

СРЕДЫ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ

УДК 535.21.077

К. К. ШВАРЦ

(Рига)

ПРОЦЕССЫ РЕВЕРСИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ В ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

Введение. Поиск оптических регистрирующих материалов для записи информации в реальном масштабе времени начался в 60-е годы (после создания первых оптических лазеров) и активно проводится до настоящего времени (см. [1—45]). Однако эти разработки не выходили за рамки лабораторного поиска. Только появление компакт-дисков в лазерных проигрывателях и дисков памяти для прямой разовой записи и многократного считывания (так называемые ROM-диски (read only memory)) изменило ситуацию и превратило оптические системы памяти в конкурентно-способные с существующими магнитными носителями информации. Начиная с 1983 г. в научной периодике и патентной литературе регулярно появляется информация о реверсивных оптических дисках памяти (см. [4]).

Среди различных оптических носителей информации особый интерес представляет способ оптической записи на бесфононных линиях, который позволяет обойти ограничения дифракционной разрешающей способности регистрирующей среды и на двумерном носителе достичь плотности записи 10^{11} бит/см² [21, 22]. Однако запись на бесфононных линиях возможна только при температурах жидкого гелия, что ограничивает ее широкое распространение. Совершенно новые перспективы открывают только что начатые работы по молекулярным носителям информации [24]. Однако этот способ требует разработки принципиально новых систем ввода и вывода информации.

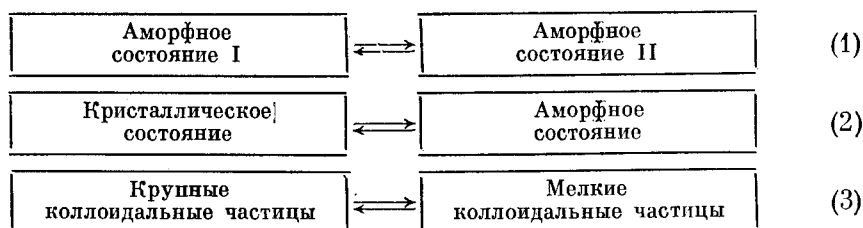
Интенсивно разрабатываются также запоминающие устройства, в которых для записи и считывания используют сфокусированный до диаметра 50 нм электронный пучок. Плотность записи информации в таких системах на несколько порядков выше, чем в оптических дисках памяти, а скорость ввода информации достигает 100 Мбит/с [4, 23].

Для прямой оптической записи в настоящее время в основном используют оптически индуцированные изменения показателей поглощения κ и преломления n . Светочувствительные материалы разделяются на амплитудные ($\Delta\kappa \gg \Delta n$) и фазовые ($\Delta n \gg \Delta\kappa$) [1]. На практике в оптических дисках памяти применяют амплитудно-фазовую запись. При этом для дискретной записи используют разницу пропускания (или отражения) освещенных и неосвещенных участков среды. Параметры регистрирующей среды должны соответствовать ряду требований: 1) быть стабильными при многократном считывании, в том числе после 10^6 циклов оптического стирания; 2) обеспечивать длительное, порядка 10 лет и больше, хранение; 3) иметь уровень отношения сигнал/шум 50—60 дБ. Такой высокий уровень отношения сигнал/шум оптической системы памяти в целом достигается после усиления первичного сигнала считывания, который по изменению коэффициента отражения составляет всего 20—30 % [1, 29].

В настоящем обзоре в основном рассмотрены работы по реверсивным фотоиндуцированным процессам в халькогенидных полупроводниках, выполненные за последние 1—2 года. При этом основное внимание уделяется следующим вопросам: 1) механизм записи; 2) особенности процессов в различных средах; 3) энергия записи (светочувствительности); 4) требования к полупроводниковым лазерам для оптической записи.

Механизм реверсивной оптической записи. Несмотря на многочисленной среде термостимулированный фазовый переход. При этом существенное значение имеет неравновесное распределение фононов, на что впервые указано в [2]. В работе [44] рассмотрен общий механизм фотоиндуцированных процессов с учетом перераспределения химических связей и изменением ближнего и среднего атомных порядков аморфного состояния. В [45] экспериментально по изучению тонкой структуры рентгеновских спектров (EXAFS) показано, что реверсивные фотоиндуцированные процессы в аморфном As_2S_3 связаны с изменением среднего атомного порядка.

Для реверсивной фототермической записи в настоящее время применяют следующие реакции:



Для управления процессом оптической записи или стирания используют различную длительность светового импульса. Короткий световой импульс (быстрое нагревание и охлаждение) стимулирует переход из кристаллического в аморфное состояние (или переход крупных коллоидальных частиц в мелкие), а более длительный импульс — процесс кристаллизации (или коагуляцию мелких частиц).

В аморфных системах As_xS_{1-x} и As_xSe_{1-x} происходит реакция (1) [15—20, 44]. При этом эффективность фотоиндуцированной реакции зависит от состава. Например, в As_xSe_{1-x} максимальные фотоиндуцированные изменения физических свойств имеют место при $x = 0,6$, и фотоиндуцированные изменения связаны с образованием межслойных связей [15].

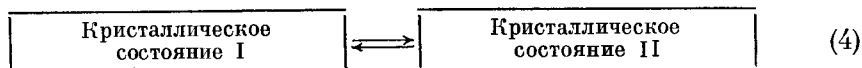
В Sb_xS_{1-x} и Sb_xSe_{1-x} фотоиндуцированные изменения относятся к реакции (2). Для фотоиндуцированного фазового перехода существует пороговая интенсивность $I_{пор}$, ниже которой реакции не происходит. Пороговая интенсивность отличается для прямой (например, аморфизация) и обратной (кристаллизация) реакции (см. [1]) и существенно зависит от состава x . Например, в системе $Sb_{0,65}-Se_{0,35}$ пороговая интенсивность аморфизации $I_{пор}^{ам} \approx 4 \cdot 10^6$ Вт/см², а порог для реакции кристаллизации равен $I_{пор}^{кр} \approx 3 \cdot 10^3$ Вт/см² (см. также [15]). Фотоиндуцированные фазовые переходы в халькогенидах сопровождаются изменением широкого спектра физических свойств [1, 6, 15, 18].

В работе [16] использовалась зависимость эффективности оптической записи в системах As_xS_{1-x} и As_xSe_{1-x} от временной формы лазерного импульса при непрерывном воздействии нано- и пикосекундными импульсами. Было показано, что наибольшая эффективность реакции имеет

место при импульсном возбуждении в наносекундной области. При переходе от непрерывного возбуждения к наносекундным импульсам эффективность реакции возрастает на 3-4 порядка, что объясняется более высокой эффективностью фототермических реакций по сравнению с реакциями фотопереноса при слабых интенсивностях света (см. [1, гл. 4]). Дальнейшее сокращение длительности импульса до нескольких десятков пикосекунд (при соответствующем увеличении интенсивности) приводит к спаду эффективности фотоиндуцированных процессов на 2-3 порядка, что связано с оптически нелинейными процессами и с электрон-фононным взаимодействием в твердом теле. Такие процессы в настоящее время мало изучены (см. [16]).

Проводимые в [16] исследования подтвердили также предположение о том, что фототермическая запись является оптимальной при длительности лазерных импульсов, сравнимых с временем термической реакции ($\tau_{\text{терм}} \approx (10 - 100) \text{ нс}$, см. [1]). Для оптического стирания обычно требуется более длительный лазерный импульс с меньшей интенсивностью и экспозицией, сравнимой или большей, чем при записи, т. е. $(I\Delta t)_{\text{зап}} \ll (I\Delta t)_{\text{стир}}$. Это объясняется более инерционными реакциями кристаллизации аморфного состояния, что ограничивает скорость оптического стирания.

Для оптической записи, кроме реакций (1)–(3), используются также реверсивные реакции между различными кристаллическими состояниями:



Реакция (4) наблюдалась в металлических пленках Cu–Al–Ni (основной компонент — медь; содержание алюминия 3–20 вес. %, содержание никеля 4 вес. %) [34]. В качестве оптимального состава предлагается сплав меди с 14 вес. % Al и 4 вес. % Ni. Фазовые переходы наблюдаются при $T_1 = 1020 \text{ К}$ и в интервале ΔT 670–970 К. При охлаждении (закалке) от T_1 до комнатной окраска пленки красноватая, а при прогревании в интервале ΔT (670–970 К) пленка приобретает золотистую окраску. При этом разность коэффициентов отражения R в интервале длин волн $\lambda \geq 800 \text{ нм}$ составляет около 20 % (относительное изменение $\Delta R/R$ равно 33 %). Оптические свойства состава Cu–Al–Ni подобраны с учетом спектральной области излучения полупроводниковых лазеров. Однако в [34] не приводятся параметры оптической записи. Отрицательным свойством состава Cu–Al–Ni являются высокие температуры структурных фазовых переходов. В последнее время реакции (4) наблюдались также в системах Sb–In, Sb–Se–In и других [46].

Особенности процессов оптической записи в различных халькогенидах. В работах [35–37] исследовалась реакция типа (3) в системе TeO_2 –Me, где в качестве примесей Me использовались теллур и сплавы теллура (GeSn, TeGe и др.). Согласно [35] система TeO_2 –Me позволяет осуществлять до 10^6 циклов оптической записи — стирания. В [36] наблюдались медленные вызванные светом реакции коагуляции (*мелкие частицы* \rightleftharpoons *крупные частицы*), связанные с процессами кристаллизации в коагулятах. Время релаксации этих темновых реакций (после воздействия микросекундного лазерного импульса) достигает секунды, что существенно ограничивает практическое применение данных материалов. В системе TeO_2 –Me (без защитного покрытия) наблюдалось сильное фотоиндуцированное изменение химического состава пленки, связанное с процессом окисления и диффузии продуктов в пределах толщины пленки приблизительно до 100 нм [37]. Отмечалось, что на глубине 30 нм образуется слой, наименее обогащенный кислородом. Для устранения химических реакций в реверсивных оптических регистрирующих средах необходимо применить защитные покрытия. Реакция (3) имеет место также в системе SbO_2 (см. [1]).

Реакция (2) осуществляется в материалах типа Sb_2Se , $Se_{20}In_{35}Sb_{45}$ и многих других. Характер фотопревращений (аморфизация, кристаллизация) определяется длительностью лазерного импульса (короткий — аморфизация, более длинный — кристаллизация) [38—42]. Для реакции (2) при фотокристаллизации наблюдается превращение аморфной гомогенной фазы, например Sb_2Se_{1-x} , в двух или более сложную смесь кристаллических фаз, например, Sb_2Se_3 и Sb (см. также [39] для $Sb-Se$ и [41, 42] для $Ga-Se-Te$).

В работе [40] рассмотрены фотоиндуцированные реакции в халькогенидных пленках германия $Ge_{25}S_{75}$, $Ge_{25}Se_{75}$ и $Ge_{25}Te_{75}$ (толщина $h = 1$ мкм). Наблюдалась сильная зависимость фоточувствительности от угла напыления пленки Θ (угол между нормалью и направлением напыления). Светочувствительность пленок $Ge_{25}S_{75}$, напыленных при $\Theta = 80^\circ$, приблизительно на порядок выше, чем при угле напыления $\Theta = 0^\circ$. Наиболее существенно в $Ge_{25}S_{75}$ и $Ge_{25}Se_{75}$ отличались необратимые фотоиндуцированные изменения (потери) массы $\Delta m/m$. Так, после воздействия света на пленки $Ge_{25}S_{75}$ и $Ge_{25}Se_{75}$, напыленные при $\Theta = 80^\circ$, $\Delta m/m$ составили 18 и 10,5 % соответственно, а напыленные при $\Theta = 0^\circ$ — $\Delta m/m = 0$. Потери массы связываются с химическими реакциями и испарением серы и селена. В указанных пленках наблюдается также фотоиндуцированный сдвиг края фундаментального поглощения ($\Delta E_g/E_g$), который для $Ge_{25}Se_{75}$ составляет 27 % при $\Theta = 80^\circ$ и 1,5 % при $\Theta = 0^\circ$, а для $Ge_{25}S_{75}$ — 16 и 2 % соответственно. В пленках $Ge_{25}Te_{75}$ при фотовозбуждении потери массы отсутствовали ($\Delta m/m = 0$ при углах $\Theta = 80^\circ$ и $\Theta = 10^\circ$), а обратимые фотоиндуцированные эффекты (сдвиг $\Delta E_g/E_g$, изменение толщины $\Delta h/h$) были на порядок меньше, чем в пленках $Ge_{25}S_{75}$ и $Ge_{25}Se_{75}$. Системы типа $Ge-S$ и $Ge-Se$ ввиду потери массы для реверсивной записи не применимы. Однако зависимость фотофизических свойств халькогенидов от угла напыления может влиять на другие системы.

В работе [38] показано влияние примесей переходных элементов (Ni , Pd , Pt в количестве нескольких мод, %) на реверсивную реакцию типа (2) в системе $Te_{85}Ge_2Sn_9$, выражающееся в снижении температуры кристаллизации, увеличении скорости реакции и стабильности системы при реверсивных фотоиндуцированных фазовых переходах.

Энергия записи. Светочувствительность различных оптических регистрирующих материалов обычно оценивается по экспозиции $H = It$ (где I — интенсивность света; t — время экспозиции) без учета доли поглощенной энергии. Это объясняется трудностями изучения поведения материала при дискретной записи полупроводниковым лазером на площади около 1 мкм². Если использовать другие более мощные импульсные лазеры, чтобы увеличить площадь записи, возникнут проблемы несоответствия спектральных и временных характеристик излучения. Поэтому литературные данные по светочувствительности (экспозиция на один бит, см. [1, 35—42]) являются приближенными и характеризуют энергию записи с точностью 30—50 %. С учетом неполного поглощения возбуждающего лазерного излучения истинная энергия записи должна быть несколько меньше приведенных значений.

Для оценки предельной мощности полупроводниковых лазеров рассмотрим общие требования к оптической записи в реальном масштабе времени.

1. Линейная область записи связана с разрешающей способностью оптических систем, что ограничивает диаметр пучка условием $2r \geq \lambda$ (λ — длина волны света). Толщина слоя h подбирается согласно условиям интерференционной компенсации отражения $h = \lambda/(4n)$ (n — показатель преломления) и оптимальным условиям поглощения. Практически геометрия записи сводится к размерам $2r = 1$ мкм и $h = 100$ нм (см. таблицу).

2. Интенсивность света при записи должна быть выше пороговой $I_{пор}^3$ и обеспечивать максимальную эффективность фототермической

N п/п		Способ	Среда	Энергия записи 1 бита	
				Расчет, Дж	Эксперимент, Дж
		Геометрия записи:			
Энергия точечной записи в различных оптических регистрирующих материалах					
1	Испарение вещества для разовой записи (нагревание до $T_{исп}$) в пленках	Te	$6 \cdot 10^{-10}$	$13 \cdot 10^{-10}$	
2	Абляционная запись (нагревание до $T_{пл}$) в пленках	Te	$1 \cdot 10^{-10}$		
3	Реверсивные фотоиндуцированные переходы в пленках	Te Sb Se Se ₂₀ In ₃₅ Sb ₄₅ Sb ₂ Se Te O ₂ -Me	— — — —	$4 \cdot 10^{-10}$ $(2-200) 10^{-10}$ $10 \cdot 10^{-10}$ $16 \cdot 10^{-10}$	

записи. Для халькогенидных пленок, представляющих интерес для реверсивной записи, $I_{пор}^3$ обычно составляет величину порядка 10^6 Вт/см². При этом интенсивность записи должна быть меньше порога испарения пленки $I_{пор}^n$, т. е. $I_{пор}^3 \leq I \leq I_{пор}^n$. Учет указанных соображений, а также процессов фототермической релаксации в регистрирующей среде ($\tau_{ред} \approx 10 - 100$ нс) требует для практических целей интенсивности света $I \approx 10^6$ Вт/см² и длительности импульса Δt 50—100 нс.

3. В реверсивных оптических регистрирующих материалах для записи одного бита применяют экспозиции H в пределах (0,2—2,0) 10^{-9} Дж. Следовательно, энергия записи $\epsilon_{зап}$ с учетом условий неполного поглощения записывающего света меньше H , т. е. $\epsilon_{зап} \leq H$.

Требования к параметрам полупроводниковых лазеров. Исходя из вышеизложенных требований, можно оценить максимальную мощность полупроводникового лазера. Предположим, что коэффициент эффективности фокусировки ($\alpha = P_{фок}/P_0$, где $P_{фок}$ — фокусированная в области записи мощность; P_0 — полная мощность лазера) составляет 30 % ($\alpha = 0,3$). Тогда минимальная мощность P_{min} лазера для записи равна

$$P_{min} = \epsilon_{зап} / \alpha \Delta t, \quad (5)$$

что при $\epsilon_{зап} = 1 \cdot 10^{-9}$ Дж/бит, $\alpha = 0,3$ и $\Delta t = 100$ нс дает $P_{min} \approx 33$ мВт. Если энергия записи $\epsilon_{зап} = 0,1 \cdot 10^{-9}$ Дж/бит, то минимальная мощность составляет всего 3 мВт. Однако последнее значение на практике не оправдалось.

Высокая интенсивность в области фокусировки ($I = 10^6$ Вт/см²) необходима для осуществления эффективной оптической записи (см. [1, гл. 4]). Это выдвигает дополнительные требования к мощности лазера P :

$$I = \alpha P / \Delta s, \quad (6)$$

где α — коэффициент эффективности фокусировки; Δs — область записи. При $P = 30$ мВт, $\alpha = 0,3$ и $\Delta s = 1$ мкм² это дает $I \approx 9 \cdot 10^5$ Вт/см².

Для обеспечения высоких интенсивностей света при записи требу-

ется разработка специальных полупроводниковых лазеров с малой излучающей площадью ($\Delta s_{\text{изл}} \approx 1 \text{ мкм}^2$). При этом возникают также проблемы по лучевой прочности выходного окна [30, 32].

В настоящее время экспертные оценки по разработкам полупроводниковых лазеров для оптической записи сводятся к следующим требованиям [30, 32]: 1) средняя мощность 50 мВт; 2) длительность импульса при записи (10—100) нс; 3) длительность импульса при стирании (1—10) мкс; 4) излучающая поверхность 1 мкм^2 .

За рубежом в научных центрах фирм такие лазеры разработаны и начинают появляться в продаже [32]. Одновременно проводятся также работы по созданию полупроводниковых лазеров с длиной волны излучения в видимой области спектра. Это позволит увеличить емкость информации в регистрируемых материалах обратные характеристики в [1, гл. 3]) показывает, что энергия испарения (без учета теплоотвода с подложки) приблизительно в 6 раз выше, чем энергия расплавления такого же объема (см. таблицу, п. 1 и 2). При этом сам процесс испарения составляет 70 % от общих затрат (нагревание до точки плавления и испарения). Экспериментальное значение энергии записи при испарении близко к теоретической оценке (см. таблицу).

Энергия записи при реверсивной фотоиндуцированной реакции (см. таблицу) близка к энергии испарения вещества, что свидетельствует о низкой эффективности фототермических процессов записи. Отсюда следует также, что фототермические фазовые переходы сопровождаются большими потерями при электрон-фононном взаимодействии (большие потери энергии электронного возбуждения на колебания атомов).

Более низкие энергии оптической записи наблюдаются в системах с усилением фотоиндуцированных эффектов [4], например, в электрооптических кристаллах $\text{KTa}_{0,65}\text{Nb}_{0,35}\text{O}_3$ при воздействии света в электрическом поле (энергия записи одного бита $\epsilon_{\text{зап}} \approx 10^{-12}$ Дж). Такая же энергия записи в многослойных системах памяти с усилением первичного эффекта [11].

ВЫВОДЫ

Для реверсивной оптической записи в реальном масштабе времени в настоящее время применяются фотоиндуцированные фазовые переходы в халькогенидных пленках. Механизм оптической записи или стирания сводится к фототермическим реакциям с различной скоростью нагревания и охлаждения. Энергия оптической записи в халькогенидах составляет около 1 нДж/бит, что требует применения полупроводниковых лазеров мощностью в несколько десятков милливатт с малой (порядка 1 мкм^2) площадью излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шварц К. К. Физика оптической записи в диэлектриках и полупроводниках.— Рига: Зинатне, 1986.
2. Малиновский В. К., Нестерихин Ю. Е., Новиков В. М., Соколов А. П. Локальные фононы в средах с пространственной дисперсией // Автометрия.— 1986.— № 2.
3. Всеволодов Н. Н., Иваницкий М. С., Соскин М. С., Тараненко В. Б. Пленки бихром — реверсивная среда для оптической записи // Там же.
4. Рау Э. И., Савин Д. О., Спивак Г. В. Реверсивная ускоренная микрозапись на сверхоптическом уровне и воспроизведение информации с помощью растрового электронного микроскопа // Автометрия.— 1987.— № 2.

5. Мировицкий Д. И., Ростовцева Н. В., Серов О. Б. Использование многослойных структур для записи тонких фазовых голограмм // Там же.
6. Любин В. М. Фотографические процессы на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников // Несеребряные фотографические процессы/Под ред. А. Л. Каружанского.—Л.: Химия, 1984.
7. Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации.—Л.: Наука, 1983.
8. Малашии И. И., Чернышев Н. А. Оптические средства хранения информации // Зарубеж. электрон. техника.—1987.—№ 1.
9. Бендичук И. В., Введенский Б. С. Оптические дисковые носители информации // Техника кино и телевидения.—1987.—№ 1.
10. Средства регистрации информации // БИНТИ.—1986.—№ 29.
11. Басов Н. Г., Плотников А. Ф., Попов Ю. М., Селезнев В. Н. Новая оптоэлектронная реверсивная запоминающая среда (обзор) // Квантовая электрон.—1987.—Т. 14, № 3.
12. Крючин А. А., Крючина Л. И., Петров В. В. и др. Реверсивные регистрирующие среды носителей информации оптических запоминающих устройств.—Киев, 1986.—(Препринт/АН УССР, Ин-т проблем моделирования в энергетике; 23).
13. Фролов Г. И., Середкин В. А., Яковчук В. Ю. Термомагнитная запись на пленочных сплавах переходных и редкоземельных металлов.—Красноярск, 1986.—(Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИФ; 368Ф).
14. Клинтер М. И. Мягкие атомные конфигурации и механизмы фотостимулированных и радиационных процессов в стеклообразных системах // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук.—1987.—№ 4.
15. Шварц К. К., Шунин Ю. Н., Тетерис Я. А. Фотоиндуцированные изменения в аморфных халькогенидах и их моделирование // Там же.
16. Озол А. О. Светочувствительность аморфных полупроводниковых пленок As—S и As—Se при лазерном воздействии непрерывным излучением и наносекундными или пикосекундными импульсами // Автометрия.—1987.—№ 1.
17. Шунин Ю. Н., Шварц К. К. Кластерная модель и расчет электронной структуры ковалентных твердых тел // ЖСХ.—1986.—№ 6.
18. Рейнфельде М. Я., Тетерис Я. А., Шварц К. К. Фотоиндуцированные изменения показателя преломления в аморфных пленках мышьяк—сера и мышьяк—селен // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук.—1985.—№ 1.
19. Shvarts K. K., Teteris J. A., Manika I. I. e. a. Photoinduced changes of refractive index in amorphous arsenic and antimony chalcogenides // J. Non-Cryst. Sol.—1987.—V. 90.—P. 509.
20. Shunin Yu., Shvarts K. Calculation of the electronic structure in disordered semiconductors // Phys. Stat. Sol. (b).—1986.—V. 136.—P. 15.
21. Rebane K. K. Laser study of non-phonon lines in the inhomogeneously broadened spectra via photochemical hole burning // J. Luminiscence.—1984.—V. 31/32.—P. 744.
22. Schellenberg F. M., Lenth W., Bjorklund G. C. Technological aspects of frequency domain data storage using persistent spectral hole burning // Appl. Opt.—1986.—V. 25, N 18.—P. 3207.
23. Oke J. A., Wolfe J. C. Archival information storage by selective electron beam melting of structural targets // J. Vac. Sci. Technol.—1987.—V. B5, N 1.—P. 102.
24. Conrad M. On design principles for a molecular computer // Commun. ACM.—1985.—V. 28, N 5.—P. 464.
25. Bohm J., Kusch S. Signalaufzeichnung in magnetooptischen Schichten // J. Inform. Record. Mater.—1986.—V. 14, N 4.—P. 235.
26. Meiklejohn W. H. Magneto-optics: A thermomagnetic recording technology // Proc. IEEE.—1986.—V. 74, N 11.—P. 1570.
27. Bate G. Materials challenges in metallic, reversible, optical recording media: a review // IEEE Trans. on Magnet.—1987.—V. MAG-23, N 1.—P. 156.
28. Bonnebat C. Information storage technologies—some recent trends and current prospects analysed from the media manufacturer standpoint // Ibid.—P. 9.
29. Tanaka S. Measurement of disc errors by CD recorder // J. Electron. Eng.—1987.—V. 24, N 241.—P. 36.
30. Holmes L. Advances in commercial lasers 1986-87 // Laser Focus/Electro-Optics.—1987.—V. 23, N 1.—P. 38.
31. Sanyo Semiconductor Laser Has 80 % Efficiency // JEE.—1986.—V. 23, N 240.—P. 23.
32. Akerley B. H., Hitz C. B. 1987 laser economic review and outlook // Laser Focus/Electro-Optics.—1987.—V. 23, N 1.—P. 50.
33. Miller D. A. B. Novel optical modulators and bistable devices using the self-electro-optic effect in semiconductor quantum wells // Surface Science 174.—Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1986.—P. 221.
34. Minemura T., Andoh H., Ikuta I. Reversible colour change in Cu—Al—Ni alloy ribbon associated with phase transformation // J. Material Sci.—1987.—V. 22.—P. 932.
35. Takenaga M., Yamada N., Nishinchi K. e. a. TeO₂ thin films for an optical disc memory // J. Appl. Phys.—1983.—V. 54, N 9.—P. 5376.
36. Tyan Y. S., Preuss D. R., Vazan F., Manns S. J. Recording in tellurium suboxide thin films // J. Appl. Phys.—1986.—V. 59, N 3.—P. 716.

37. Lee W. Y., Coufal H., Davis C. R. e. a. Nanosecond pulsed laser — induced segregation of Te in TeO_x films // J. Vac. Sci. Technol. A.— 1986.— V. 4, N 6.— P. 2988.
38. Young R. T., Strand D., Gonzalez-Hernandes J., Ovshinsky S. R. Effects of transition-metal elements in tellurium alloys for reversible optical-data storage // J. Appl. Phys.— 1986.— V. 60, N 12.— P. 4319.
39. Barton R., Davis C. R., Rubin K., Lim G. New phase change material for optical recording with short erase time // Appl. Phys. Lett.— 1986.— V. 48, N 19.— P. 1255.
40. Solomon Harshvardhan K., Hegde M. S. Origin of anomalous photoinduced transformations in amorphous Ge-based chalcogenide thin films // Phys. Rev. Lett.— 1987.— V. 58, N 6.— P. 567.
41. Rhee J. Ch., Okuda M., Matsushita T. Write-erase characteristics of phase change optical recording in Ga—Se—Te systems // Jap. J. Appl. Phys.— 1987.— V. 26, N 1.— P. 102.
42. Matsushita T., Suzuki A., Nakan T. e. a. Effect of Ge addition on Ga—Se—Te system reversible optical recording media // Ibid.— P. 62.
43. Chervinka L. Medium-range ordering in non-crystalline solids // J. Non-Cryst. Sol.— 1987.— V. 90.— P. 371.
44. Pirogov F. V., Shvarts K. K. The mechanism of high-temperature photo-structural transformation in low dimensional systems // Abstracts of the 12 International Conference on Amorphous and Liquid Semiconductors.— Prague, 1987.
45. Lowe A. J., Elliot S. R. Extended X-ray absorption finestructural changes in amorphous arsenic chalcogenides // Philos. Mag.— 1986.— V. B54, N 6.— P. 483.
46. Neues Material für löschrare optische Speicher (Aus den Philips-Forschungslaboratorien) // Laser und Optoelektronik.— 1987.— N 3.— S. 250.

Поступила в редакцию 9 ноября 1987 г.

УДК 778.4.537.226 : 228.3 : 535.21

К. ТАНАКА

(Саппоро, Япония)

ФОТОСТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В АМОРФНЫХ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Введение. В природе наблюдаются разнообразные фотоиндуцированные явления: от фотосинтеза в хлорофилле деревьев до фотографических процессов в органических и неорганических материалах. Объяснение механизмов этих явлений представляет большой научный интерес. Кроме того, в последние годы рост производства оптоэлектронной техники, например для оптической памяти, стимулировал соответствующие исследования.

В фотоиндуцированных явлениях оптически возбужденные электроны приводят к изменениям микроскопической атомной структуры. Поэтому одно из существенных условий для фотоиндуцированных явлений — наличие электронных систем, которые могут быть возбуждены фотонами с энергией $\hbar\omega$ в видимой области спектра. Поскольку ширина E_g запрещенной зоны полупроводников удовлетворяет условию $E_g < \hbar\omega$, фотоструктурные превращения в какой-то степени возможны во всех полупроводниковых материалах. В кристаллических полупроводниках эти явления, однако, очень редки. По-видимому, структура кристаллической решетки, определяемая в основном тетраэдрическими конфигурациями, слишком жесткая для появления фотоструктурных превращений. Напротив, в аморфных полупроводниках можно наблюдать разнообразные фотоструктурные превращения, особенно в халькогенидных материалах [1].

На рис. 1 дана классификация фотоиндуцированных явлений в халькогенидных стеклах. В тепловом процессе (а) нерадиационная рекомбинация возбужденных носителей индуцирует быстрые температурные изменения, которые приводят к кристаллизации или стеклованию осажденных пленок [2]. Явление осцилляции пропускания, открытое в [3], также может возникать термически. Соответственно явления, в которых рост температуры не существен, назовем фотонными. Имеются переходные