

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., Jouner 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 канальные 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

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

где I — распределение интенсивности излучения на выходном торце ВС, а черта сверху означает усреднение по торцу ВС. Величина V имеет смысл среднеквадратичного значения контраста спекл-картины.

Используя известные выражения для зависимости I от координат в сечении световода [6], проведя соответствующие усреднения и учитывая ортогональность собственных функций (мод) ВС, получили выражение для оценки степени временной когерентности на выходе ВС

$$\gamma_{\text{вых}}^2(0) \simeq V^2. \quad (2)$$

При этом использовались следующие предположения: а) в многомодовых ВС основную роль играет межмодовая дисперсия, поэтому хроматическую дисперсию мы не учитывали; б) межмодовая связь настолько слаба, что ее можно не принимать во внимание, это может иметь место при использовании качественных многомодовых ВС небольшой длины; в) источник излучения является спектрально чистым со степенью пространственной когерентности, близкой к единице; г) световое поле источника представляет собой стационарный случайный процесс, т. е. мы пренебрегаем фазовыми шумами источника излучения.

Учитывая тот факт, что функция временной когерентности излучения $\gamma_{\text{вх}}(\tau)$ обладает свойствами аналитического сигнала, можно записать

$$\gamma_{\text{вых}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \gamma_{\text{вх}}(\tau) R(t-\tau) d\tau, \quad (3)$$

где $R(t-\tau)$ — импульсный отклик ВС по мощности, который для определенности будем считать равным [7]

$$R(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_c}} \exp(-\tau^2/2\sigma_c^2), \quad (4)$$

где σ_c — дисперсия световода (ширина импульсного отклика по уровню $1/\sqrt{e}$, а вид функции $\gamma(\tau)$ с достаточно хорошей точностью для используемых в экспериментах источников излучения описывается функцией Гаусса вида

$$\gamma_{\text{вх}}(\tau) = \exp(-\pi^2\tau^2/\tau_k^2). \quad (5)$$

Используя выражения (2)–(5), окончательно получим

$$(1 + \pi^2\sigma_c^2/\tau_k^2)^{-1} = V^2. \quad (6)$$

Последнее выражение связывает экспериментально измеряемую величину V^2 с дисперсией ВС σ_c и временем когерентности источника τ_k . В принципе, как отмечалось в работе [3], корреляционный метод позволяет оценить не только дисперсию ВС по известной степени когерентности источника излучения, но и степень когерентности или спектральную ширину линии излучения источника по известной дисперсии ВС.

В экспериментах в качестве источника излучения использовался полупроводниковый каналный излучатель, ширина спектра излучения которого (и, следовательно, время когерентности τ_k) зависела от тока накачки. Эта зависимость определялась с помощью стандартного оптического спектра-анализатора. Для измерения величины V^2 и обработки результатов использовалась матрица ПЗС фотоприемников, сопряженная с контроллером на базе микро-ЭВМ «Правец-8». Измерения проводились для двух типов стандартных (50/125 мкм) ВС со ступенчатым и градиентным профилями показателя преломления длиной 10 м. Значения дисперсии ВС, полученные путем измерений величины V^2 и обработкой в соответствии с формулой (6), составили 10 и 0,9 нс/км для ступенчатого и градиентного профилей соответственно.

Данный метод особенно полезен при оценке дисперсии в сравнительно коротких отрезках ВС от единиц до нескольких сотен метров. Это связано с тем, что на таких длинах еще не устанавливается стационарное распределение мощностей мод ВС и экстраполяция результатов измерения дисперсии, выполненных на длинных отрезках (порядка километров) традиционными методами, может оказаться ошибочной. Однако результаты, полученные приведенным здесь методом, могут экстраполироваться на длинные отрезки ВС, если при измерениях использовать смеситель мод, установленных у входного конца. Кроме этого, рассмотренный метод оказывается полезным при оценке порога чувствительности устройств на базе многомодовых волоконных интерферометров.

- [1] Бабкина Т. В., Григорьянц В. В., Смирнов В. Б. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 10. С. 1899—1939.
 [2] Slehi B. M., Goodman E. G. // Appl. Opt. 1983. Vol. 22. N 7. P. 995—999.
 [3] Freude W., Eritzche C. // X European Conf. on Optical Communication. 1984. P. 216—217.
 [4] Дядловский М. М., Коршунов И. П., Матвеев Р. Ф., Тугубалин В. К. Препринт ИРЭ АН СССР. № 1. М., 1982. 304 с.
 [5] Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. М.: Наука, 1971.
 [6] Семенов Н. А. Оптические кабели связи. М., 1981.

Ленинградский электротехнический
институт связи
им. проф. Бонч-Бруевича

Поступило в Редакцию
2 декабря 1988 г.

04; 10; 12

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

О ВЛИЯНИИ КОЛЛЕКТОРНОЙ ПЛАЗМЫ НА ИЗМЕРЕНИЯ ТОКА СИЛЬНОТОЧНЫХ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

А. В. Лазаренко, Е. С. Чебуков, В. И. Энгелько

Измерение тока сильноточных электронных и ионных пучков (СП) осуществляется с помощью электрических датчиков (шунтов, поясов Роговского), включенных в электрическую цепь коллектора пучка. При этом под действием пучка через некоторое время τ_k на поверхности коллектора в результате его нагрева, испарения и последующей ионизации паров образуется плазма. Время τ_k можно оценить из соотношения

$$\tau_k \geq \frac{\rho c T \Delta h}{W},$$

где ρ , c , T — плотность, теплоемкость и температура плавления материала коллектора; Δh — глубина нагретого (проплавленного) слоя; W — плотность мощности. Образующаяся коллекторная плазма может влиять на результаты измерений параметров СП, если электрическая схема и конструкция коллектора выполнены без учета явлений, сопутствующих образованию и распаду плазмы.

Для исследования этого влияния были проведены эксперименты, схема которых показана на рис. 1. Работа проводилась на сильноточном импульсном ускорителе электронов, где формирование электронного пучка осуществляется в пушке Пирса с многоострийным взрыво-

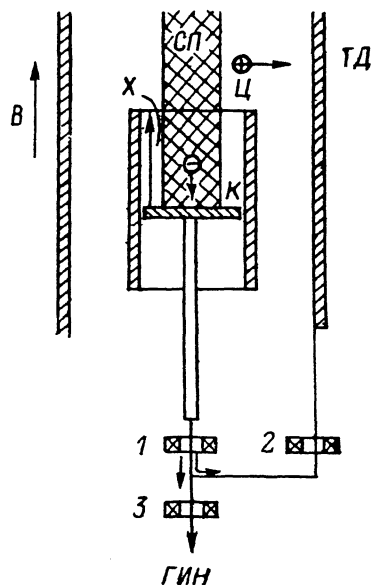


Рис. 1.

К — коллектор, Ц — подвижный цилиндр, ТД — труба дрейфа,
X — расстояние между срезами цилиндра и плоскостью коллектора.

эмиссионным катодом. Источником ускоряющего напряжения является генератор импульсного напряжения (ГИН) Аркадьева—Маркса. Транспортировка пучка в канале дрейфа осуществляется магнитным полем. Параметры пучка: энергия до 200 кэВ, длительность импульса до 80 нс, плотность тока на коллекторе до 25 А/см². Величина магнитного поля в области взаимодействия электронного пучка с коллектором изменялась в диапазоне 0—1.0 Тл [1]. В качестве датчиков тока использовались пояса Роговского и шунты. Датчик 1 измеряет