

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

07; 09; 11

Журнал технической физики, т. 59, в. 7, 1989

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ
ИК ДИАПАЗОНА
В СОСТАВНОМ ОТКРЫТОМ ВОЛНОВОДЕ

С. П. Суров, Н. М. Лындин, В. А. Сычугов

Развитие физики конденсированных сред и в особенности физики поверхности определенно демонстрирует, что поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) играют важную роль в процессах взаимодействий излучения с веществом. Исследование основных свойств ПЭВ привели к появлению нового метода изучения поверхности и границ раздела, т. е. к спектроскопии поверхностных поляритонов. В последнее время большой интерес привлекают к себе нелинейные взаимодействия с участием ПЭВ. Наряду с этим появляется возможность разработки и реализации устройств на основе использования ПЭВ, таких как модуляторы излучения, поляризаторы, фильтры и т. д. В плане практического применения большой интерес представляют открытые волноводы с воздушным промежутком или так называемые составные волноводы. Первые исследования таких волноводов в среднем ИК диапазоне были выполнены в работе [1]. Авторами, в частности, было показано, что воздушный промежуток между двумя участками открытого волновода, в сотни раз превышающий длину волны ПЭВ $\lambda=10.6$ мкм, практически не сказывается на затухании ПЭВ. В настоящей работе это свойство составного волновода было использовано нами для реализации некоторых устройств диапазона 10 мкм.

Известно, что при распространении ПЭВ по гофрированной поверхности металла происходит ее отражение, если период гофра $\Lambda=\lambda/(n^*)$, где n^* — эффективный показатель преломления поверхностной волны. Эффективность такого отражения может достигать $R\approx 70\%$ [2]. По сути дела гофрированный участок открытого волновода представляет собой частотный фильтр ПЭВ, работающий на отражение. Однако часто предпочитают использовать фильтр, работающий на проход. Такой фильтр может быть реализован на базе двух гофрированных участков волновода, имеющих фазовый сдвиг гофров [3]. В нашем устройстве для регулировки фазового сдвига между двумя решетками был создан переменный воздушный зазор. Малые потери излучения при прохождении волной воздушного промежутка является одним из факторов, обеспечивающих работоспособность рассматриваемого фильтра. Другим таким фактором является, конечно, эффективность отражения ПЭВ на решетках. Процесс брэгговского отражения ПЭВ ($\lambda=10.6$ мкм) на пленке Cu со слабым затуханием изучался в работе [2]. Описанные в этой работе схема эксперимента и методика измерения коэффициента отражения использованы и в настоящей работе (рис. 1, вставка). Возбуждение ПЭВ на поверхности составного волновода производилось на одной его половине, а обратное преобразование ПЭВ в объемную волну — на другой. С этой целью на поверхности волновода методом фотолитографии были изготовлены следующие решетки [2]: 1 — входная часть (1 — система решеток для контроля длины пробега ПЭВ (период $\Lambda_1=7.8$ мкм, длина $L_1=3$ мм каждой), 2 — для возбуждения ПЭВ ($\Lambda_2=5.9$ мкм, $L_2=4$ мм), 3 — для контроля возбуждения и отражения ПЭВ ($\Lambda_3=7.8$ мкм, $L_3=0.5$ мм), 4 — первая брэгговская решетка ($\Lambda_4=5.316$ мкм), 5 — выходная часть (5 — вторая брэгговская решетка ($\Lambda_5=4.4$ мкм), 6 — для контроля прохождения ПЭВ ($\Lambda_6=7.8$ мкм, $L_6=3$ мм)). Все решетки имели глубину $2\approx 0.21$ мкм. Образец представлял собой стеклянную подложку с напыленной пленкой меди толщиной $h=0.3$ мкм. В эксперименте использовался высокостабильный по частоте и мощности CO_2 лазер ЛП-74 и приемник-фоторезистор Ge—Au. Пучок света падал на решетку 2 под углом возбуждения ПЭВ $\theta\approx 52^\circ$, далее волна частично излучалась на решетке 3 (интенсивность J_1), частично от-

ражалась на решетках 4 и 5, затем отраженная часть ПЭВ излучалась на решетке 3 (интенсивность J_2), а прошедшая — на решетке 6. Определив с помощью решеток 1, 2 коэффициент затухания ПЭВ на гладкой поверхности металла, а также на решетке 3 ($\alpha_0 \approx 0.3 \text{ см}^{-1}$ для гладкой поверхности и $\alpha_3 \approx 1.5 \text{ см}^{-1}$ на решетке 3), из отношения интенсивностей J_1 и J_2 можно найти коэффициенты отражения R и прохождения T ПЭВ на брэгговской решетке [2]. На рис. 1 показана зависимость R от длины решетки 4 L_4 , полученная в эксперименте. Здесь же представлена расчетная зависимость $R(L_4)$ (сплошная линия), полученная путем использования формализма, развитого в [4]. В расчете были взяты следующие параметры: коэффициент затухания ПЭВ на решетке 4 $\alpha_4 = 0.8 \text{ см}^{-1}$, коэффициент связи $\kappa = 3.5 \text{ см}^{-1}$. С этими параметрами получается наилучшее совпадение экспериментально измеренных значений ширины линии отражения и максимального коэффициента отражения. Отметим, что на рис. 1 зависимость $R(L_4)$ приведена для максимальных значений коэффициента отражения, она получена в эксперименте путем измерения зависимости R от φ — угла падения ПЭВ на отра-

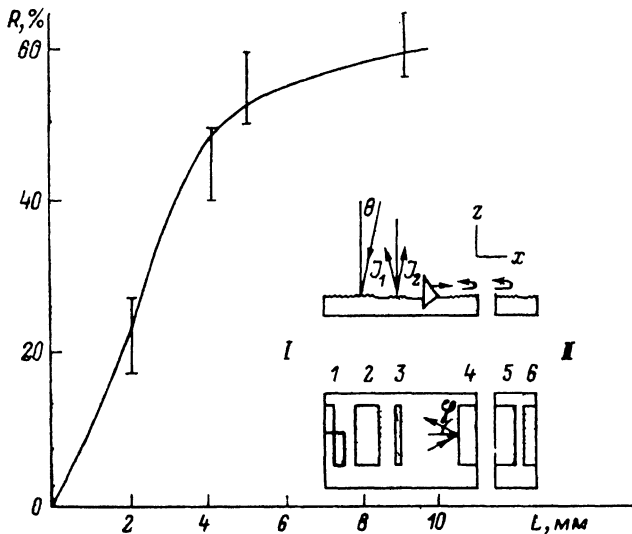


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражений R брэгговской решетки от ее длины L_4 .
 $\Delta = 5.3 \text{ мкм}$, $2\sigma = 0.21 \text{ мкм}$, $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$.

жающую решетку. При этом спектральная ширина линии отражения находилась из соотношения

$$\Delta\lambda = -2\Lambda \sin \varphi_B \Delta\varphi, \quad (1)$$

где φ_B — угол Брэгга, а $\Delta\varphi$ — угловая ширина линии отражения.

В эксперименте с двумя отражающими решетками обе части образца размещались на специальном столике, который позволял перемещать одну часть образца относительно другой с точностью 0.4 мкм. Первоначально обе части образца располагались в одной плоскости так, что при воздушном зазоре между ними $S \approx 200 \text{ мкм}$ эффективность перехода ПЭВ с одной половины образца на другую в отсутствие отражающих решеток достигала 92%. Затем уже с решетками вблизи краев воздушного зазора измерялся коэффициент отражения ПЭВ в зависимости от расстояния между решетками. При этом наблюдалось периодическое изменение R в диапазоне от 1.5 до 60% с периодом, равным $\lambda/2 \approx 5.3 \text{ мкм}$. При фиксированной величине зазора определялась форма линии отражения в зависимости от угла φ падения ПЭВ на решетку. На рис. 2 показана зависимость $R(\varphi)$ для решеток, имеющих следующие параметры: $L_4 = 2 \text{ мм}$, $L_5 = 3 \text{ мм}$ и величина зазора $l = \lambda n/2 + \lambda/4 \approx 50 - 100 \text{ мкм}$. Штриховой линией на этом рисунке показана угловая зависимость R от φ при зазоре между решетками, равном $l = \lambda n/2$. Приведенные на рис. 2 данные показывают возможность создания узкополосного фильтра, работающего на проход в ИК диапазоне. Действие такого фильтра в оптическом диапазоне длин волн детально описано в работе [4], где показано, что брэгговское отражение излучения смещенных решеток вблизи некоторой длины волны резко уменьшается и положение минимума отражения на шкале длин волн определяется взаимным расположением решеток. В частности, при расстоянии между решетками, равном $l = \lambda n/2 + \lambda/4$, минимум попадает в центр линии отражения. Следует отметить, что вне линии отражения брэгговских

решеток рассматриваемый здесь фильтр также пропускает излучение, что, конечно, является недостатком его. Чтобы устранить этот недостаток в качестве одного из зеркал следует использовать частично пропускающее неселективное зеркало. В целях поиска такого зеркала для ПЭВ нами был изучен процесс распространения ПЭВ через воздушный промежуток в случае смещения одной половины металлизированного образца относительно другой в направлении, перпендикулярном их поверхностям (рис. 4). При этом выходная половина образца имела плоскополированный металлизированный торец, образующий угол в 90° с поверхностью образца. Поскольку поверхностная волна, локализованная вблизи поверхности металла, простирается от металла в воздух на глубину до 100 мкм, то при встрече с вертикальной металлической стенкой ограниченных по высоте размеров ПЭВ частично будет отражаться, а частично проходить дальше. На рис. 3 приведена зависимость коэффициента отражения R и прохождения T ПЭВ в такой структуре в зависимости от высоты стенки h . Экспериментальные данные показывают, что, изменяя высоту h , можно плавно менять коэффициент отражения ПЭВ от нуля почти до 95 %, т. е. потери на рассеяние излучения в рассматриваемой структуре незначительны. Если теперь на входной половине образца (рис. 4, вставка) вблизи воздушного промежутка расположить брэгговскую решетку и подобрать подходящую высоту отражающей стенки (в эксперименте h была такова, что $R=70\%$, а $T=18\%$), то тогда можно реализовать упомянутый выше фильтр для ПЭВ, работающий на проход. На рис. 4 показана угловая зависимость $T(\varphi)$ для решетки с $L_4=3$ мкм. Согласно ранее полученной зависимости (рис. 1), на решетке L_4 ПЭВ отразится с эффективностью $R \approx 35\%$ и частично затухнет. От торца части II оставшаяся часть ПЭВ отразится с большой эффективностью. В рассматриваемой реальной системе амплитуды ПЭВ, отраженных от решетки 4 и от торца, близки по интенсивности и поэтому взаимно погасят друг друга при $l \approx \lambda/4 + \lambda/2$.

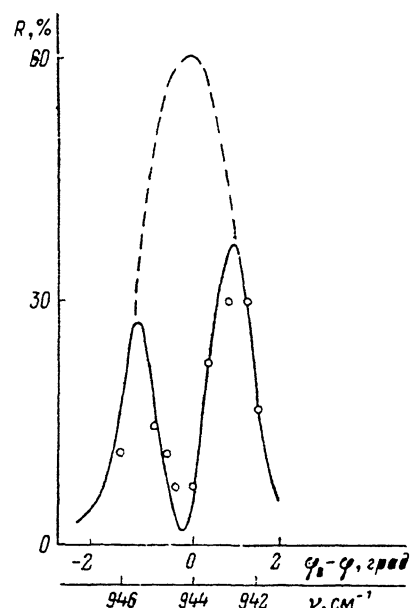


Рис. 2. Экспериментальная (кружки) и теоретическая (сплошная линия) зависимости коэффициента отражения R фильтра от частоты ν .

с эффективностью $R \approx 35\%$ и частично затухнет. От торца части II оставшаяся часть ПЭВ отразится с большой эффективностью. В рассматриваемой реальной системе амплитуды ПЭВ, отраженных от решетки 4 и от торца, близки по интенсивности и поэтому взаимно погасят друг друга при $l \approx \lambda/4 + \lambda/2$.

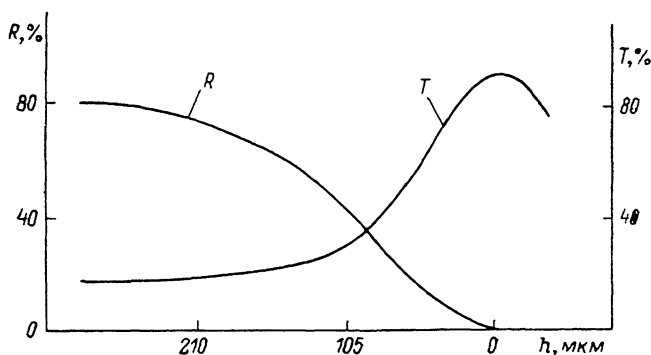


Рис. 3. Зависимости отражения R и пропускания T ПЭВ системой, показанной на вставке рис. 4, от перепада высот частей I и II образца h (рис. 4).

Таким образом, будет иметь место процесс селективного прохождения ПЭВ. Измеренная спектральная ширина полосы пропускания фильтра составляет $\Delta\nu = \Delta(1/\lambda) \approx 3$ см $^{-1}$, что близко по величине спектральной ширине линии отражения решетки. Описанная здесь конструкция фильтра обладает рядом преимуществ. Во-первых, при достаточно высокой эффективности фильтра ($T \approx 38\%$) он пропускает действительно только в данном диапазоне длин волн, так как на других длинах волн происходит эффективное отражение света от торца части II ; во-вторых, имеется возможность подстройки отражения и пропускания части II этой системы в зависимости от отражательных способностей решетки 4 , а значит, и амплитудные

согласования ПЭВ, отраженных от решетки 4 и торца. Следует отметить, что в рассматриваемой конструкции вследствие высокоэффективной передачи энергии в виде ПЭВ через воздушный зазор имеется возможность создания целого ряда устройств, позволяющих управлять ПЭВ.

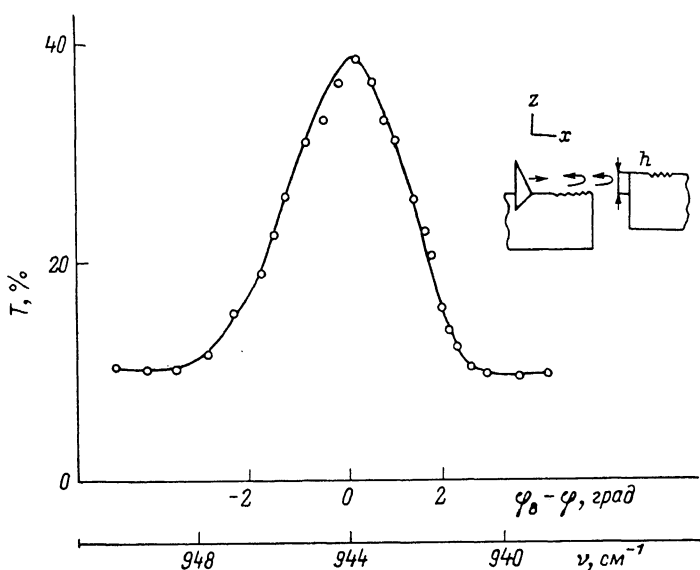


Рис. 4. Спектр пропускания фильтра на основе брэгговского и металлического зеркал ИК диапазона.

На вставке схема эксперимента.

Например, в зазор можно помещать линзу для фокусировки ПЭВ, диспергирующие и другие элементы. В зазор в качестве управляющего элемента может быть помещена брэгговская ячейка на основе акустических волн, объемных или поверхностных. В качестве примера таких возможностей нами был проведен эксперимент по эффективной дифракции ПЭВ на решетке, помещенной в воздушный зазор. В этом эксперименте образец также состоял из двух

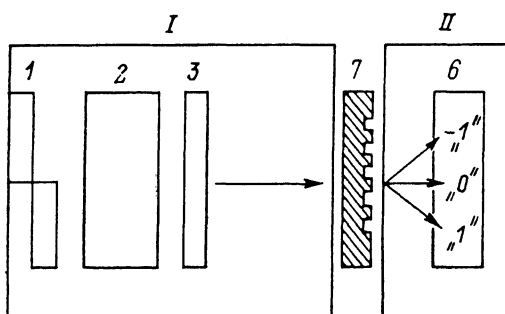


Рис. 5. Схема образца для наблюдения дифракций ПЭВ на решетке в воздушном зазоре 7.

частей I и II (рис. 5). Дифракционная решетка 7 (рис. 5) была сделана на пластине Si толщиной $h=300$ мкм методом фотолитографии (период $\Lambda_7=30$ мкм, глубина $z \approx 0.2$ мкм). Сначала была произведена корректировка частей I и II образца относительно друг друга по оси z с целью достижения максимальной эффективности прохождения ПЭВ через промежуток. Затем по дифракции света He—Ne лазера ($\lambda=0.63$ мкм) была достигнута перпендикулярность штрихов решетки 7 поверхности выходной части II образца, после чего наблюдалось излучение трех дифракционных порядков на выходной решетке 6. Излучения ПЭВ на решетке 6, соответствующие «-1», «0» и «1», порядком дифракции пространственно разделены. Их интенсивности соотносились как 0.062 : 1 : 0.068. При дифракции излучения CO₂ лазера в объемном варианте на этой же дифракционной решетке интенсивности порядков «-1», «0»

и «1» соотносились как 0.073 : 1 : 0.073. Незначительное ослабление интенсивностей ПЭВ, соответствующих «-1» и «1», по сравнению с порядком «0» связано, видимо, с тем, что ПЭВ «0» порядка дифракции подходит к излучающей решетке θ нормально, а ПЭВ порядков «-1» и «1» — под углами $\sim 19^\circ$ к ее нормали.

Выполненные эксперименты показывают, что использование воздушного зазора между различными участками составного волновода может оказаться очень перспективным при создании различного рода устройств на основе этого типа волн в среднем ИК диапазоне.

Литература

- [1] Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Милса. М.: Наука, 1985. 88 с.
- [2] *Свагин А. С., Суров С. П., Сычугов В. А.* // Опт.-мех. пром-сть. 1986. № 7. С. 11—13.
- [3] *Alferness R. C., Joyner C. H., Divino M. D. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 49. N 3. P. 125—127.
- [4] *Kowarschik R., Zimmermann A.* // Optica Acta. 1982. Vol. 29. N 4. P. 455—462.

Институт общей физики
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
9 апреля 1987 г.

06; 07

Журнал технической физики, т. 59, в. 7, 1989

ОЦЕНКА ДИСПЕРСИИ В МНОГОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ С ПОМОЩЬЮ ИСТОЧНИКА С РЕГУЛИРУЕМОЙ ШИРИНОЙ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ

С. Л. Галкин, В. А. Николаев, В. Е. Стригалева

Дисперсия оптических импульсов в волоконных световодах (ВС) является важнейшим параметром, определяющим предельную скорость передачи информации. В настоящее время для измерения дисперсии или обратного ей параметра — широкополосности используются чаще всего прямые методы, регистрирующие изменение формы ультракоротких оптических импульсов при распространении их по ВС или измеряющие частотную характеристику в области модулирующих частот (см., например, [1]). Наряду с этим известны корреляционные методы измерения дисперсии или полосы пропускания [2—4]. Их преимущества перед традиционными прямыми методами заключается в отсутствии широкополосной приемно-передающей аппаратуры, а также в возможности измерений на сравнительно коротких отрезках ВС. В основе корреляционных методов лежит тот факт, что функция временной когерентности излучения обладает свойствами аналитического сигнала [5] и изменяется при распространении по ВС так же, как и любой сигнал. Соответственно модуль функции временной когерентности при распространении по ВС изменяется так же, как импульс оптической мощности идентичной формы и длительности. Корреляционные методы реализованы как с использованием опорного канала [4], так и без него [2].

Метод, изложенный в настоящей работе, является в известной мере продолжением исследований в этом направлении. Суть его заключается в двух основных моментах. Первый из них состоит в том, что полупроводниковые каналные излучатели, в первую очередь суперлюминесцентные диоды и отчасти лазерные диоды, имеют функцию временной когерентности с огибающей, близкой к гауссовой, с интервалом когерентности τ_k , изменяющимся в диапазоне 10^{-13} — 10^{-11} с при изменении тока накачки. В прямых методах измерений это эквивалентно зондированию ВС импульсами оптической мощности такой же длительности, что достигается отнюдь не простыми аппаратными средствами. Второе основное положение состоит в том, что мы измеряем на выходе ВС изменение степени временной когерентности по изменению контраста спекл-картины, являющейся результатом интерференции мод ВС. Для исключения влияния случайных фазовых флуктуаций мод световод возбуждается через матовую пленку [3]. В качестве измеряемой величины выбираем

$$V^2 = \frac{(\bar{I} - \bar{I}^2)^2}{\bar{I}^2}, \quad (1)$$