

И.Д. Толмачев, А.В. Стронский

ОПТИЧЕСКИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ В ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ (обзор)

Рассмотрены методики измерения и основные экспериментальные результаты по измерению нелинейных оптических свойств халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП). Приведены примеры реализации устройств оптической обработки сигнала с использованием ХСП (оптическое переключение, преобразование длины волны и др.).

Ключевые слова: халькогенидные стеклообразные полупроводники, нелинейные оптические свойства.

1. ВВЕДЕНИЕ

На протяжении нескольких десятилетий халькогенидные стеклообразные полупроводники (ХСП) вызывают существенный интерес как у исследователей, так и у разработчиков оптических и оптоэлектронных устройств. Это обусловлено уникальной комбинацией физических свойств, присущих ХСП, а именно: прозрачность в ИК-области, наличие различных фотостимулированных эффектов (фотопотемнение, фотопроявление и др.), химическая стабильность в агрессивных средах, селективность травления и др. Для ХСП применима кремниевая технология, и они легко могут быть получены в виде оптоволокна. Широкая область стеклообразования позволяет плавно изменять свойства материала, варьируя состав. Благодаря своим уникальным свойствам, ХСП нашли широкое применение в устройствах ИК-оптики, сенсорных технологиях [1]. В последнее время большое внимание уделяется исследованиям нелинейных оптических свойств ХСП, которые рассматриваются как перспективные материалы для телекоммуникационных систем нового поколения, основанных на оптической обработке сигнала. В данной работе приведены методики оценки и измерения нелинейных оптических свойств ХСП, а также основные результаты, полученные при таких измерениях, рассмотрены различные нелинейные эффекты в ХСП и варианты их использования для оптической обработки сигналов.

2. ОЦЕНКИ ОПТИЧЕСКИХ НЕЛИНЕЙНОСТЕЙ

В отличие от линейных оптических свойств измерения нелинейных свойств материалов связаны со значительно большими экспериментальными трудностями. Наиболее существенные из них, по-видимому, связаны с интенсивностью света. В экспериментах, как правило, используются импульсные и сфокусированные световые сигналы, вследствие чего возникают сложности, касающиеся оценки пространственного и временного распределений мощности. Например, как отмечается в работе [2], если в эксперименте используется пучок с гауссовым профилем, то возникает вопрос, можно ли для вычисления нелинейностей применять пиковое значение мощности. При таких условиях даже значения n_2 для эталонного стекла SiO_2 имеют существенный разброс: $1\text{—}3 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$.

Во избежание трудностей, связанных с экспериментальным измерением n_2 , а также, чтобы можно было воспользоваться простыми способами

© И.Д. Толмачев, А.В. Стронский, 2010
поиска новых нелинейных материалов, был предложен ряд полуэмпирических соотношений, позволяющих оценивать нелинейный показатель преломления и нелинейную восприимчивость третьего порядка с использованием различных извест-

ных параметров, таких как линейный показатель преломления, диэлектрическая восприимчивость первого порядка, ширина запрещенной зоны и др.

Наиболее простое из этих соотношений основано на использовании обобщенного правила Миллера [3]. Согласно данному правилу, нелинейная восприимчивость третьего порядка может быть оценена из соотношения

$$\chi^{(3)} \cong A(\chi^{(1)})^4. \quad (1)$$

Здесь A — константа, для халькогенидов $A = 1,7 \cdot 10^{-10}$, при этом размерность $\chi^{(3)}$ — гауссовы единицы, esu.

Авторы работы [3] получили также другое соотношение, которое связывает нелинейный показатель преломления материала с шириной запрещенной зоны:

$$n_2 \approx B/E_g^4, \quad (2)$$

где $B = 1,26 \cdot 10^{-9}$ esu \cdot эВ⁴.

Болинг (Boling) с соавторами [4] получили несколько выражений, наиболее простое из которых:

$$n_2(10^{-13} \text{ esu}) \approx 391(n_d - 1)/v_d^{5/4}, \quad (3)$$

где n_d — показатель преломления в так называемой d -линии ($\lambda = 588$ нм); λ_d — число Аббе. Это соотношение содержит только два линейных макроскопических параметра, определение которых не вызывает больших затруднений, поэтому может многократно использоваться для оценки n_2 различных стекол. Хорошее соответствие было получено для стекол с $n_d \leq 1,7$ [5]. Для стекол с большими значениями n_d Линс (Lines) [6] предложил соотношение, содержащее также межатомное расстояние.

Поскольку все описанные выше соотношения не содержат длины волны, они очевидно не могут предсказывать дисперсионной зависимости нелинейностей, а полученные значения нелинейных свойств могут рассматриваться как длинноволновые приближения.

Сангера (Sanghera) с сотрудниками [7] предложил соотносить нелинейность с нормированной шириной запрещенной зоны, являющейся показателем того, насколько сильно отличается энергия накачивающего луча от энергетической щели материала. Для этого использовалась модель классического ангармонического осциллятора:

$$\chi^{(3)} \approx \frac{Ne^4}{3cd^2m^3} \frac{1}{E_g^6} \left[1 - \left(\frac{h\nu}{E_g} \right)^2 \right]^{-4}. \quad (4)$$

Здесь $h\nu$ — энергия падающих фотонов; N , d и m — материальные константы; E_g — ширина запрещенной зоны. Значения n_2 измерены независимо для силикатных стекол, некоторых оксидов и халькогенидов. Эти значения описываются функциональной зависимостью вида

$$n_2 = f \left(\frac{1}{E_g^6} \left[1 - \left(\frac{h\nu}{E_g} \right)^2 \right]^{-4} \right), \quad (5)$$

с помощью которой представлены результаты, полученные как самими авторами, так и другими исследователями. Данные приведены для двух

длин волн: 1250 и 1550 нм. Все полученные значения удовлетворительно укладывались на прямую линию, поэтому соотношение (5) может использоваться для оценки нелинейного показателя преломления как при телекоммуникационной длине волны, так и в длинноволновом пределе [8]. В работах [9, 10] с помощью выражений (1) и (4) оценен нелинейный показатель преломления для составов Ge—As—S.

В табл. 1 приведены оценки нелинейного показателя преломления при телекоммуникационной длине волны 1500 нм, полученные авторами обзора для бинарных и некоторых тройных соединений с помощью формулы (4).

Таблица 1. Оценки нелинейного показателя преломления при телекоммуникационной длине волны 1500 нм

Состав	E_g , эВ	Оценка $n_2 \times 10^{18}$, м ² /Вт
As ₂ S ₃	2,27 [29]	3,70
GeS ₂	2,73 [29]	1,03
As ₂ Se ₃	1,77 [7]	24,8
Ge ₂₅ As ₁₀ Se ₆₅	2,12 [39]	6,10
As ₄₀ S ₄₀ Se ₂₀	2,1 [7]	6,54

3. МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОСТЕЙ

Приведенные выше соотношения могут оказаться очень полезными для получения информации об оптических нелинейностях, однако не могут заменить прямого измерения этих величин. Здесь описываются методики, наиболее широко применявшиеся для исследования нелинейных оптических свойств ХСП.

3.1. ВЫРОЖДЕННОЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ СМЕШЕНИЕ, ВЧВС (DEGENERATE FOUR WAVE MIXING, DWFM)

При ВЧВС три когерентные волны одинаковой частоты падают на нелинейную среду, в результате их взаимодействия генерируется четвертая (сопряженная) волна. Интенсивность данной фазово-сопряженной волны зависит от коэффициента связи k , который пропорционален эффективному значению $\chi^{(3)}$ для данного взаимодействия. Таким образом, измерение интенсивности фазово-сопряженной волны позволяет определить компоненты тензора $\chi^{(3)}$ исследуемой среды. Схема одного из вариантов реализации установки для наблюдения ВЧВС приведена на рис. 1.

Существуют два общих случая: нерезонансное и резонансное ВЧВС. В прозрачной среде (нерезонансной) показатель преломления обычно — линейная функция интенсивности лазерного излучения и нерезонансное ВЧВС (длина волны существенно отличается от резонанса поглощения) обуславливает оптическое сопряжение фаз. Нерезонансное ВЧВС приводит к формированию лазерно-индуцированной дифракционной решетки вследствие пространственной модуляции показателя преломления при взаимодействии накачивающих пучков. Два накачивающих пучка индуцируют фазовую решетку, а третий зондирует ее, испытывая дифракцию, что приводит к генерации четвертого пучка. В некоторых экспериментах накачивающий пучок также служит для зондирования решетки.

Дифрагировавший пучок содержит много информации об исследуемой системе. В случае нерезонансного ВЧВС можно определить абсолютное значение нелинейного показателя преломления n_2 . Дополнительную информацию можно получить, применяя разрешение по времени. В этом случае взаимодействующие пучки являются короткими лазерными импульсами. Если подавать импульсы с относительной задержкой во времени, то можно получить информацию о динамическом отклике нелинейной поляризации.

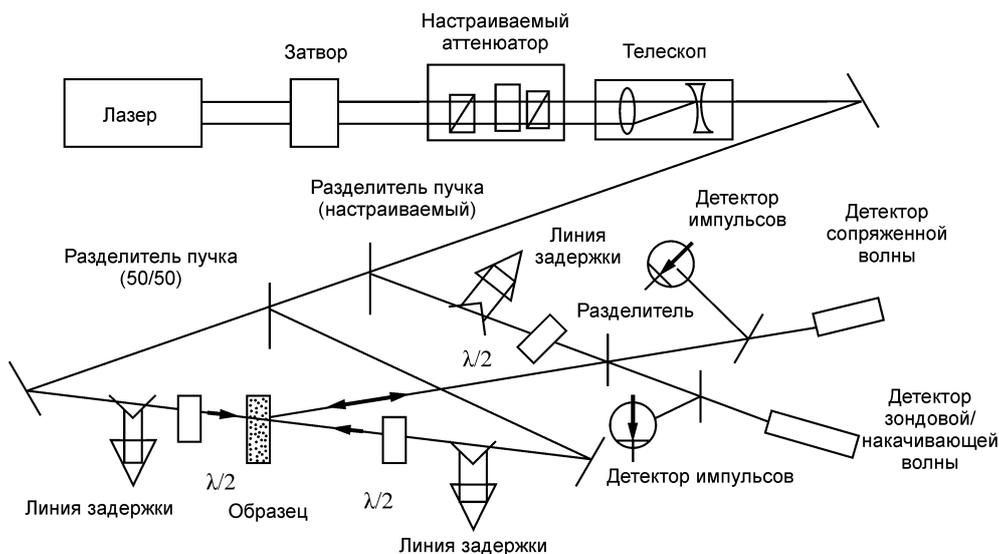


Рис. 1. Схема установки для наблюдения вырожденного четырехволнового смешения в обратной геометрии [61]

Одной из трудностей в интерпретации данных ВЧВС для нелинейностей третьего порядка является то, что сигнал пропорционален $|\chi^{(3)}|^2$, т.е. состоит из вкладов как от нелинейного преломления, так и от нелинейного поглощения. Разделение этих эффектов затруднительно без проведения дополнительных экспериментов. В резонансном ВЧВС дополнительные сложности связаны с оптическим поглощением на частоте взаимодействующих пучков.

3.2. Z-SCAN

Методика *z-scan* является одной из наиболее широко применяемых для измерения нелинейного показателя преломления халькогенидных стекол. Такая схема впервые предложена Шейк-Бахае (Sheik-Bahaе) с сотрудниками [11, 12]. Она базировалась на исследовании самофокусировки лазерного пучка при прохождении сквозь тонкий образец, обладающий нелинейными свойствами.

В установке *z-scan* лазерный пучок, имеющий гауссово распределение интенсивности, падает на образец через фокусирующую линзу. Свет, прошедший сквозь образец, попадает в узкую диафрагму, после чего улавливается детектором. Интенсивность света, прошедшего через диафрагму, измеряется при постоянной мощности лазера при перемещении образца вдоль оси *z* (т.е. параллельно пучку), проходящего через фокус линзы. Поэтому методика стала широко известной как *z-scan* (сканирование вдоль оси *z*).

Схема одного из вариантов реализации *z-scan* приведена на рис. 2. Принцип измерений на установке *z-scan* может быть объяснен следующим образом. Представим себе материал с положительным n_2 , находящийся вдали от фокуса линзы. Интенсивность излучения, прошедшего сквозь образец, мала и, следовательно, так как образец является достаточно тонким, практически не зависит от расстояния. При перемещении образца ближе к фокусу интенсивность становится достаточно сильной для проявления позитивного фокусирующего эффекта. Когда образец перемещается при $z < 0$ (перед фокусом), то фокусирующий эффект обуславливает перемещение пучка ближе к линзе и, следовательно, расхо-

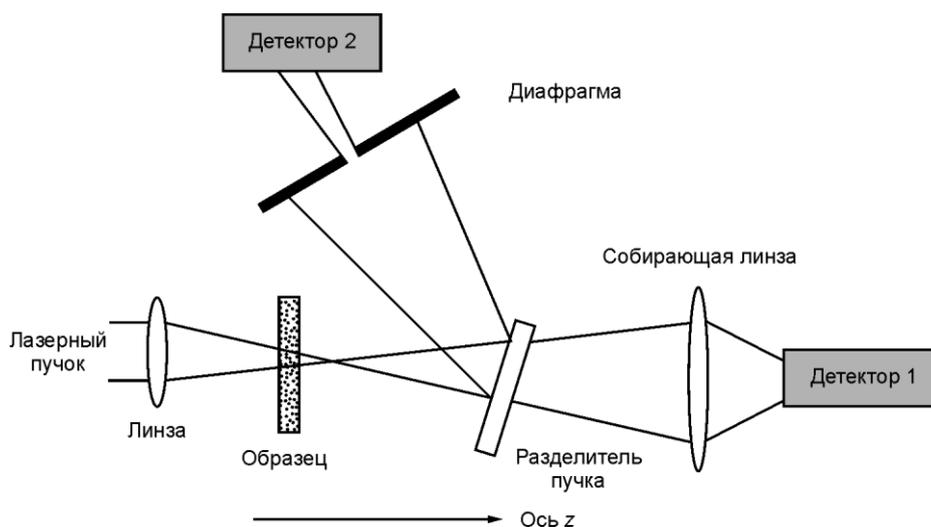


Рис. 2. Схема одного из вариантов реализации установки z -scan [62]

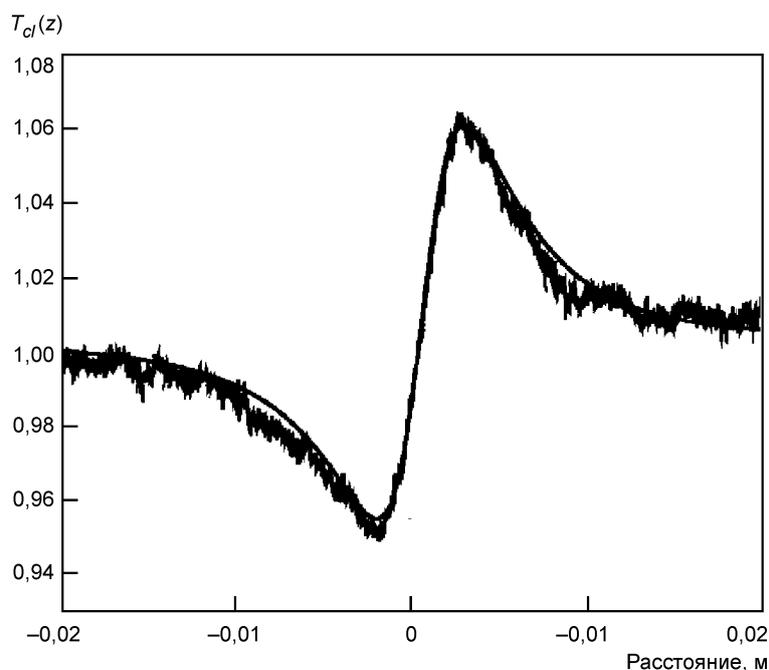


Рис. 3. Типичная кривая, полученная в результате измерений на установке z -scan [39] с закрытой диафрагмой

дится сильнее вдали от нее. В результате интенсивность света, прошедшего через диафрагму, уменьшается. Для $z > 0$ (за фокусом) положительный фокусирующий эффект приводит к уменьшению расходимости пучка и, соответственно, к увеличению интенсивности света, прошедшего через диафрагму. Вблизи $z = 0$ линза слабо воздействует на пучок, поэтому интенсивность света за диафрагмой возвращается к исходному значению. Последовательное сканирование вдоль оси z дает s -образную кривую, пересекающую ось абсцисс в точке $z = 0$. Типичный пример такой кривой приведен на рис. 3. Для материала с отрицательным значением n_2 будет получена аналогичная зависимость, на которой подъем и спад будут инвертированы относительно положения $z = 0$.

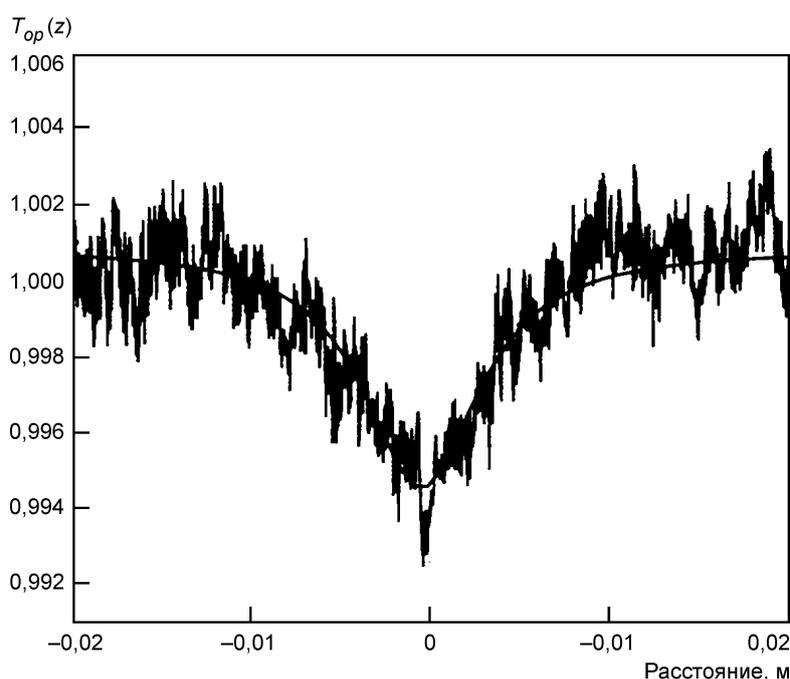


Рис. 4. Типичная кривая, полученная в результате измерений на установке z -scan [39] с открытой диафрагмой

Описанная выше ситуация справедлива при отсутствии нелинейного поглощения. Наличие многофотонного поглощения обуславливает ослабление пика и усиление провала на графике зависимости пропускания от координаты z . При наличии как нелинейного преломления, так и нелинейной абсорбции, разделить влияние этих факторов можно с помощью метода вычитания. Поскольку эффект нелинейного преломления можно наблюдать только при наличии диафрагмы перед фотоприемником (так называемое сканирование с закрытой диафрагмой), удаление диафрагмы полностью устраняет влияние самофокусировки на сигнал фотоприемника (рис. 4). Таким образом, сканирование без диафрагмы будет чувствительным только к нелинейному поглощению, что позволяет определить коэффициент нелинейного поглощения β .

К преимуществам z -scan можно отнести простоту и использование одного пучка, что исключает необходимость проведения сложных юстировок. Данный метод позволяет определить как нелинейный показатель преломления, так и нелинейный коэффициент поглощения, причем можно найти и значение, и знак n_2 , который очевиден из хода кривой. Еще одним преимуществом является высокая чувствительность. К недостаткам методики следует отнести требование к наличию высококачественного гауссового пучка. Кроме того, трансляция образца может приводить к его наклону или изгибу, что в свою очередь ведет к отклонению пучка и вносит ошибки в полученный сигнал.

Простота реализации методики привела к очень широкому практическому использованию, в процессе которого было создано множество ее модификаций, к которым относятся: z -scan с цилиндрическим пучком (top-hat beam z -scan) [13, 14], z -scan с затмением (eclipsing z -scan) [15, 16], сканирование эллиптическим гауссовым пучком (elliptic Gaussian beam) [17], z -scan с циркулярно симметричным пучком (the circularly symmetric beam z -scan) [18], пучок Гаусса—Бесселя (Gaussian—Bessel beam) [19], с измерением радиуса пучка (beam radius measurement z -scan) [20, 21], с квазиодномерной щелью (quasi-one-dimensional slit beam z -scan) [22]. Основная цель всех усовершенствований — увеличение чувствительности методики (которая определяется как отношение сигнала T_{PV} к индуцированному фазовому

сдвигу φ_0 , где T_{PV} — разность пропускания в минимуме и максимуме нормализованного сигнала). Вместе с тем, многие из них характеризуются относительно слабой надежностью, поскольку T_{PV} существенно зависит от пространственного профиля используемого пучка [19], а также относительно низким значением отношения сигнал—шум [15, 16]. Важным усовершенствованием является техника цилиндрического пучка [13, 14], которая позволяет увеличить чувствительность в 2,5 раза по сравнению с техникой, использующей пучок с гауссовым распределением интенсивности, а также применяет легко достижимый профиль пучка [23].

3.3. ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ

В данной методике лазерный пучок от источника делится на две части, одна из которых используется для генерации третьей гармоники в исследуемом материале, а другая — для генерации третьей гармоники в эталонном образце. В качестве последнего обычно выбирается кварцевое стекло. Восприимчивость при генерации третьей гармоники (ГТГ-ТНГ) определяется из соотношения

$$\chi^{(3)}(THG) = \left(\frac{n+1}{n_s+1} \right)^4 \frac{l_{c,s}}{l_c} \left(\frac{I_{3\omega}}{I_{3\omega,s}} \right) \chi_s^{(3)}(THG). \quad (6)$$

Здесь n — показатель преломления; l_c — длина когерентности; $I_{3\omega}$ — интенсивность третьей гармоники; индексом s обозначены величины, относящиеся к эталонной среде.

Для нефазосогласованной генерации третьей гармоники используется метод полос Мейкера, в котором изменяется длина пути света в образце и сигнал третьей гармоники наблюдается как функция пути взаимодействия для получения полос интерференции. Из интерференционной картины определяется длина когерентности образца. На практике для возбуждения обычно используется лазер Nd:YAG с модулируемой добротностью, который посылает наносекундные импульсы с низкой частотой повторения (10—30 Гц).

К преимуществам генерации третьей гармоники можно отнести тот факт, что метод исследует только электронные нелинейности. Таким образом, исключается вклад ориентационных, термических, а также других динамических нелинейностей, происходящих из резонансных возбуждений. Недостатком является то, что метод не дает никакой информации о временном отклике нелинейности. Кроме того, поскольку все среды, включая воздух, обладают некоторой конечной нелинейностью третьего порядка, при измерениях, связанных с генерацией третьей гармоники, следует проявлять особую осторожность, так как для образцов с малыми значениями $\chi^{(3)}$ вклад от воздуха может быть значительным. Результирующее поле гармоники в данном случае эквивалентно сумме вкладов от последовательных нелинейных сред.

3.4. ОПТИЧЕСКИЙ ЗАТВОР НА ЯЧЕЙКЕ КЕРРА

В данной методике вследствие распространения интенсивного накачивающего пучка в нелинейной изотропной среде, например в стеклянном оптоволокне, появляется двойное лучепреломление благодаря эффекту Керра. Линейно поляризованный зондовый пучок меньшей

интенсивности используется для наблюдения двойного лучепреломления. Накачивающий и сигнальный пучки линейно поляризованы на входе волокна, причем угол между направлениями поляризации составляет 45° . Затворный пучок индуцирует фазовый сдвиг между двумя компонентами сигнального пучка, направление поляризации которых параллельно и перпендикулярно направлению поляризации накачивающего пучка. Когда фазовый сдвиг достигает значения, равного π , поляри-

зация сигнального пучка оказывается повернутой на 90° . Разница показателей преломления для параллельной и перпендикулярной компонент зондового пучка позволяет определить величину $\Delta n^{(3)}$. Временную эволюцию двойного лучепреломления, а следовательно, и время отклика $\Delta n^{(3)}$ можно исследовать, изменяя время задержки между зондовым и накачивающим пучками.

3.5. САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ (SELF-PHASE MODULATION)

Интенсивный импульс, распространяющийся в среде, приобретает фазовую добавку вследствие наличия в ней оптической нелинейности. Предполагая мгновенный отклик среды и неизменность формы сигнала, фазовую добавку представляли выражением

$$\varphi_{NL}(t) = -n_2 I(t) \omega_0 L / c. \quad (7)$$

Здесь ω_0 — центральная частота импульса; L — толщина образца; I — интенсивность импульса. В случае, когда последняя зависит от времени, фазовая добавка также будет зависеть от времени. Тогда возникает мгновенный частотный сдвиг, имеющий вид:

$$\delta\omega(t) = \frac{d\varphi_{NL}}{dt}. \quad (8)$$

Частотный сдвиг вблизи пика импульса будет нулевым, если передний фронт смещен в сторону более низких частот, а задний фронт — в сторону более высоких. Если импульс имеет заданную спектральную ширину $\Delta\omega_0^{-1}$, то эффект самоиндуцированной фазовой модуляции становится существенным при $\Delta\varphi_{NL} \approx 2\pi$, ($\Delta\varphi_{NL} \approx 2\pi$ — максимальный фазовый сдвиг). Для излучения, длина волны которого 1 мкм, распространяющегося в образце длиной 1 см, с нелинейным показателем преломления $n_2 = 10^{-18}$ м²/Вт, пиковая интенсивность должна составлять > 10 ГВт · см⁻², следовательно, необходимы импульсы длительностью в пикосекунды и ниже. Импульс, подвергнувшийся воздействию самоиндуцированной фазовой модуляции, обладает более широким спектром частот.

3.6. СПЕКТРАЛЬНО РАЗРЕШЕННОЕ ДВУХЛУЧЕВОЕ СМЕШЕНИЕ (SPECTRALLY RESOLVED TWO-BEAM COUPLING, SRTBC)

Спектрально разрешенное двухлучевое смешение (СРДС) — двухлучевая методика, использующая модуляцию спектра зондирующего импульса вследствие нелинейного фазового сдвига, индуцированного накачивающим пучком. СРДС позволяет получить знак и значение как действительной, так и комплексной частей нелинейной восприимчивости (нелинейное преломление и поглощение), а также их динамические характеристики. Данная методика основана на стандартной схеме накачка—зонд, с дополнительным монохроматором для спектрального анализа зондового пучка.

Присутствие интенсивного накачивающего импульса изменяет показатель преломления и коэффициент поглощения материала. Когда слабый зондирующий пучок проходит сквозь материал, происходит его частотный сдвиг, а также может наблюдаться нелинейное поглощение. Эти изменения зондирующего пучка регистрируются путем измерения энергии пучка в узкой спектральной полосе, выделяемой монохроматором, как функции от времени задержки между сигналами накачки и зонда. Из этих данных можно определить нелинейный показатель преломления и коэффициент двухфотонного поглощения.

Преимущество методики обусловлено тем, что детектирование происходит вдали от центральной длины волны, где интенсивность пучка намного слабее, чем в центре, однако нелинейная модуляция значительно выше. Поэтому ей присуща

высокая чувствительность и она позволяет регистрировать малые фазовые сдвиги до 10^{-6} рад.

3.7. ИНТЕРФЕРОМЕТР НА ДВУХ ПОЛУПРОЗРАЧНЫХ ЗЕРКАЛАХ (MACH-ZEHNDER INTERFEROMETRY)

Одно плечо интерферометра на двух полупрозрачных зеркалах используется для опорного пучка $I_1(r)$, другое — для зондового пучка $I_2(r)$. Нелинейная среда облучается накачивающим пучком, фокусирующимся линзой L_1 . На выходе установки интерференционная картина фиксируется ПЗС-матрицей, расположенной в плоскости, перпендикулярной оси распространения света. Подстройкой интерферометра добиваются появления прямолинейных полос интерференции. В небольшой области наблюдается локальное искажение интерференционной картины, обусловленное нелинейным фазовым сдвигом $\varphi_{NL}(r)$, и локальное изменение яркости полосы, вызванное нелинейным пропусканием $T(r)$. Для извлечения информации, связанной с нелинейными свойствами, необходимо также получить линейную интерференционную картину, помещая образец в интерферометр при выключенном накачивающем пучке. Сравнение двух интерференционных картин позволяет извлекать информацию о нелинейных оптических свойствах. Данная методика дает возможность определять величины n_2 и β .

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОСТЕЙ

Здесь рассмотрим основные результаты, полученные различными авторами при измерениях нелинейных оптических свойств халькогенидных стекол с помощью методик, описанных выше.

4.1. БИНАРНЫЕ ХАЛЬКОГЕНИДНЫЕ СТЕКЛА

Нелинейный показатель преломления n_2 оптоволокна As_2S_3 впервые измерен при изучении спектрального уширения, вызванного самоиндуцированной фазовой модуляцией на длине волны 1,3 мкм [24]. Полученное значение равно $1,7 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{Вт}$. В работе [25] величина n_2 измерялась с помощью оптического затвора на ячейке Керра на длине волны 1,3 мкм и составила $4 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{Вт}$. В работе [26] нелинейная восприимчивость третьего порядка измерялась методом ГТГ. Авторами была получена дисперсионная зависимость $\chi^{(3)}$ в диапазоне 1,6—2,2 мкм (рис. 5). Значение $\chi^{(3)}$ при длине волны 2,1 мкм составило $5,6 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2/\text{В}^2$. По мнению авторов исследования, возрастание $\chi^{(3)}$ в области более коротких волн связано с наличием трехфотонного резонанса поглощения. Эксперименты с оптическим затвором на ячейке Керра, проведенные в работе [26], дали высокое значение $n_2 = 6,8 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{Вт}$.

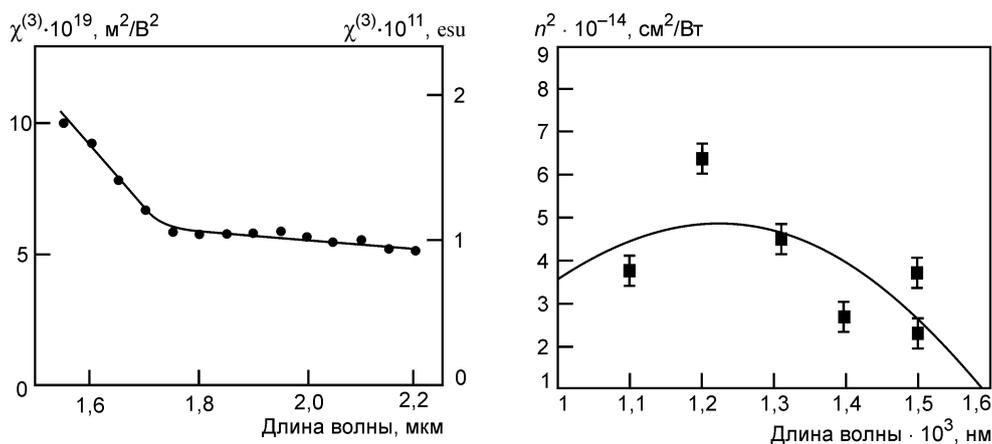


Рис. 5. Спектральная зависимость $\chi^{(3)}$, полученная из эксперимента с генерацией третьей гармоники [26].

Рис. 6. Зависимость нелинейного показателя преломления от длины волны для стекла As_2S_3

Авторы [27] измеряли нелинейный оптический отклик третьего порядка As_2S_3 как легированного серебром, так и нелегированного при длине волны 1,064 мкм. Для измерений использовалась установка *z-scan*, что позволило разделить преломляющую и поглощающую компоненты на данной длине волны. Эксперименты показали, что легирование серебром изменяет знак преломляющей нелинейности, а значение n_2 увеличивается почти в 80 раз по сравнению с нелегированным материалом.

В работе [28] нелинейный показатель преломления n_2 пленок As_2S_3 измерялся на установке *z-scan* при различных длинах волн. Полученная зависимость приведена на рис. 6. Значения n_2 достигали максимума в окрестности 1300 нм ($200 \cdot n_2$ для кварцевого стекла) и снижались до $100 \cdot n_2$ для кварцевого стекла при 1500 нм.

Авторы [29] исследовали нелинейные оптические свойства пленок As_2S_3 методом вырожденного четырехволнового смешения. Измерения осуществлялись с помощью фемтосекундного лазера со стафемтосекундными импульсами, интенсивность изменялась в диапазоне 1—60 ГВт/см². Для измерений применялись пленки толщиной до 4 мкм. Сигналы, записанные при меньших интенсивностях, демонстрировали только мгновенный отклик, аналогичный полученному на непокрытой стеклянной подложке. Очень слабый «хвост» сигнала появляется при высоких интенсивностях, вероятно, из-за образования постоянной решетки, которая постепенно формируется в материале и которая искажает фоновый сигнал. На рис. 7 приведено сравнение зависимости от мощности фазосогласованного и нефазосогласованного сигналов ВЧВС. Значение нелинейного показателя преломления пленок было рассчитано путем сравнения с сигналами ВЧВС для непокрытых стеклянных подложек. Значение n_2 , полученное в ходе измерений, составило $2,7 \cdot 10^{-14}$ см²/Вт при 800 нм.

Авторы [30] выполняли измерения на установке *z-scan* при 1550 нм и получили значения n_2 равные $18 \cdot 10^{-19}$, $9,2 \cdot 10^{-19}$ и $3,8 \cdot 10^{-19}$ м²/Вт соответственно для As_2S_3 , GeS_2 и TeO_2 . Авторы [31] также исследовали нелинейный показатель преломления As_2S_3 с помощью *z-scan* при 1,06 мкм и получили результаты, соответствующие приведенным в литературных источниках.

Авторы [32] тестировали на пригодность для сверхбыстрого оптического переключения халькогенидные пленки $\text{Ge}_{25}\text{Se}_{75}$ и исследовали нели-

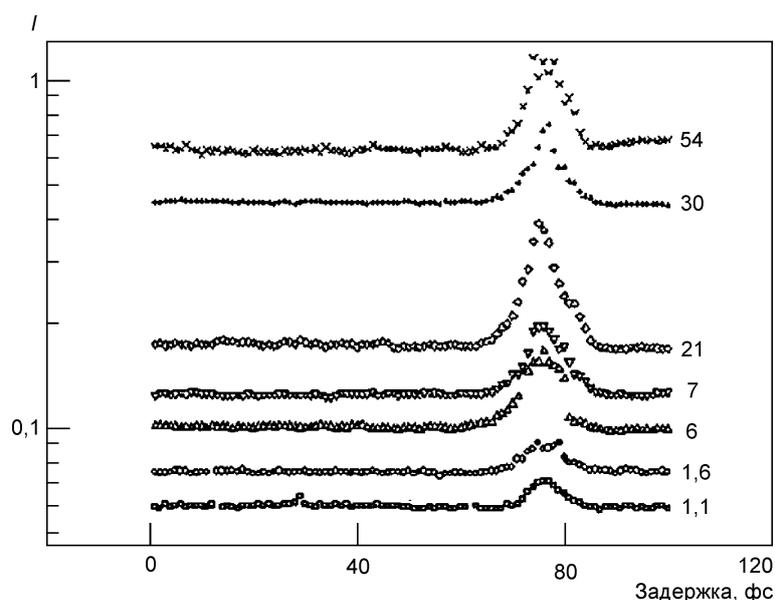


Рис. 7. Сигналы ВЧВС в зависимости от времени задержки для пленки As_2S_3 . Номер возле каждой кривой соответствует интенсивности входного импульса в $\text{ГВт}/\text{см}^2$

нейное распространение импульса в фотозатемненных образцах. Импульсы, длительностью 270 фс, вводились в сколотые волноводы. Энергии импульсов достигали 1,04 нДж на переднем крае импульса при частоте повторения 13,5 МГц. Общее отношение прошедшего сигнала к падающему составило 13 %. Спектры импульсов измерялись оптическим спектрометром. Результаты для $\text{Ge}_{25}\text{Se}_{75}$ указывают, что при низких энергиях выходной спектр идентичен входному. Увеличение энергии приводит к заметному спектральному уширению, как и в осциллирующей структуре, что является следствием самоиндуцированной фазовой модуляции. Сравнивая полученный спектр с результатами численного моделирования, авторы установили, что максимальный нелинейный фазовый сдвиг равен $3,5 \pi$, отсюда $n_2 \approx 1,5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2/\text{Вт}$ (в 58 раз больше, чем у кварцевого стекла), что хорошо согласуется с результатами независимых измерений на z -scan.

В работе [33] с помощью z -scan измерены значения n_2 для нескольких халькогенидных составов при 1,5 мкм. Результаты показывают, что на As_2S_3 можно получить значение n_2 в 500 раз превышающее соответствующее значение для кварцевого стекла. При таких характеристиках для импульса в 1 пДж длительностью 1 пс при эффективной площади моды 1 мкм^2 , что вызывает импульс интенсивностью $100 \text{ МВт}/\text{см}^2$, длина оптического переключения должна составлять 5—8 см. Авторы утверждают, что при таких параметрах возможно создание миниатюрных интегрированных устройств.

В работе [34] исследовались оптические нелинейности двух двойных халькогенидных стекол: As_2Se_3 и As_2S_3 . Авторы разработали модель, предполагающую существование нелинейностей третьего и пятого порядков. Зависимость полученного нелинейного показателя преломления от интенсивности хорошо согласовывалась с экспериментальными данными. С помощью подгонки были определены значения показателя преломления. Для нелинейности пятого порядка получено отрицательное значение.

Авторами [35] с помощью z -scan измерены нелинейные показатели преломления и коэффициенты двухфотонного поглощения в двухком-

Таблица 2. Значения нелинейного показателя преломления бинарных халькогенидных стекол

Материал	λ , нм	$n_2 \cdot 10^{18}$, м ² /В	Метод	Источник
As ₄₀ S ₆₀	1550	1,80	z-scan	[29]
As ₄₀ S ₆₀	1319	1,70	SPM	[23]
As ₄₀ S ₆₀	1064	5,20	z-scan	[46]
As ₄₀ S ₆₀	1250	5,20	SRTBC	[35]
As ₄₀ S ₆₀	1550	4,40	SRTBC	[35]
As ₄₀ S ₆₀	1250	5,20	SRTBC	[7]
As ₄₀ S ₆₀	1550	4,40	SRTBC	[7]
As ₄₀ Se ₆₀	1064	12,60	z-scan	[46]
As ₄₀ Se ₆₀	1550	18,60	SRTBC	[35]
As ₄₀ Se ₆₀	1250	24,00	SRTBC	[35]
As ₄₀ Se ₆₀	1064	18,00	z-scan	[40]
As ₄₀ Se ₆₀	1430	10,00	z-scan	[40]
As ₄₀ Se ₆₀	1250	24,00	SRTBC	[7]
As ₄₀ Se ₆₀	1550	18,60	SRTBC	[7]
Ge ₁₀ Se ₉₀	1064	16,00	z-scan	[40]
Ge ₁₅ Se ₈₅	1064	17,00	z-scan	[40]
Ge ₂₀ Se ₈₀	1064	13,00	z-scan	[40]
Ge ₂₅ Se ₇₅	1064	10,00	z-scan	[40]
Ge ₂₅ Se ₇₅	1550	1,50	SPM	[31]
Ge ₃₃ S ₆₆	1550	0,92	z-scan	[29]
Ge ₅ Se ₉₅	1064	17,00	z-scan	[29]

понтных и композитных халькогенидных пленках различных составов (As₂S₃, As₂₀S₈₀, 2As₂S₃/As₂Se₃, 3As₂S₃/As₂Se₃). Показано, что пленки AsS характеризуются положительными значениями n_2 , т.е. в них происходит самофокусировка пучка, тогда как в композитных пленках наблюдалась дефокусировка, что характерно для материалов с отрицательным n_2 . Наибольшее значение n_2 было в пленке 2As₂S₃/As₂Se₃: $n_2 = 2,6 \cdot 10^{-8}$ esu при длине волны 1064 нм.

В табл. 2 приведены результаты измерений нелинейного показателя преломления в бинарных халькогенидных стеклах. Как видим, оценки нелинейного показателя преломления, выполненные по формуле (4) (см. табл. 1), удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

4.2. ТРОЙНЫЕ ХАЛЬКОГЕНИДНЫЕ СТЕКЛА

Авторы [36] измеряли нелинейный показатель преломления и коэффициент поглощения стекол серии составов As₄₀S_{60-x}Se_x при длинах волн 1,25 и 1,55 мкм методом SRTBC. Было установлено, что при изменении концентрации селена от нулевой до максимальной значение n_2 при длине волны 1,25 мкм возрастает от $260 \cdot n_{2 \text{ silica}}$ до $1200 \cdot n_{2 \text{ silica}}$ ($n_{2 \text{ silica}}$ — нелинейный показатель преломления кварцевого стекла), а нелинейный коэффициент поглощения возрастает от 0,16 до 2,8 см/ГВт. Таким образом, показано, что халькогенидные стекла системы As—S—Se имеют одновременно высокий нелинейный показатель преломления и коэффициент добротности (figure of merit, FOM = $n_2/\beta\lambda$) и удовлетворяют стандартным требованиям к материалам для оптических переключателей [33].

Было установлено, что в образцах с FOM > 5 нелинейный фазовый сдвиг на величину π может быть получен без повреждений при интенсивностях < 200 МВт/см², а также, что FOM существенно увеличивается при длинах волн, удовлетворяющих соотношению $h\nu/E_g \leq 0,45$. По мнению авторов работы, величина оптических нелинейностей во многом определяется концентрацией наиболее поляризуемого элемента, в данном случае — селена. В частности, для стекла As₄₀Se₆₀ значения n_2 и FOM равны соответственно $2,3 \cdot 10^{-17}$ м²/Вт и 11, что делает их перспек-

тивными кандидатами для использования в оптических переключателях на длине волны 1,55 мкм.

Аналогичные результаты были получены в работе [37] при исследовании нелинейных оптических свойств стекол систем Ge—As—Se и Ge—As—S—Se при длинах волн 1,25 и 1,55 мкм методом SRTBC. В частности, наблюдалось увеличение FOM при длинах волн, удовлетворяющих соотношению $h\nu/E_g \approx 0,45$. Для некоторых из исследованных стекол нелинейный коэффициент преломления более чем в 800 раз превышал аналогичное значение для кварцевого стекла, а для некоторых FOM > 20. Например, значения n_2 и FOM образца $\text{Ge}_{11,11}\text{As}_{22,22}\text{Se}_{66,67}$ составили соответственно $1,3 \cdot 10^{-17} \text{ м}^2/\text{Вт}$ и 28. В работе [38] исследовалась нелинейная восприимчивость третьего порядка $\chi^{(3)}$ различных однородных стекол. Наибольшее значение $\chi^{(3)}$ получено для системы As—S—Se и составляло $1,96 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2/\text{Вт}^2$, что почти в 1000 раз выше, чем у кварцевого стекла.

Авторы [39] исследовали нелинейные свойства стекол системы Ge—As—Se. Измерения проводились на установке z-scan при длине волны 1540 нм. На рис. 3 и 4 приведены кривые, полученные на образце $\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$ соответственно при закрытой и открытой диафрагме, при интенсивности $0,16 \text{ ГВт}/\text{см}^2$. Исследования показали, что даже малые вариации состава могут обуславливать существенное изменение нелинейного показателя преломления, в частности изменение концентрации одного из компонентов на несколько процентов может приводить к четырехкратному увеличению n_2 . Наиболее высокое значение n_2 проявлялось у стекла с наибольшим содержанием Ge: $\text{Ge}_{35}\text{As}_{15}\text{Se}_{50}$ и составило $24 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{Вт}$; соответствующий коэффициент добротности составил 3,2. В работе [40] также исследовалась система Ge—As—Se на установке z-scan при длинах волн 1,064 и 1,43 мкм. Для двойных стекол Ge—Se авторы установили корреляцию между структурой и величиной нелинейного показателя преломления, однако для тройной системы подобной корреляции установить не удалось.

В работе [41] методом z-scan были исследованы пленки Ge—As—Se толщиной 2 мкм. Использовались импульсы длительностью 100 фс с энергией в диапазоне 0,1—0,5 мкДж. В большинстве экспериментов размер сфокусированного пятна составлял 20—40 мкм, что позволяло получать максимальные интенсивности в диапазоне 10—150 ГВт/см². Геометрия установки позволяла одновременно проводить z-scan с открытой и закрытой диафрагмой. Результаты показали, что нелинейный отклик образца $\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$ обусловлен индуцированным эффектом поглощения. Значение нелинейного показателя преломления: $n_2 = 2,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2/\text{Вт}$, а нелинейного коэффициента поглощения: $\beta = 5,6 \cdot 10^{-8} \text{ см}/\text{Вт}$.

Нелинейные оптические свойства тройных халькогенидных стекол исследовались авторами [42] методами генерации третьей гармоники, оптического затвора на ячейке Керра и вырожденного четырехволнового смешения. Получена зависимость нелинейной восприимчивости при генерации третьей от положения края поглощения (для стекол систем As—S—Se и Ge—As—S) гармоники и показано, что восприимчивость резко возрастает при красном смещении края поглощения. С точностью до экспериментальных погрешностей восприимчивость при генерации третьей гармоники совпадала с восприимчивостью, полученной в экспериментах с затвором Керра. Эксперименты по ВЧВС показали, что на халькогенидных стеклах достижимы сверхбыстрые времена отклика, размерность которых менее пикосекунд.

Таблица 3. Значения нелинейного показателя преломления в некоторых тройных халькогенидных стеклах

Состав	λ , нм	$n_2 \cdot 10^{18}$, м ² /Вт	Метод	Источник
$\text{Ge}_{15,38}\text{As}_{30,77}\text{S}_{53,85}$	1250	5,59	SRTBC	[9]
$\text{Ge}_{15,38}\text{As}_{30,77}\text{S}_{53}$	1550	3,82	SRTBC	[9]

⁸⁵ Ge _{15,38} As _{30,77} S ₅₃	1550	3,82	SRTBC	[9]
⁸⁵ Ge ₁₅ As ₁₀ Se ₇₅	1064	12,00	z-scan	[10]
Ge ₂₇ As ₁₃ Se ₆₀	1064	20,00	z-scan	[10]
Ge ₂₀ As ₄₀ Se ₄₀	1064	18,50	z-scan	[10]
Ge ₂₀ As ₄₀ Se ₄₀	1430	8,50	z-scan	[10]
Ge ₁₀ As ₁₀ Se ₈₀	1064	16,50	z-scan	[13]
Ge ₁₆ Sb ₁₄ S ₇₀	1064	2,10	z-scan	[11]
Ge ₂₃ Sb ₇ S ₇₀	1064	1,70	z-scan	[11]
Ge ₃₁ Sb ₉ S ₆₀	1064	2,60	z-scan	[11]
Ge ₁₆ Sb ₁₄ S ₇₀	1064	15,00	z-scan	[11]
Ge ₁₃ Sb ₇ S ₈₀	1064	7,20	z-scan	[11]
Ge ₂₃ Sb ₇ S ₇₀	1064	10,30	z-scan	[11]
Ge ₂₈ Sb ₇ S ₆₅	1064	11,50	z-scan	[11]
Ge ₃₅ Sb ₇ S ₅₈	1064	9,00	z-scan	[11]
As ₄₀ S ₅₀ Se ₁₀	1250	11,77	SRTBC	[18]
As ₄₀ S ₅₀ Se ₁₀	1550	11,18	SRTBC	[18]
As ₄₀ S ₄₀ Se ₂₀	1250	10,59	SRTBC	[18]
As ₄₀ S ₄₀ Se ₂₀	1550	8,83	SRTBC	[18]
As ₄₀ S ₃₀ Se ₃₀	1250	17,06	SRTBC	[18]
As ₄₀ S ₃₀ Se ₃₀	1550	12,65	SRTBC	[18]
As ₄₀ S ₂₀ Se ₄₀	1250	27,07	SRTBC	[18]
As ₄₀ S ₂₀ Se ₄₀	1550	13,53	SRTBC	[18]
As ₄₀ S ₁₀ Se ₅₀	1250	29,42	SRTBC	[18]
As ₄₀ S ₁₀ Se ₅₀	1550	16,48	SRTBC	[18]

Нелинейные оптические свойства ХСП состава As—S—Se исследовались с помощью *z*-scan в работе [43] при 1,6 мкм. Были получены значения n_2 в 400 раз большие, чем у кварцевого стекла. Такие высокие значения n_2 при малых молярных соотношениях As/(S+Se) объяснялись наличием ковалентных гомополярных связей Se—Se в структуре стекла, что подтверждалось КР-спектроскопией, и не могли быть связаны с красным сдвигом края поглощения или резонансным эффектом.

В работе [44] исследовались нелинейные свойства стекол систем Ge—Sb—S и Ge—Sb—Se. Исследования проводились при длине волны 1064 нм с помощью модифицированной техники *z*-scan. Наибольшее из полученных значений n_2 , в 500 раз превышающее $n_{2 \text{ silica}}$ для кварцевого стекла, наблюдалось для состава Ge₁₆Sb₁₄Se₇₀, наименьшее значение (для того же состава) составило 70 $n_{2 \text{ silica}}$. В табл. 3 приведены результаты измерений нелинейного показателя преломления в некоторых тройных халькогенидных стеклах.

4.3. СЛОЖНЫЕ ХАЛЬКОГЕНИДНЫЕ СТЕКЛА

Нелинейные оптические свойства халькогенидных стекол системы Ge—Se—S—As исследованы в работе [45]. Для измерения величины n_2 при 1064 нм использовалась техника *z*-scan, а также интерферометр на двух полупрозрачных зеркалах. Результаты измерений обоими методами находились в хорошем соответствии. Нелинейный показатель преломления n_2 связывался со структурными параметрами стекла. В частности, в случае двойной системы Ge—Se n_2 является функцией длины цепочек селена в стекле. Были достигнуты величины оптических нелинейностей третьего порядка $24 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{Вт}$ (что в 850 раз больше, чем у силикатного стекла).

В работе [37] отмечалось монотонное возрастание n_2 при последовательной замене S на Se в стеклах системы Ge—As—S—Se при неизменном количестве Ge и As. FOM зависит от близости частоты света к краю двухфотонного поглощения. Кроме того, пик образуется при $h\nu/E_g \approx 0,45$.

В работе [46] исследовались линейные и нелинейные оптические свойства стекол $\text{Ge}_{10}\text{As}_{10}\text{Se}_{80-x}\text{Te}_x$. Нелинейные оптические свойства исследовали на установке z-scan при 1064 нм; длительность импульсов составляла 15 пс. Полученные значения нелинейного показателя преломления составили $\approx 20 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{Вт}$. Установлено, что добавление Te на нелинейный показатель преломления влияет несущественно, а на нелинейное поглощение — существенно.

В работе [47] изучалось влияние частичной замены S на Se в стеклах системы Ge—Sb—S. Измерения осуществлялись при 1064 нм. Показано, что введение Se может увеличить n_2 до значений, в 350 раз превышающих n_2 кварцевого стекла. Аналогичные исследования были проведены в работе [48] при частичной замене S на Se в системе Ge—Ga—Sb—S. При такой замене наблюдалось уменьшение температуры стеклования, увеличение нелинейного показателя преломления и плотности стекла, а также наблюдался красный сдвиг края поглощения. Такие изменения авторами объясняли структурной реорганизацией в стекле.

Нелинейный показатель преломления систем $\text{La}_2\text{S}_3\text{—Ga}_2\text{S}_3$ и $\text{Me}_2\text{S—La}_2\text{S}_3\text{—Ga}_2\text{S}_3$ ($\text{Me}_2\text{S—Ag}_2\text{S}$ и Na_2S) измеряли на установке z-scan [49]. Значение n_2 стекол возрастало с увеличением содержания La_2S_3 в двойных стеклах и убывало с добавлением Ag_2S и Na_2S в тройных стеклах. В работе [50] измерялись оптические нелинейности третьего порядка ХСП состава $90\text{GeS}_2\text{—5GeS}_3\text{—5CdS}$ с помощью временно разрешенной техники оптического затвора Керра при 820 нм. Полученное значение оптической нелинейной восприимчивости третьего порядка достигало $1,4 \times 10^{-20} \text{ м}^2/\text{В}^2$. Ширина на половине максимума сигнала Керра составляла 150 фс, что соответствует времени отклика меньшему чем 120 фс. Авторы связывали отклик со сверхбыстрым искажением электронного облака.

5. ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ НЕЛИНЕЙНОСТЕЙ В ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛАХ

Здесь рассматриваются различные оптические эффекты и практические устройства, основанные на оптических нелинейностях в халькогенидных стеклах.

5.1. ОПТИЧЕСКОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ

Интенсивное развитие информационных технологий требует постоянной возрастающей скорости передачи информации по линиям связи. Используя существующие электронные системы, очень трудно достичь скоростей выше 40 Гбит/с. На данный момент общепринятым является мнение, что существенно более высокие скорости (до 1 Тбит/с) требуют применения технологий, основанных на оптическом переключении и устройствах оптической обработки сигнала. Разные подходы к реализации оптической обработки сигнала состоят либо в применении активных полупроводниковых устройств, либо в использовании стеклянного нелинейного оптоволокна. Полупроводниковые приборы, являясь компактными, «страдают» от ограничения времени отклика, обусловлен-

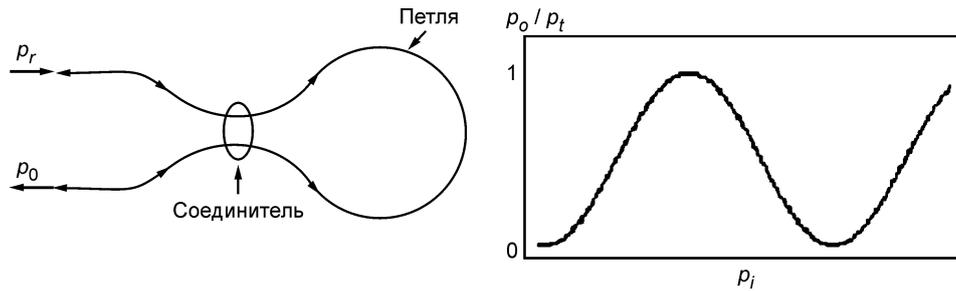


Рис. 8. Схема нелинейного оптического петлевого зеркала.

Рис. 9. Типичная схема отклика нелинейного оптического петлевого зеркала

ного свободными носителями заряда. Оптоволоконные устройства очень эффективны, однако из-за низкого значения нелинейностей Керра для реализации переключения требуются очень большие длины. Например, для кварцевого стекла с $n_2 = 2,6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/\text{В}$ длина волокна, необходимая для реализации оптического переключения, составляет сотни метров.

Одним из путей решения проблемы является использование материалов с большими значениями нелинейного показателя преломления. Перспективными в данном направлении являются халькогенидные стекла, обладающие многими свойствами, желательными для оптической обработки сигнала. В частности, фемтосекундные времена отклика, превышающие значения нелинейностей Керра, — совместимы с существующими волоконными технологиями.

Впервые оптическое переключение в волокне, на основании стекла As_2S_3 , было продемонстрировано в эксперименте с затвором на ячейке Керра [51]. Поляризации затворного и сигнального импульсов были смещены на 45° . Затворный импульс индуцировал фазовый сдвиг между компонентами сигнала, поляризация которых параллельна и перпендикулярна его поляризации. Когда фазовый сдвиг достигал значения π , поляризация сигнала оказывалась повернутой на 90° .

Наиболее эффективным способом реализации оптического переключения, основанного на нелинейных эффектах, является схема нелинейного оптического петлевого зеркала (nonlinear optical loop mirror, NOLM), приведенная на рис. 8. Здесь оба пучка проходят по одному и тому же отрезку волокна, однако распространяются в противоположных направлениях. Относительные мощности импульсов определяются эффективностью сопряжения в соединителе $r/(1-r)$. После одного кругового прохода оба пучка снова встречаются в соединителе и часть p_r общего сигнала отражается обратно в канал источника, тогда как оставшаяся часть p_0 проходит далее. В случае, когда $r \neq 0,5$, более интенсивный из двух лучей, распространяющихся в противоположных направлениях, испытывает больший фазовый сдвиг. Тогда разностный фазовый сдвиг определяется так:

$$\Delta\varphi_{NL} = k_0 n_2 L [\rho_1 - \rho_2] / A_{eff}. \quad (9)$$

В результате встреча двух пучков обуславливает изменение условий их взаимодействия в соединителе. Результирующая функция отклика представляется выражением

$$\rho_t = (\rho_1 + \rho_2) (1 - 2r(1-r) [1 + \cos([1 - 2r] \Delta\beta_0 \rho_i L)]). \quad (10)$$

Типичная функция отклика петлевого зеркала приведена на рис. 9.

Устройство NOLM, где используется халькогенидное волокно As_2S_3 , со значением n_2 при 1,5 мкм, в 80 раз превышающим аналогичное значение для кварцевого стекла, было рассмотрено в работе [52].

В работе [53] было продемонстрировано демультиплексирование сигнала со скоростью 640 Гбит/с на составляющие сигналы со скоростью 10 Гбит/с с использованием планарного волновода на As_2S_3 . Результат получен с использованием схемы, основанной на использовании четырехволнового смешения. Уменьшение

размеров масштаба устройств до сантиметровых является решающим шагом, позволяющим создавать сложные мультисканальные устройства с различной функциональностью на одном чипе.

5.2. ФОТОННОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ОПТОВОЛОКНА

Дополнительные возможности по использованию оптических нелинейностей предоставляются фотоннокристаллическими оптическими волокнами (ФКОВ). Структурирование в масштабах длины волны позволяет получать очень малые значения эффективной площади моды A_{eff} , поэтому на порядок увеличиваются значения эффективных нелинейностей: $\gamma = 2\pi n_2 / (\lambda A_{eff})$. Создание ФКОВ на основе стекол с высокими значениями оптических нелинейностей позволяет получить значения эффективных нелинейностей, кардинально превышающие аналогичные значения для обычного оптоволокна ($\approx 1 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$). Так, в ФКОВ на основе халькогенидного стекла As_2Se_3 значение достигало $\approx 2 \cdot 10^4 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ [54].

5.3. ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЙНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА—БРИЛЛЮЭНА

В процессе распространения узкополосного лазерного пучка в оптоволокне в случае достижения определенной пороговой мощности появляется рассеянный пучок, распространяющийся в обратном направлении. Такое явление называется вынужденным рассеянием Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ; в англоязычной литературе — stimulated Brillouin scattering, SBS). ВРМБ налагает ограничение на величину оптической мощности, которая может передаваться по оптоволокну, и, таким образом, рассматривается как негативное явление для оптических телекоммуникационных систем. Однако оно может использоваться для усиления узкополосного оптического сигнала, распространяющегося в направлении, противоположном накачиваемому пучку, что может быть применено в таких устройствах, как Бриллюэновские усилители, лазеры, элементы оптической задержки и др.

Использование зависимости показателя преломления, связанного с процессом ВРМБ, от интенсивности позволяет создавать настраиваемые оптические элементы задержки, в которых групповая скорость светового сигнала может непрерывно управляться мощностью накачиваемого импульса. Такие элементы задержки могут играть очень важную роль в оптических коммуникационных сетях.

Если частоты двух волн, распространяющихся в противоположных направлениях: в направлении интенсивной накачивающей волны и слабой зондовой волны, удовлетворяют условию

$$\nu_{pump} = \nu_{probe} + \nu_B, \quad (11)$$

где ν_{pump} — частота накачиваемого пучка; ν_{probe} — частота; ν_B — Бриллюэновская частота, то вследствие ВРМБ генерируется акустическая волна, рассеивающая фотоны из накачиваемой волны в зондовую, а интерференция этих двух оптических волн усиливает процесс. Поскольку ширина полосы для Бриллюэновского усиления в обычном оптоволокне составляет 30 МГц, ВРМБ может рассматриваться как процесс узкополосного усиления, при котором интенсивная накачиваемая волна усиливается в узком спектральном диапазоне в окрестности частоты $\nu_{pump} - \nu_B$ и ослабевает около частоты $\nu_{pump} + \nu_B$. Согласно соотношению Крамерса—Кронинга, процессы интенсивного усиления/ослабления при ВРМБ связаны с резким изменением группового показателя преломления, что позволяет реализовать контролируруемую оптическую временную задержку.

Для использования ВРМБ необходимо выбрать среду, которая имеет большой Бриллюэновский коэффициент усиления g_B , что позволяет уменьшить пороговую мощность и сократить длину устройства. Хотя для многих кристаллов и органиче-

ских материалов были обнаружены высокие значения g_B , однако эти материалы трудно получить в форме оптоволокна.

В работе [55] рассматривали процесс ВРМБ в одномодовом оптоволокне As_2Se_3 . Значение коэффициента g_B для данного оптоволокна составило $6,0 \cdot 10^{-9}$ м/Вт, что в 134 раза превышает аналогичное значение для кварцевого оптоволокна. В работе [56] было продемонстрировано высокоэффективное замедление света с использованием оптоволокна из As_2Se_3 . Бриллюэновское усиление в 43 дБ было достигнуто при мощности накачки 60 мВт в пятиметровом одномодовом оптоволокне, что обуславливает оптическую задержку в 37 нс при 50 нс гауссовом импульсе. Авторы работы также предложили коэффициент добротности, позволяющий оценивать эффективность использования данного оптоволокна для применения в элементе оптической задержки.

В работе [7] исследовался процесс ВРМБ в одномодовых волокнах из As_2S_3 и As_2Se_3 . Значения Бриллюэновского коэффициента усиления для данных волокон составили $3,9 \cdot 10^{-9}$ и $6,75 \cdot 10^{-9}$ м/Вт. Анализ результатов с помощью коэффициента добротности, предложенного авторами [56], показал, что волокно из As_2S_3 дает лучший результат из-за меньших потерь, уменьшенного размера сердцевины и несколько меньшего показателя преломления. Волокно As_2S_3 с малым радиусом сердцевины характеризуется коэффициентом добротности, в 140 раз превышающим лучшее из значений, достигнутых на волокне из кварцевого стекла.

В работе [57] продемонстрирован принцип работы Бриллюэновского лазера с использованием одномодового оптоволокна As_2Se_3 . Лазер сформирован по схеме интерферометра Фабри—Перо в отрезке оптоволокна, длиной 2 м при мощности накачки 56 мВт. Необходимое отражение на концах волокна обеспечивалось плоскопараллельными краями за счет высокого показателя преломления материала волокна ($n = 2,82$).

5.4. СЖАТИЕ ИМПУЛЬСОВ

Значительный интерес для исследователей и разработчиков новых компонентов высокоскоростных телекоммуникационных оптических сетей представляют простые компактные схемы генерации ультракоротких субпикосекундных импульсов. В частности, такие импульсы необходимо получать в области телекоммуникационной длины волны, что и определяет набор материалов, удовлетворяющих данные схемы. Эффективная компрессия импульса может быть реализована в материале, сочетающем нормальную дисперсию при данной длине волны с самоиндуцированной фазовой модуляцией [58]. Халькогенидным стеклам в области 1550 нм присуща нормальная дисперсия и высокие нелинейные свойства, поэтому они являются многообещающими кандидатами для реализации оптической компрессии.

Схема, реализующая оптическую компрессию с использованием оптоволокна из As_2Se_3 , предложена в работе [58]. В качестве источника ис-

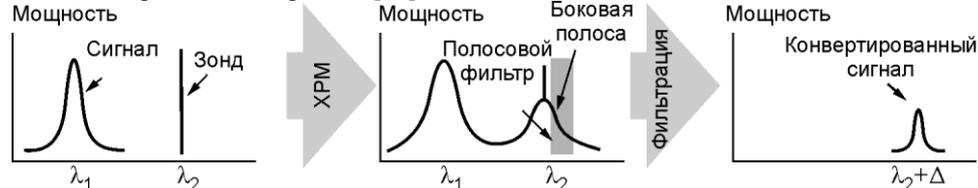


Рис. 10. Схема преобразования длины волны, основанного на перекрестной фазовой модуляции [59]

пользовался лазер, выдающий импульсы длительностью 6 пс с частотой 9 МГц на длине волны 1550 нм. Пиковая входная мощность оценивалась на уровне 35 Вт. Волокна длиной 4,1 м оказалось достаточно для достижения существенного спектрального уширения при почти линейной внутриимпульсной частотной модуля-

ции. Для последующей компрессии полученного импульса использовалась волоконная решетка Брэгга с линейно изменяющимся периодом. Длительность сжатого импульса составила 420 фс.

5.5. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

В работе [59] было продемонстрировано преобразование длины волны с использованием халькогенидного оптоволокна из As_2Se_3 (рис. 10). Непрерывный зондовый пучок испытывает перекрестную фазовую модуляцию от сигнального импульса, распространяющегося в том же направлении, что приводит к появлению боковых полос. Затем одна из полос выделяется с помощью полосового фильтра, что и дает конвертированный сигнал. Преобразование на длину волны свыше 10 нм было получено в оптоволокне длиной 1 м при скорости 10 Гбит/с и пиковой мощности накачки 2,1 Вт.

В работе [60] преобразование длины волны было продемонстрировано в планарном волноводе из As_2S_3 . Волновод в форме ребра был получен путем реактивного ионного травления слоя, сформированного методом импульсного лазерного напыления. Преобразование 5,4 пикосекундного импульса в окрестности 1550 нм более чем на 10 нм было достигнуто в волноводе длиной 5 см.

6. ВЫВОДЫ

Рассмотрены методики измерения и основные экспериментальные результаты по измерению оптических нелинейностей в халькогенидных стеклах. Методы оценки нелинейных свойств на основании линейных позволяют получить значения, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными данными. Высокие значения нелинейного показателя преломления делают ХСП перспективными материалами для телекоммуникационных систем нового поколения. Приведены примеры реализации устройств оптической обработки сигнала с использованием ХСП (оптическое переключение, преобразование длины волны и др.).

I.D. Tolmachov, A.V. Stronski

OPTICAL NONLINEARITIES IN CHALCOGENIDE VITREOUS SEMICONDUCTORS (review)

Measurement methods and principal results of investigation of nonlinear optical properties of chalcogenide vitreous semiconductors (ChVS) have been considered. Examples of implementation of signal processing devices using ChVS (optical switching, wavelength conversion, etc.) are presented.

Keywords: chalcogenide vitreous semiconductors, nonlinear optical properties.

1. Толмачев И.Д., Стронский А.В. Применение халькогенидных стеклообразных полупроводников в сенсорах и сенсорных системах (обзор) // ОПТ. — 2009. — Вып. 44. — С. 5—22.
2. Tanaka K. Optical nonlinearity in photonic glasses // J. Mater. Sci.: Materials in Electronics. — 2002. — **16**. — P. 633—643.
3. Ticha H., Tichy L. Semiempirical relation between non-linear susceptibility (refractive index), linear refractive index and optical gap and its application to amorphous chalcogenides // JOAM. — 2002. — **4**, N 2. — P. 381—386.
4. Boling N.L., Glass A.J., Owyong A. Empirical relationships for predicting nonlinear refractive index changes in optical solids // IEEE Quant. Electron. — 1978. — QE-14. — P. 601—608.
5. Tanaka K. Optical nonlinearity in photonic glasses // J. Mater. Sci.: Materials in Electronics. — 2005. — **16**. — P. 633—643.
6. Lines M.E. Oxide glasses for fast photonic switching: a comparative study // J. Appl. Phys. — 1991. — **69**, N 10. — P. 6876—6884.

7. *Non-linear* properties of chalcogenide glasses and fibers / J.S. Sanghera., C.M. Florea, L.B. Shaw et al. // *J. Non-Cryst. Solids*. — 2008. — **354**. — P. 462—467.
8. *Optical* characterization of As—Ge—S thin films / A.V. Stronski, M. Vlcek, I.D. Tolmachov et al. // *J. Optoelectronics and Advanced Materials*. — 2009. — **11**, N 11. — P. 1581—1585.
9. Tolmachov I.D., Stronski A.V. Linear and nonlinear optical properties of Ge-As-S films // *Photonics, Devices and Systems. IV // Proc. SPIE*. — 2008. — **7138**, P. 71381X-71381X-6.
10. Tolmachov I.D., Stronski A.V. Optical properties of Ge-As-S thin films // *Functional Materials*. — 2008. — **16**, N 1. — P. 1—4.
11. Sheik-Bahae M., Said A.A., Van Stryland E.W. High-sensitivity, single-beam n_2 measurements // *Opt. Lett.* — 1989. — N 14. — P. 955—957.
12. *Sensitive* measurement of optical nonlinearities using a single beam / M. Sheik-Bahae, A.A. Said, T.H. Wei et al. // *IEEE J. Quantum Electronics*. — 1990. — **26**, N 4. — P. 760—769.
13. Zhao W., Palffy-Muhoray P. Z-scan technique using top-hat beams // *Appl. Phys. Lett.* — 1993. — **63**. — P. 1613—1615.
14. Zhao W., Palffy-Muhoray P. Z-scan measurement of $\chi(3)$ using top-hat beams // *Ibid.* — 1994. — **65**. — P. 673—675.
15. *Eclipsing* Z-scan measurement of $\lambda / 10^4$ wave-front distortion / T. Xia, D.J. Hagan, M. Sheik-Bahae et al. // *Opt. Lett.* — 1994. — **19**. — P. 317—319.
16. Tian J.G., Zang W.P., Zhang G.Y. Two modified Z-scan methods for determination of nonlinear-optical index with enhanced sensitivity // *Opt. Commun.* — 1994. — N 107. — P. 415—419.
17. Mian S.M., Taheri B., Wicksted J.P. Effects of beam ellipticity on Z-scan measurements // *J. Opt. Soc. Amer.* — B. — 1996. — **13**. — P. 856—863.
18. Rhee B.K., Byun J.S., Van Stryland E.W. Z-scan using circularly symmetric beams // *Ibid.* — B. — 1996. — **13**. — P. 2720—2723.
19. Hughes S., Burzler J.M. Theory of Z-scan measurements using Gaussian-Bessel beams // *Phys. Rev.* — A. — 1997. — **56**. — P. R1103—R1106.
20. Z-scan technique through beam radius measurements / G. Tsigaridas, M. Fakis, I. Polyzos et al. // *Appl. Phys.* — B. — 2003. — N 76. — P. 83—86.
21. Z-scan technique for elliptic Gaussian beams / G. Tsigaridas, M. Fakis, I. Polyzos et al. // *Ibid.* — 2003. — N 77. — P. 71—75.
22. Z-scan technique for characterizing third-order optical nonlinearity by use of quasi-one-dimensional slit beams / B. Gu, J. Yan, Q. Wang et al. // *J. Opt. Soc. Amer.* — 2004. — B, N 21. — P. 968—972.
23. Gu B., Wang H.-T. Theoretical study of saturable Kerr nonlinearity using top-hat beam Z-scan technique // *Opt. Commun.* — 2006. — N 263. — P. 322—327.
24. *Nonlinear* refractive index measurement in chalcogenide-glass fibers by self-phase modulation / M. Asobe, K. Suzuki, T. Kanamori et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 1992. — **60**, N 10. — P. 1153—1154.
25. Asobe M., Kanamori T., Kubodera K. Applications of highly nonlinear chalcogenide glass fibers in ultrafast all-optical switches // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1993. — **29**. — P. 2325—2333.
26. *Third-order* nonlinear optical properties of As₂S₃ chalcogenide glass / H. Kobayashi, H. Kanabara, M. Koga et al. // *J. Appl. Phys.* — **74**, N 6. — P. 3683—3687.
27. *Nonlinear* optical properties of silver-doped As₂S₃ / T.I. Kosa, R. Rangel-Rojo, E. Hajto et al. // *J. Non-Cryst. Solids*. — 1993. — **164—166**. — P. 1219—1222.
28. *Low-loss* waveguides in ultrafast laser-deposited As₂S₃ chalcogenide films / A. Zakery, Y. Ruan, A.V. Rode et al. // *J. Opt. Soc. Amer.* — 2003. — B 20. — P. 1844—1852.
29. Zakery A. Low loss waveguides in pulsed laser deposited arsenic sulfide chalcogenide films // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2002. — N 35. — P. 2909—2913.
30. *Nonlinear* optical properties of chalcogenide glasses: Observation of multiphoton absorption / K.S. Bindra, H.T. Bookey, A.K. Kar et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2001. — **79**, N 13. — P. 1939—1941.

31. *Chalcogenide* glasses with large non-linear refractive indices / F. Smektala, C. Quemard, L. Leneindre et al. // *J. Non-Cryst. Solids*. — 1998. — N 239. — P. 139—142.
32. *Strong* self-phase modulation in planar chalcogenide glass waveguides / S. Spalter, H.Y. Hwang, J. Zimmermann et al. // *Opt. Lett.* — 2002. — N 27. — P. 363—365.
33. *Large* Kerr effect in bulk Se-based chalcogenide glasses / G. Lenz, J. Zimmerman, T. Katsufuji et al. // *Ibid.* — 2000. — 25. — P. 254—256.
34. *Boudebs G.* Spatially resolved Mach-Zehnder interferometry and application to non-linearity measurements // *SPIE Proc.* — 2003. — N 5212. — P. 23—29.
35. *Ganeev R.A., Rysanyanskii A.I., Usmanov T.* Effect of nonlinear refraction and two-photon absorption on the optical limiting in amorphous chalcogenide films // *Physics of the Solid State*. — 2003. — **45**, N 2. — P. 207—213.
36. *Highly* nonlinear As-S-Se glasses for all-optical switching / J.M. Harbold, F.O. Ilday, F.W. Wise et al. // *Opt. Lett.* — 2002. — **27**, N 2. — P. 119—121.
37. *Highly* nonlinear Ge—As—Se and Ge—As—S—Se glasses for all-optical switching / J.M. Harbold, F.O. Ilday, F.W. Wise et al. // *IEEE Photonics Technology Letters*. — 2002. — **14**, N 6. — P. 822—824.
38. *Nasu H., Matsuoka J., Kamiya K.* // *J. Non-Cryst. Solids*. — 1994. — **178**. — P. 23.
39. *Third* order nonlinearities in Ge-As-Se-based glasses for telecommunications applications / J.T. Gopinath, M. Soljacic, E.P. Ippen et al. // *J. Appl. Physics*. — 2004. — **96**, N 11. — P. 6931—6933.
40. *Chalcogenide* glasses with high nonlinear optical properties for telecommunications / C.Quemard, F. Smektala, V. Couderc et al. // *J. Phys. and Chem. of Solids*. — 2001. — **62**. — P. 1435—1440.
41. *Zakery A., Hatami M.* Nonlinear optical properties of pulsed-laser-deposited Ge—As—Se films and simulation of a nonlinear directional coupler switch // *J. Opt. Soc. Amer. — B*. — 2005. — N 22. — P. 591—597.
42. *Third-order* nonlinear optical properties of chalcogenide glasses / H. Kanbara, S. Fujikawa, K. Tanaka et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 1997. — 70. — P. 925—927.
43. *Nonlinear* optical properties of chalcogenide glasses in the system As-S-Se / Cardinal, K.A. Richardson, H. Shim et al. // *J. Non-Cryst. Solids*. — 1999. — N 256—257. — P. 353—360.
44. *Compositional* dependence of the nonlinear refractive index of new germanium-based chalcogenide glasses / L. Petit, N. Carlie, H. Chen et al. // *J. Solid State Chem.* — 2009. — **182**. — P. 2756—2761.
45. *Third* and second order nonlinear optical properties of Ge-Se-S-As chalcogenide glasses / F. Smektala, J. Troles, V. Couderc et al. // *SPIE Proc.* — 2002. — **4628**. — P. 30—38.
46. *Linear* and nonlinear optical characterization of tellurium based chalcogenide glasses / S. Cherukulappurath, M. Guignard, C. Marchand et al. // *Optics Commun.* — 2004. — N 242. — P. 313—319.
47. *Correlation* between the nonlinear refractive index and structure of germanium-based chalcogenide glasses / L. Petit, N. Carlie, A. Humeau et al. // *Mater. Res. Bull.* — 2007. — N 42. — P. 2107—2116.
48. *Effect* of the substitution of S for Se on the structure and non-linear optical properties of the glasses in the system $\text{Ge}_{0,07}\text{Ga}_{0,05}\text{Sb}_{0,07}\text{S}_{0,70-x}\text{Se}_x$ / L. Petit, N. Carlie, R. Ville-neuve et al. // *J. Non-Crystalline Solids*. — 2006. — N 352. — P. 5413—5420.
49. *Two-photon* absorption and nonlinear refraction of lanthanum sulfide-gallium sulfide glasses / Z.H. Zhou, T. Hashimoto, H. Nasu et al. // *J. Appl. Phys.* — 1998. — N 84. — P. 2380—2384.
50. *Large* and ultrafast third-order optical nonlinearity of $\text{GeS}_2\text{-Ga}_2\text{S}_3\text{-CdS}$ chalcogenide glass / X.F. Wang, Z.W. Wang, J.G. Yu et al. // *Chem. Phys. Lett.* — 2004. — **399**. — P. 230—233.
51. *Asobe M., Kanamori T., Kubodera K.* Ultrafast all-optical switching using highly nonlinear chalcogenide glass fiber // *IEEE Photon. Technol. Lett.* — 1992. — **4**. — P. 362—365.
52. *Efficient* and ultrafast all-optical switching using high Δn , small core chalcogenide glass fiber / M. Asobe, H. Itoh, T. Miyazawa et al. // *Electron. Lett.* — 1993. — **29**. — P. 1966—1968.

53. *Breakthrough* switching speed with an all-optical chalcogenide glass chip: 640 Gbit/s demultiplexing / M. Galili, J. Xu, C.H. Mulvad et al. // *Optics Express*. — 2009. — **17**, N 4. — P. 2182—2187.
54. *Large* Raman gain and nonlinear phase shifts in high-purity As₂Se₃ chalcogenide fibers / R.E. Slusher, G. Lenz, J. Hodelin et al. // *J. Opt. Soc. Amer.* — B. — 2004. — **21**. — P. 1146—1155.
55. *Abedin* K.S. Observation of strong stimulated Brillouin scattering in single-mode As₂Se₃ chalcogenide fiber // *Optics Express*. — 2005. — **13**, N 25. — P. 10266—10271.
56. *Highly* efficient Brillouin slow and fast light using As₂Se₃ chalcogenide fiber / K.Y. Song, K.S. Abedin, K. Hotate et al. // *Ibid.* — 2006. — **14**, N 13. — P. 5860—5865.
57. *Abedin* K.S. Single-frequency Brillouin lasing using single-mode AsSe chalcogenide fiber // *Ibid.* — 2006. — **14**, N 9. — P. 4037—4042.
58. *Efficient* optical pulse compression using chalcogenide single-mode fibers / L. Fu, A. Fuerbach, I.C.M. Littler et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — **88**. — P. 081116-1—081116-3.
59. *Error* free all optical wavelength conversion in highly nonlinear As-Se chalcogenide glass fiber / V.G. Ta'eed, L. Fu, M. Pelusi et al. // *Optics Express*. — 2006. — **14**, N 22. — P. 10371—10376.
60. *All optical* wavelength conversion via cross phase modulation in chalcogenide glass rib waveguides / V.G. Ta'eed, M.R.E. Lamont, D.J. Moss et al. // *Ibid.* — 2006. — **14**, N 23. — P. 11242—11247.
61. *Sutherland* R.L. *Handbook of Nonlinear Optics*. 1st edn. // New York: Marcel Dekker, 1996.
62. *Femtosecond* Z-scan and degenerate four-wave mixing measurements of real and imaginary parts of the third-order nonlinearity of soluble conjugated polymers / M. Samoc, A. Samoc, B. Luther-Davies et al. // *J. Opt. Soc. Amer.* — B. — 1998. — **15**. — P. 817—825.

Институт физики полупроводников
им. В.Е. Лашкарева
НАН Украины,
Проспект Науки, 41
03028 Киев

Получено 15.05.2010