

Институт физики АН УССР,
Киев

Поступило в Редакцию
27 июля 1987 г.
В окончательной редакции
19 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 3

12 февраля 1988 г.

РАССЕЯНИЕ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОДОЛЬНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЕ В ОДНОМОВОМ КВАРЦЕВОМ СВЕТОВОДЕ

Г.Е. К р е й м е р м а н, М.Я. М е ш,
В.В. П р о к л о в

Эффекты рассеяния оптического излучения в волоконных световодах (ВС) при взаимодействии с акустической волной имеют свои особенности.

В работе [1] исследовалось рассеяние излучения вперед на термически возбужденных статистических акустических волнах, распространяющихся в одномодовом ВС, при ненулевых сдвигах частоты излучения в диапазоне 10^2 - 10^3 МГц. При этом на выходе из световода процесс рассеяния регистрировался как модуляция поляризации, обусловленная рассеянием на поперечных радиальных акустических модах.

В работе [2] наблюдалось рассеяние излучения назад в одномодовом ВС на термически возбужденных акустических волнах при сдвигах частоты излучения в диапазоне 10^3 - 10^4 МГц. В этом случае направление поляризации падающего излучения совпадало с направлением поляризации рассеянного излучения, и условие пространственного синхронизма не выполнялось. Доминирующим фактором в рассеянии было рассеяние на продольных акустических волнах.

В настоящей работе рассмотрены особенности рассеяния когерентного излучения на акустических волнах, индуцированных внешним источником акустических колебаний и распространяющихся в одномодовом ВС. Этот случай интересен тем, что он отличается от рассеяния Мандельштамма-Бриллюэна в объемных материалах, где рассеяние вперед происходит без сдвига частоты в соответствии с условием Брэгга.

Наш эксперимент проводился на установке, представленной на рис. 1. В качестве источника акустических колебаний использовался пьезокерамический преобразователь из материала ЦТС-19 $30 \times 10 \times 2$ мм. ВС в средней части его длины приклеивался к преобразователю в двух точках. Длина L одномодового кварцевого

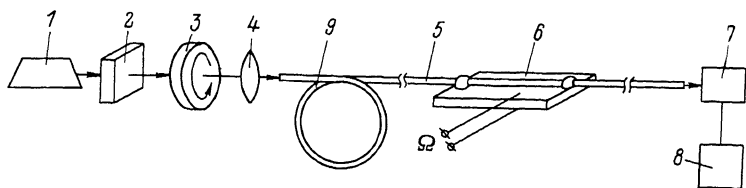


Рис. 1. 1 - $He-Ne$ одномодовый лазер, 2 - четверть-волновая пластина, 3 - поляризатор, 4 - линза, 5 - одномодовый световод, 6 - пьезокерамический преобразователь; 7 - фотоприемник, 8 - анализатор спектра СВ-25, 9 - модовый фильтр.

ВС была 2 м, диаметр жилы - 5 мкм, диаметр оболочки, легированной бором, - 125 мкм, диаметр пластикового покрытия - 0.6 мм, модуль упругости покрытия $4 \cdot 10^9$ Н/м², длина биения двулучепреломления - 10 см. На начальном участке ВС создавался модовый фильтр путем накрутки нескольких витков ВС на стержень диаметром 10 мм для исключения оболочечных мод. При подаче переменного напряжения на пьезопреобразователь в ВС возбуждались продольные колебания, которые распространялись по нему. На выходе ВС при этом наблюдалась модуляция интенсивности излучения на частоте Ω акустических колебаний в диапазоне от 3 до 45 кГц. Эффективность модуляции J_{\sim}/J_{const} изменялась в диапазоне 10^{-2} - 10^{-1} в зависимости от частоты Ω , где J_{\sim} - переменная составляющая интенсивности на частоте Ω , J_{const} - постоянная составляющая. Шум составлял 5% от величины $J_{\sim}/J_{const} \approx 10^{-2}$ в полосе частот 3 кГц.

Эффект модуляции можно объяснить тем, что рассеянное на акустической волне излучение, сдвинутое по частоте на Ω , взаимодействует (интерferирует) при распространении по световоду с нерассеянной частью проходящего по световоду излучения. В результате возникают биения интенсивности на частоте Ω . Модуляция поляризации не наблюдается. Следовательно, направление поляризации падающего излучения совпадает с направлением поляризации рассеянного излучения.

Известно [3], что при рассеянии когерентного излучения на продольной акустической волне моды падающего излучения, поляризованные в плоскости рассеяния \vec{k} ; \vec{k}' и перпендикулярно ей (где \vec{k} , \vec{k}' - волновые векторы падающего и рассеянного излучения соответственно), рассеиваются в моды излучения с теми же направлениями поляризации. При этом коэффициенты преобразования α интенсивности в рассеянное излучение для этих двух ортогональных направлений разные. При рассеянии на поперечной акустической волне направления поляризации мод рассеянного излучения ортогональны направлениям поляризации, лежащим в плоскости \vec{k} , \vec{k}' мод падающего излучения, а коэффициенты преобразования α для этих ортогональных направлений совпадают. Это было эксперименталь-

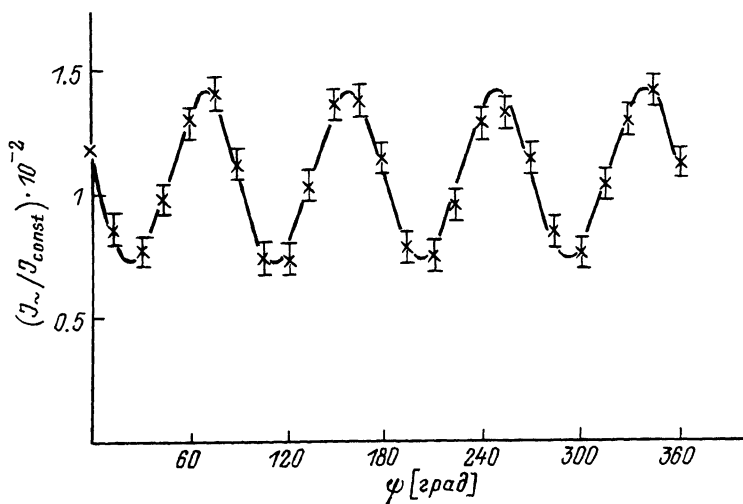


Рис. 2.

но проверено при измерении зависимости эффективности модуляции $\frac{J_{\sim}}{J_{const}}$ излучения на выходе ВС от азимутального угла ψ направления поляризации излучения на входе в ВС (рис. 2). Амплитуда напряжения на пьезопреобразователе была 20 В, частота колебаний $\Omega = 40$ кГц. Через каждые 90° наблюдались четыре максимума эффективности модуляции $\frac{J_{\sim}}{J_{const}}$ и четыре минимума, сдвинутые на 45° относительно максимумов. Отношение интенсивностей сигнала модуляции в максимуме и минимуме зависело от величины двулучепреломления в ВС, а положение максимумов совпадало с направлением осей двулучепреломления в ВС.

Таким образом, наличие четырех максимумов (и минимумов) и их ориентация согласуются с фактом рассеяния излучения на продольной акустической волне с различными коэффициентами преобразования для ортогональных поляризаций излучения относительно плоскости рассеяния в двулучепреломляющей среде. Этот эксперимент также исключает возможность модуляции интенсивности излучения за счет модулируемой утечки излучения на изгибах или микроизгибах, которые могут быть вызваны акустическими колебаниями. Акустическая волна при малых частотах 40 кГц имеет достаточно большую длину волны (~ 10 см) по сравнению с поперечными размерами ВС, что может приводить к сильному влиянию границ раздела оболочки-покрытия и покрытия-воздух на однородность волнового фронта акустической волны. Однако из-за малых поперечных размеров области взаимодействия (жила ВС) излучения с акустической волной в этой области можно считать фронт акустической волны плоским. В этом случае, модифицируя известное

соотношение [4], полученное для плоских акустических волн и волн излучения, можно записать для интенсивностей рассеянного излучения, поляризованных в плоскости $(\vec{K}; \vec{K}')J_{II}'$ и ортогонально ей J_{I}'

$$J_{II}' = \alpha_{II} J_{II} L^2 \frac{\sin^2 \frac{\Delta KL}{2}}{\left(\frac{\Delta KL}{2}\right)^2}; \quad J_{I}' = \alpha_{I} J_{I} L^2 \frac{\sin^2 \frac{\Delta KL}{2}}{\left(\frac{\Delta KL}{2}\right)^2}, \quad (1)$$

где J_{II} , J_{I} - интенсивности компонент падающего излучения, поляризованных в плоскости \vec{K} ; \vec{K}' и ортогонально ей, $\Delta \vec{K} = \vec{K}' - \vec{K} - \vec{q}$, \vec{q} - волновой вектор акустической волны. При выполнении условия пространственного синхронизма ($\Delta \vec{K} = 0$) J' растет пропорционально L^2 . Однако это условие при рассеянии излучения на продольной акустической волне в одномодовом ВС не выполняется вследствие совпадения направлений поляризации падающего и рассеянного излучения (в лучшем случае $\Delta K = q$). В эксперименте при изменении длины ВС путем обламывания выходного конца наблюдалось периодическое изменение эффективности модуляции (измерения проводились на частоте $\Omega = 40$ кГц), от нулевого до максимального значения, при этом период изменения составил 8 мм. Таким образом, периодический характер изменения эффективности модуляции является следствием невыполнения условия пространственного синхронизма ($\Delta K \neq 0$) и в соответствии с (1) ΔK составляет величину $\approx 6 \text{ см}^{-1}$.

Приведенное рассмотрение справедливо для рассеяния когерентного излучения при шумах лазера менее 5% от сигнала излучения. Однако при введении излучения в ВС от *He-Ne* одномодового лазера, шумы которого составляют 10-15% от сигнала излучения, эффективность модуляции резко падала (в 10^2 раз), что обусловлено уменьшением когерентности излучения, которая, как известно [5], зависит от шумов излучения. При введении излучения в ВС от полупроводникового лазера ИЛПН-304 с малой длиной когерентности (~ 1 мм) модуляции излучения не наблюдалось. Следовательно, когерентность падающего излучения достаточно сильно влияет на процесс рассеяния излучения на акустической волне в ВС. Это влияние дополнительно отличает процесс рассеяния излучения на акустической волне в ВС от модуляции интенсивности излучения на изгибах и микроизгибах ВС, которые могут индуцироваться акустической волной.

Экспериментально обнаруженное рассеяние излучения на возбужденной внешним источником продольной акустической волне, являясь одним из видов акусто-оптического взаимодействия, может найти применение при создании волоконно-оптических устройств (например, датчиков акустических волн).

- [1] L e v e n s o n M.D., S h e l b y R.M. Conf. Lasers and Electro-Opt., Baltimore, Md, 21-24 May, 1985, Dig. Techn. Pap., p. 244-246.
- [2] T h o m a s P.V., R o w e l N.L., v a n D r i e l H.M. and S t e g e m a n G.I. - Physical Review B, 1979, v. 19, N 10, p. 4986-4998.
- [3] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Электродинамика сплошных сред, М.: Наука, 1982. 620 с.
- [4] Я р и в А. Квантовая электроника и нелинейная оптика. М.: Советское радио, 1973. 455 с.
- [5] М е й т л е н д А., Д а н н М. Введение в физику лазеров, М.: Наука, 1978. 407 с.

Поступило в Редакцию
2 сентября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 3

12 февраля 1988 г.

АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ В УМЕРЕННО ПЛОТНЫХ ГАЗАХ

А.А. А р т е м ь е в, А.Я. П о л и ш у к,
А.Г. Х р а п а к

В последние годы медленные позитроны широко используются для изучения свойств плотных газов и жидкостей [1, 2]. Однако из важнейших характеристик позитрона в среде является скорость аннигиляции λ_1 , равная обратному времени жизни позитрона. В разряженных газах скорость аннигиляции позитронов пропорциональна концентрации атомов или молекул N [1]

$$\lambda_1 = \lambda \cdot r_0^2 \cdot c \cdot Z_{eff} \cdot N, \quad (1)$$

где r_0 - классический радиус электрона, c - скорость света, Z_{eff} - эффективное число электронов в атоме или молекуле, которое может значительно отличаться от истинного числа электронов Z . При высоких концентрациях и низких температурах зависимость $\lambda_1(N)$ становится существенно нелинейной, что связано прежде всего с образованием позитронных кластеров. Условия образования и свойства позитронных кластеров, а также их влияние на скорость аннигиляции позитронов хорошо изучены [2].

Область промежуточных концентраций, где уже наблюдаются отклонения от (1), но образование кластеров термодинамически невыгодно, исследована значительно хуже. В работе [3] скорость анни-