

в физических системах субмикронных размеров. Исследования моментных функций третьего и четвертого порядков несут дополнительную информацию (при том же самом спектре флуктуаций) о статистических характеристиках изучаемых систем.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 1. — М.: Наука, 1976.
2. Карлин С. Основы теории случайных процессов. — М.: Мир, 1971.
3. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. — М.: Наука, 1981.
4. Kalls K. S., Skocpol W. J., Jackel L. D. et. al. — Phys. Rev. Lett., 1984, 52, p. 228.
5. Leorold G. — Electronics, 1985, 58, № 50, p. 26.
6. Букингом М. Шумы в электронных приборах и системах. — М.: Мир, 1986.
7. Бахтизин Р. З., Гоц С. С., Зарипов Р. Ф., Фаизов Р. Р. Авторское свидетельство № 1157642. — Бюл. изобрет., 1985, № 19, с. 212.
8. Бахтизин Р. З., Гоц С. С., Зарипов Р. Ф. Тезисы докладов V Всесоюзного симпозиума по накаливаемым катодам. — Томск, 1985, с. 79.
9. Малахов А. Н. Кумулянтный анализ случайных негауссовских процессов и их преобразований. — М.: Сов. радио, 1978.
10. Бахтизин Р. З., Гоц С. С. — ПТЭ, 1985, № 3, с. 216.
11. Корн Г. А., Корн Т. М. Справочник по математике для научных работников и инженеров / Пер. с англ. — М.: Наука, 1984.
12. Бахтизин Р. З., Гоц С. С., Ильясов Р. Г. — Поверхность, 1984, № 4, с. 54.
13. Latham R V., Wilson D. A. — Journ. Phys. D: Appl. Phys., 1983, 16, p. 455.
14. Yamamoto Sh., Hosoki S., Fukuhara S., Futamoto M. — Surf. Sci., 1979, 86, p. 734.
15. Бондаренко Б. В., Макуха В. И., Шешин Е. П. — Электронная техника. Сер. электроника СВЧ, 1984, № 10, с. 44.

Башкирский государственный университет

Поступила в редакцию 14 августа 1986 г.

УДК 621.373.826

## ОЦЕНКА УСЛОВИЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В ОДНОМОДОВОМ ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ

В. Ю. Петрунькин, А. В. Селищев, А. С. Щербаков

В настоящее время большое внимание уделяется вопросам исследования солитонного режима передачи оптических импульсов по волоконным световодам. В [1] такой режим рассмотрен в рамках одномерной модели без учета поперечного распределения поля в световоде. Целью данной работы является теоретическое рассмотрение одной из возможных моделей процесса распространения оптических импульсов в одномодовом волоконном световоде с учетом поперечных размеров его сердцевины. Полученные аналитические соотношения представляют собой условия существования оптических солитонов в одномодовом световоде.

Уравнение, описывающее процесс распространения оптического импульса в волоконном световоде, обладающем цилиндрической симметрией, может быть получено из уравнений Максвелла с учетом нелинейности показателя преломления материала волокна  $n = n_1 + n_2 |E|^2$  (где  $n_1$  — линейный показатель преломления,  $n_2$  — показатель Керра) это уравнение имеет вид [2]

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + 2iq \frac{\partial A}{\partial z} + 2ik' k' \frac{\partial A}{\partial t} - (q^2 - k^2) A - (k'^2 + kk'') \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = -2 \frac{n_2}{n_1} k^2 A |A|^2. \quad (1)$$

Здесь  $A$  — медленно меняющаяся по  $z$  и  $t$  амплитуда электрического поля,  $r$  — поперечная координата,  $k$  — волновое число, для которого имеют место соотношения

$$k = \frac{2\pi n}{\lambda}, \quad k' = \frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{n}{c} \left( 1 - \frac{\lambda}{n} \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right), \quad k'' = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} = \frac{\lambda}{2\pi c^2} \left( \lambda^2 \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \right), \quad (2)$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $c$  — скорость света в вакууме.

Будем искать решение уравнения (1) в классе вещественных функций, а фазовые характеристики определять постоянной распространения  $q$ . Это позволяет разде-

лить вещественную и мнимую части (1) и ввести сопровождающую продольную координату  $\xi = (1/\tau)(t-z/v)$ , где  $v=q/kk'$  — групповая скорость,  $\tau$  — нормирующий множитель, имеющий смысл полуширины импульса. Уравнение (1) описывает «большие эффекты малых поправок», накапливающиеся при достаточной длине самовоздействия в световоде. При этом влияние нелинейности на поперечное распределение поля в волокне можно считать малым и использовать собственную функцию возбуждаемой в нем основной моды  $LP_{01}$ :

$$A(r, \xi) = J_0 \left( \frac{u_0 r}{R} \right) \varphi(\xi), \quad (3)$$

где  $R$  — радиус сердцевинны световода. Величина  $u_0$  в случае слабонаправляющего ступенчатого волокна является собственным значением характеристического уравнения [3]:

$$\omega K_1(\omega) J_0(u) = u J_1(u) K_0(\omega).$$

Здесь  $\omega^2 = 4\pi^2 R^2 \lambda^{-2} (n_1^2 - n_0^2) - u^2$ ,  $n_0$  — показатель преломления оболочки световода. Подстановка (3) в (1) и усреднение по поперечному сечению волокна приводит к уравнению для функции  $\varphi$ , описывающей продольное распределение поля:

$$\left( kk'' + k'^2 \frac{q^2 - k^2}{q^2} \right) \frac{d^2 \varphi}{d\xi^2} - \left[ k^2 - q^2 - \left( \frac{u_0}{R} \right)^2 \right] \tau \varphi = 2\alpha \frac{n_2}{n_1} \tau^2 k^2 \varphi^3, \quad (4)$$

в световоде с цилиндрической симметрией  $\alpha=0,36$ . В случае слабонаправляющего волокна можно не учитывать продольную компоненту поля  $LP$ -моды, которая имеет порядок  $(n_1 - n_0)/n_1 \ll 1$ .

Выберем проект решения уравнения (4) в виде одиночного солитона огибающей

$$\varphi(\xi) = \varphi_0 \operatorname{sech} \xi.$$

При этом для постоянной распространения  $q$  и амплитуды огибающей  $\varphi_0$  должны выполняться соотношения

$$q^2 = k^2 \left[ 1 - \left( \frac{u_0}{kR} \right)^2 + \alpha \frac{n_2}{n_1} \varphi_0^2 \right]; \quad (5)$$

$$\varphi_0^2 = \frac{n_1}{\alpha n_2 k^2 \tau^2} \left[ -kk'' + \frac{k'^2 (k^2 - q^2)}{q^2} \right]. \quad (6)$$

Как следует из (5), учет конечности поперечных размеров среды приводит к зависимости постоянной распространения  $q$  не только от радиуса световода, но и от амплитуды электрического поля в нем. Однако при значениях амплитуды, характерных для солитонного режима распространения оптических импульсов в одномодовых волоконных световодах ( $\varphi_0 \sim 10^8 \div 10^7$  В/м), последнее слагаемое в (5) имеет порядок  $10^{-9}$  и, следовательно, зависимость групповой скорости солитона от его амплитуды играет роль пренебрежимо малой поправки.

Выражение (6) представляет собой соотношение, связывающее амплитуду солитона  $\varphi_0$  с его длительностью  $2\tau$ . С учетом проведенной выше оценки запишем его следующим образом:

$$\varphi_0^2 = \frac{4n_1}{\alpha n_2 k^2 (2\tau)^2} \left[ -kk'' + \left( \frac{u_0 k'}{kR} \right)^2 \right]. \quad (7)$$

На практике удобнее пользоваться пиковой мощностью импульса  $P \sim v \epsilon_0 n_1 S \varphi_0^2$ , где  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$  Ф/м. Используя соотношения (7), (5), (2), получим выражение, определяющее условие существования оптических солитонов в одномодовом световоде:

$$P[\text{Вт}](2\tau)^2[\text{пс}] = 18S[\text{мкм}^2]\lambda^2[\text{мкм}] \left( \frac{u_0 \lambda^2}{4\pi n_1 S} - \frac{\lambda^2 \partial^2 n}{\partial \lambda^2} \right), \quad (8)$$

где  $S$  — площадь поперечного сечения сердцевинны волокна. Следует отметить, что параметр  $u_0$  является функцией длины волны  $\lambda$  и меняется в пределах от 0 до 2,405.

На рис. 1 представлены графики зависимости мощности, необходимой для существования солитона от его длительности при различных значениях длины волны и площади поперечного сечения световода: 1— $\lambda=1,3$  мкм,  $S=40$  мкм<sup>2</sup>; 2— $\lambda=1,3$  мкм,  $S=80$  мкм<sup>2</sup>; 3— $\lambda=1,55$  мкм,  $S=40$  мкм<sup>2</sup>; 4— $\lambda=1,55$  мкм,  $S=80$  мкм<sup>2</sup>.

Из (8) видно, что солитонный режим распространения оптических импульсов в волоконном световоде возможен не только в области аномальной дисперсии, где функция групповой дисперсии материала волокна  $f(\lambda) = \lambda^2 \left( \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \right)$  отрицательна, но и в области ее положительных значений при выполнении условия

$$f(\lambda) < (u_0^2 / 4\pi n_1) (\lambda^2 / S).$$

Варьируя радиус сердцевинны волокна, можно изменять область существования солитонов в волокне. На рис. 2 представлен график зависимости коротковолновой грани-

цы области существования солитонов от площади поперечного сечения световода: 1 — одномерная модель [1], 2 — двумерная модель. Как следует из рис. 2, данная модель с учетом поперечных размеров световода расширяет область существования в нем солитонного режима распространения оптических импульсов в сторону более коротких длин волн. Это обстоятельство предполагает возможность использования в качестве генератора вводимых в волокно сверхкоротких импульсов имеющихся в настоящее время мощных источников оптического излучения, что облегчит задачу экспериментальной реализации указанного режима.

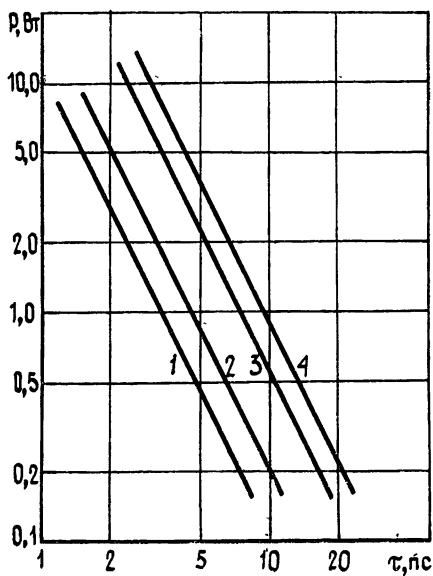


Рис. 1.

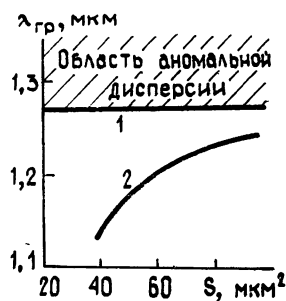


Рис. 2.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Хасэгава А., Кодама Ю. — ТИИЭР, 1981, 69, № 9, с. 57.
2. Jain M., Tzoar N. — J. Appl. Phys., 1978, 49, № 9, с. 4649.
3. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. — М.: Мир, 1984.—512 с.

Ленинградский политехнический институт

Поступила в редакцию  
30 июля 1986 г.

УДК 533 933

## О РАССЕЯНИИ ИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПЛАЗМЕННЫМ ЦИЛИНДРОМ

Т. М. Заборонкова

В настоящей работе показано, что создаваемое в плазме под действием интенсивного ВЧ электромагнитного излучения квазистационарное магнитное поле (КМП) может приводить к существенному изменению характеристик рассеяния плазменных объектов.

Пусть на непрозрачный круговой плазменный цилиндр больших электрических размеров падает из вакуума Р-поляризованная плоская ВЧ электромагнитная волна  $H_0 \uparrow z_0$ ). Рассеянное цилиндром поле, как известно, включает в себя геометрооптическую и собственно дифракционную части. Последняя, в области значений диэлектрической проницаемости  $\epsilon < -1$ , определяется в основном полем слабоизлучающих квазиповерхностных волн [1]. При воздействии на плазму интенсивного электромагнитного излучения существует возможность самовозбуждения в плазме квазистационарного магнитного поля [2]. Возникающие в плазме аксиальные возмущения КМП приводят к невязанному распространению квазиповерхностных волн в положительном и отрицательном направлениях угловой координаты  $\phi$ , в результате чего может развиться магнитная неустойчивость, обуславливающая генерацию низкочастотного магнитного поля в плазме. В настоящей работе рассматривается фактически установившееся значение КМП, которое отвечает соответствующей стационарной самосогла-