэтому во время действия импульса и некоторое время после него [27] (именно к этому времени в основном относится СЧ АПП, рассматриваемая в данной работе) использование равновесных оценок незаконно. Увеличение же эффективной температуры гораздо больше 4 К, а с учетом локальности фононов в АПП может быть значительным [27].

Фототермический механизм фотопотемнения АПП позволяет лучше понять и зависимость СЧ от состава АПП As—Se. В работе Филиппа [28] показано, что по чувствительности к термическому воздействию на структуру АПП As—Se можно расположить в следующем порядке: 1) $\text{As}_{40}\text{Se}_{60}$, 2) $\text{As}_{30}\text{Se}_{70}$, 3) $\text{As}_{50}\text{Se}_{50}$, 4) $\text{As}_{70}\text{Se}_{30}$. Если сравнить этот ряд с расположением АПП As—Se по СЧ при различных временных формах светового воздействия (п. 3.4), то выявляется следующее. В условиях, когда существенно термическое действие света (наносекундные моноимпульсы, пикосекундные моноимпульсы при $\Delta t = 0,5$ с), расположение АПП As—Se по СЧ почти совпадает с расположением Филиппа. Исключение составляет АПП $\text{As}_{50}\text{Se}_{50}$, которая занимает не третье, а второе место. В условиях, когда термическое действие не существенно (непрерывное облучение, пикосекундные моноимпульсы при $\Delta t = 12,5$ пс), это совпадение хуже. Таким образом, с одной стороны, налицо корреляция СЧ с термическим фактором, а с другой — есть исключения, свидетельствующие о том, что термическое действие света не является единственной причиной, вызывающей фотопотемнение.

тивании и от времени задержки считывающего излучения.

По эффективности воздействия на АПП (по достигнутой S_{\max}) различные временные формы лазерного излучения располагаются так: 1) наносекундные моноимпульсы, 2) пикосекундные моноимпульсы, 3) цуг наносекундных импульсов с $T=0,05$ с в случае As—S, 4) непрерывное облучение и цуг пикосекундных импульсов с $T=12,5$ пс, 5) цуг наносекундных импульсов в случае As—Se.

Таким образом, наибольшая СЧ достигается при воздействии на АПП наносекундными моноимпульсами. В частности, в $As_{45}S_{55}$ достигнута рекордная СЧ $S=1,5 \cdot 10^3$ см²/Дж, что на несколько порядков лучше, чем при других временных формах светового воздействия. Среди АПП As—Se наиболее светочувствительна пленка $As_{40}Se_{60}$.

Предложена и использована методика оценки времени темновой релаксации фотовозбуждения по сопоставлению СЧ при моноимпульсном воздействии и при воздействии цугом импульсов. Для АПП As—S это время находится в пределах $10^{-3} \div 10^{-2}$ с, а для АПП As—Se — в пределах $10^{-2} \div 10^{-1}$ с.

Результаты экспериментов свидетельствуют в пользу фототермического механизма фотопотемнения АПП, в котором роль термического действия света сводится к активации фотоэлектронных процессов, приводящих к фотопотемнению.

Итак, управление временной формой лазерного излучения в значительной мере позволяет управлять эффективностью лазерного воздействия на исследованные материалы и получить обширную информацию о фотоиндуцированных процессах в веществе.

Авторы выражают благодарность д. фон дер Линде, К. К. Шварцу и Я. А. Тетерису за интерес к работе и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Любин В. М. Фотографические процессы на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников // Несеребряные фотографические процессы. — Л.: Химия, 1984.
2. Лисица М. П., Насыров У., Фекешгазы И. В. Влияние температуры на нелинейное поглощение света в сульфиде мышьяка // Укр. физ. журн. — 1977. — Т. 22, № 4.
3. Fork R. L., Shank C. V., Glass A. M. e. a. Picosecond dynamics of optically induced absorption in the band gap of As_2S_3 // Phys. Rev. Lett. — 1979. — V. 43, N 5. — P. 394—398.
4. Дианов Е. М., Петров М. Ю., Плотниченко В. Г., Сысоев В. К. Оценка минимальных оптических потерь в халькогенидных стеклах // Квантовая электроника. — 1982. — Т. 9, № 4.
5. Vardeny Z. Transient induced absorption in amorphous semiconductors from picoseconds to multiseconds // J. Non-Cryst. Sol. — 1983. — V. 59—60, N 1. — P. 317—324.
6. Петров В. В., Крючин А. А. О светочувствительности систем на основе стеклообразных халькогенидных полупроводников при высокой мощности облучения // Квантовая электроника. — 1974. — Т. 1, № 12.
7. Экманиц Ю. А., Тетерис Я. А. Кинетика оптической записи в халькогенидных стеклах // Применение методов оптической обработки информации и голографии. — Л.: ЛИЯФ, 1980.
8. Быковский Ю. А., Маймистов А. И., Миронос А. В., Смирнов В. Л. О светочувствительности слоев халькогенидных стеклообразных полупроводников при импульсной записи голограмм // Квантовая электроника. — 1982. — Т. 9, № 4.
9. Озолс А. О., Шварц К. К. Критерии светочувствительности сред и оптимизация записи голограмм // Квантовая электроника. — 1982. — Т. 9, № 12.
10. Кондрашов В. Е. Оптика фотокатодов. — М.: Наука, 1976.
11. Данелюс Р., Пискарскас А., Сируткайтис В. и др. Параметрические генераторы света. — Вильнюс: Макскас, 1983.
12. Лазерный дифференциальный пикосекундный спектрометр. (Проспект). — Вильнюс, 1983.

13. Тетерис Я. А., Пашкевич В. Я. Процесс оптической записи в халькогенидных стеклообразных полупроводниках As—Se//Тез. докл. на междунар. конгрессе «Интеркамера».— Прага, 1981.— Ч. 2.
14. Teteris J. Photoinduced optical absorption in As—Se//Phys. Stat. Sol. (a).— 1984.— V. 83, N 1.— P. 447—K50.
15. Озолс А. О. Пикосекундная кинетика фотоиндуцированных процессов в аморфных пленках As—S и As—Se//Оптические и спектральные свойства стекол.— Рига: ЛГУ, 1986.
16. Shimakawa K. Excited recombination in amorphous chalcogenides//Phys. Rev. B.— 1985.— V. 31, N 6.— P. 4012—4014.
17. Вакаров Б. С., Стыс Л. Е., Фойгель М. Г., Пыбесков Л. В. О механизме фотопотемнения в тонких слоях As₂Se₃//Укр. физ. журн.— 1985.— Т. 30, № 10.
18. Treacy D. J., Strom U., Klein P., Taylor P. C., Martin T. P. Photostructural effects in As₂Se₃ and As₂S₃ glasses//J. Non-Cryst. Sol.— 1980.— V. 35—36, N 2.— P. 1035—1039.
19. Ахманов С. А., Емельянов В. И., Коротеев Н. И., Семиногов В. Н. Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов: нелинейно-оптические эффекты и нелинейно-оптическая диагностика//УФН.— 1985.— Т. 147, вып. 4.
20. Карнатовский В. Е., Ремесник В. Г., Цукерман В. Г. Высокоэффективная запись голограмм на халькогенидных пленках в области повышенных температур//Квантовая электрон.— 1980.— Т. 7, № 5.
21. Жданов В. Г., Малиновский В. К., Соколов А. П. Фотоиндуцированные изменения структуры пленок халькогенидных стеклообразных полупроводников//Автометрия.— 1981.— № 5.
22. Колобов А. В., Себастьян Н. О воздействии световых импульсов на пленки халькогенидных стеклообразных полупроводников//ЖТФ.— 1985.— Т. 54, вып. 1.
23. Borisenko V. E., Gribkovski V. V., Labunov V. A., Yudin S. G. Pulsed heating of semiconductors//Phys. Stat. Sol. (a).— 1984.— V. 86, N 2.— P. 574—583.
24. Vasconcellos A. R., Luzzi R. On a laser-induced heating in a polar semiconductor//Phys. Stat. Sol. (b).— 1984.— V. 126, N 1.— P. 63—70.
25. Займан Дж. Принципы теории твердого тела.— М.: Мир, 1974.
26. Tanaka K., Gohda S., Odojima A. Interrelations between optical absorption edges and structural order in glassy As₂S₃//Sol. Stat. Com.— 1985.— V. 56, N 10.— P. 899—903.
27. Малиновский В. К. О механизме фотопревращений в средах для оптической памяти//Автометрия.— 1985.— № 1.
28. Phillips J. C. The physics of glass//Phys. Today.— February 1982.— P. 27—34.

Поступила в редакцию 15 июля 1985 г.