

ского поля на 1-2 порядка ниже, чем в наших опытах; во-вторых, поверхность ШМ не коронирует, а эмитирует заряженные частицы; в-третьих, при движении ШМ над поверхностью земли, которая является нижним электродом, верхний отсутствует, и ионный ток, текущий наверх, разносится ветром. Эти отличия существенны для количественного описания движений ШМ, но непринципиальны для физической стороны вопроса. По-видимому, наибольшее приближение к условиям ШМ в наших опытах достигалось при испытаниях шара с очень тонкой, легко коронирующей проволокой.

Л и т е р а т у р а

- [1] С т а х а н о в И.П. О физической природе шаровой молнии. М.: Энергоатомиздат, 1985. 208 с.
- [2] М я з д р и к о в О.А. Электродинамическое псевдооживление дисперсных систем. Л.: Химия, 1984. 160 с.
- [3] И о с с е л ь Ю.Я. Электрические поля постоянных токов. Л.: Энергоатомиздат, 1986. 160 с.
- [4] П о д м о ш е н с к и й И.В., А л е к с а н д р о в В.Я. - ЖТФ, 1985, т. 55, № 11, с. 2129-2133.
- [5] В е р е щ а г и н И.П., Л е в и т о в В.И., М и р з а б е к я н Г.Э. и др. Основы электрогазодинамики дисперсных систем. М.: Энергия, 1974. 480 с.
- [6] А л е к с а н д р о в В.Я., П о д м о ш е н с к и й И.В., С а л л ь С.А. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 20, с. 1230-1233.

Поступило в Редакцию
4 апреля 1987 г.
В окончательной редакции
13 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 7

12 апреля 1988 г.

НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ВОЛНОВОДОВ НА ОСНОВЕ СТЕКЛООБРАЗНОГО As_2S_3

А.Ю. В и н о г р а д о в, Э.А. С м о р г о н с к а я,
Е.И. Ш и ф р и н

В работах [1, 2] обнаружены и исследованы значительные по величине эффекты фоторефракции и фотопоглощения в пленках халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) при оптическом возбуждении выше края фундаментального поглощения. Эти результаты стимулировали изучение нелинейных оптических свойств пленок ХСП в традиционном однолучевом варианте при возбуждении в области слабой дисперсии.

Одной из возможностей наблюдения оптических нелинейностей в ХСП в этом случае является изучение тонкопленочных волноводов на их основе, тем более, что такое исследование представляет интерес в связи с перспективностью использования ХСП в интегрально-оптических системах в ИК диапазоне [3]. В данном сообщении приведены первые результаты изучения влияния оптических нелинейностей на модовый режим и затухание света в тонкопленочном волноводе на основе стеклообразного As_2S_3 .

Планарный волновод толщиной $L \approx 1.5$ мкм возбуждался ТЕ волной с помощью призмленного элемента ввода. Источником света служил He-Ne лазер мощностью 10 мВт на длине волны $\lambda = 0.63$ мкм. Прошедший по волноводу свет выводился с помощью призмы и регистрировался фотодиодом. Затухание света в волноводе измерялось с помощью световолокна, регистрировавшего рассеянный свет вдоль трека в волноводе – воздушные моды. На эксперименте возбуждалась TE_1 мода и на выходе при различных уровнях возбуждения $I_{1\text{возб}}$ измерялись интенсивности света в TE_0 и TE_2 модах и величина затухания D для суммарной интенсивности. Уровень возбуждения изменялся с помощью поляризатора и нейтральных фильтров в пределах двух порядков величины и достигал 10^3 Вт/см².

Следует отметить, что в планарных волноводах на основе ХСП ($L \geq 1$ мкм) при возбуждении одной направляемой моды, как правило, реализуется многомодовый режим, что связано, по-видимому, с несовершенствами призмленного ввода, а также поверхности пленки и подложки. Наряду с основной n -й возбуждаемой модой заметными оказываются $(n-1)$ -я и $(n+1)$ -я моды, хотя их интенсивности I_{n-1} и I_{n+1} обычно на порядок ниже, причем $I_{n-1} > I_{n+1}$. При слабых возбуждениях соотношения между I_n , I_{n-1} и I_{n+1} не зависят от $I_{n\text{возб}}$.

В настоящей работе нами было обнаружено, что при низких уровнях возбуждения TE_1 моды интенсивности основной TE_1 и побочных TE_0 и TE_2 мод пропорциональны $I_{1\text{возб}}$, однако начиная с некоторых уровней $I_{1\text{возб}}$ с ростом $I_{1\text{возб}}$ интенсивности побочных мод сверхлинейно растут с $I_{1\text{возб}}$. Поскольку $I_1 \gg I_0$, I_2 , отклонения зависимости I_1 ($I_{1\text{возб}}$) от линейной на эксперименте были незаметны. На рис. 1 показана зависимость относительных интенсивностей света в TE_0 и TE_2 модах на выходе волновода от уровня возбуждения TE_1 моды на входе. Значения I_0 и I_2 нормированы на соответствующие максимальные интенсивности $I_{0\text{max}}$ и $I_{2\text{max}}$, наблюдавшиеся при максимальных $I_{1\text{возб}}$. На рис. 1 отчетливо виден сверхлинейный рост I_0 и I_2 . Таким образом, с ростом $I_{1\text{возб}}$ идет перераспределение мощности между TE_1 , TE_0 и TE_2 модами, так что возрастает доля мощности, переносимая побочными модами. Относительный рост доли мощности в TE_0 и TE_2 модах при максимальных $I_{1\text{возб}}$ достигал $\sim 8\%$.

С увеличением уровня возбуждения волновода нами наблюдалось также сверхлинейное возрастание интенсивности света, рассеянного в воздушные моды. Это хорошо видно из рис. 2, на котором показаны относительные изменения затухания D при трех разных уров-

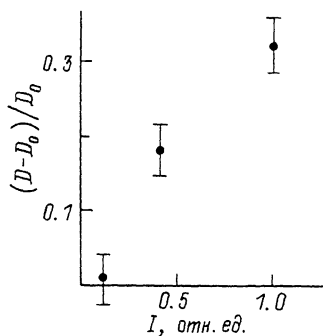
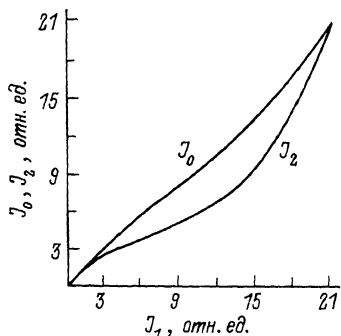


Рис. 1. Изменение интенсивности TE_0 и TE_2 мод (I_0, I_2) на выходе волновода в зависимости от уровня возбуждения TE_1 моды на входе.

Рис. 2. Относительные изменения затухания света $\frac{D-D_0}{D_0}$ в волноводе в зависимости от интенсивности возбуждения.

нях возбуждения $\frac{D-D_0}{D_0}$, где D_0 - уровень затухания при слабом возбуждении. Следует отметить, что хотя в данном эксперименте высокий уровень утечки связан в основном с несовершенствами волновода, нелинейные утечки дают ощутимый вклад в энергетические потери.

Оптические нелинейности в тонкопленочных волноводах на основе ХСП требуют детального теоретического рассмотрения. Физическая же картина наблюдавшихся явлений сводится в общих чертах к следующему. При вводе в волновод слабо поглощаемого света формируется электромагнитное поле достаточно высокой интенсивности, чтобы свет на входе волновода испытывал самовоздействие за счет модуляции показателя преломления, пропорциональной квадрату амплитуды поля в данной точке волновода. Самовоздействие такого типа рассматривалось в [4]. Фоторефракция приводит к перераспределению поля внутри и вне пленки ХСП. Результирующее поле может быть представлено как суперпозиция мод невозмущенного волновода [5], вклад которых в переносимую мощность зависит от уровня возбуждения. Нами были проведены расчеты относительных вкладов направляемых мод в переносимую мощность, и энергетических потерь для случая четных и нечетных мод симметричного волновода на основе пленки As_2O_3 толщиной 1.5 мкм и показателем преломления $n_0=2.4$ при $\lambda=0.63$ мкм, помещенной между двумя одинаковыми средами с показателем преломления 1.3. Численные оценки для такого гипотетического волновода показали, что при мощности лазера 10 мВт и эффективности ввода 1% из TE_0 или из TE_1 мод

в побочные направляемые моды соответствующей четности может „перекачиваться“ до нескольких процентов мощности. Полученный результат качественно согласуется с данными эксперимента. Коэффициент нелинейности, которым обычно характеризуют оптическую нелинейность керровской среды, n_2 при $\lambda = 0.63$ мкм предполагался равным 10^{-7} см²/Вт. Эта величина соответствует значениям n_2 при $\lambda = 0.54$ мкм [2], если учесть корреляцию между величиной n_2 и коэффициентом поглощения на длине волны возбуждающего света.

В излучательные моды, согласно нашим оценкам, за счет фото-рефракции рассеивается менее 1% мощности. Сопоставляя эти оценки с экспериментом (рис. 2), можно полагать, что механизм нелинейных потерь в волноводе определяется в основном фотопоглощением.

Авторы выражают благодарность Т.Ф. Мазец и В.Х. Шпунту за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Коломиец Б.Т., Мазец Т.Ф., Павлов С.К. - ФТП, 1978, т. 12, № 8, с. 1590-1594.
- [2] Мазец Т.Ф., Павлов С.К., Сморгонская Э.А., Шифрин Е.И. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, в. 13, с. 802-805.
- [3] Андриеш А.М. - Тезисы докладов конференции „Аморфные полупроводники-84“, с. 205-211.
- [4] Vincent P., Paraire N., Nevier eM., Koster A., Reinisch R. - J. Opt. Am. B., 1985, v. 2, N 7, p. 1106-1116.
- [5] Маркузе Д. Оптические волноводы, М.: Мир, 1974, с. 392-417.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
19 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 7

12 апреля 1988 г.

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ДИАПАЗОНЕ

И.Б. Беликов, В.Б. Волошинов,
А.Б. Касьянов, В.Н. Парыгин

Брэгговская дифракция света на ультразвуке может быть использована для спектральной фильтрации электромагнитного излучения [1]. Разрабатываемые в настоящее время акустооптические (АО)