

光纤孤子在媒质突变界面的 反射与透射*

陈陆君 梁昌洪 吴鸿适

西安电子科技大学, 西安, 710071
1991年3月9日收到

本文通过波包慢变假定, 准单色近似和径向模式平均法, 建立了光纤孤子反射和透射问题的支配方程和边界条件。借助光束传播法, 数值模拟孤子在光纤单界面上的反射和透射过程。文中还给出数值实例。

PACC: 4265; 4281; 0340K

一、引 言

理论^[1]和实验^[2]都表明孤子在单模光纤中无色散展宽传输可作为长距离光通信系统的信息载体。我国学者对光孤子的特性研究也作了许多工作^[3-6]。在孤子遇到界面的反射与透射方面, Aceves^[7,8]对空间孤子 (spatial soliton) 即自聚焦通道作了较系统的研究。但目前尚未见报道光纤的突变界面上孤子的反射和透射行为。

本文从 Maxwell 方程组出发, 建立决定反射和透射过程的支配方程和边界条件, 然后再借助计算机数值地研究这一问题。在模型中, 为简单计只考虑光纤两端完全符合, 只是由于材料种类和参数特性不同而引起的反射。并假定, 孤子宽度远大于载波周期, 一般大于 20—30 倍周期。例如, 对于 $\lambda_0 = 1.5 \mu\text{m}$ 的光波, 周期为 5fs, 因此在反射和透射问题中假定孤子宽度不小于 100—150 fs, 这种情况对 ps 级宽度的孤子, 近似十分合理。文献[9]对 fs 级孤子传输问题作了理论分析, 可为进一步研究 fs 级孤子遇到界面突变所借鉴。

二、单界面问题的支配方程

研究 Kerr 电介质波导, 在 $x = 0$ 处有媒质突变面, 如图 1 所示, 设 $n = n_1 + n_2|E|^2$, $\bar{n} = \bar{n}_1 + \bar{n}_2|E|^2$ 。

从 Maxwell 旋度方程出发, 考虑到上述条件有

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{n_1^2}{c^2} \mathbf{E} \right) - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{2n_1n_2}{c^2} |E|^2 \mathbf{E} \right). \quad (1)$$

* 国家自然科学基金资助的课题。

对于弱导单模光纤, $\mathbf{E}$ 只有横向分量, 此时 HE_{11} 模的电场可表示为 $\mathbf{E} = E(\mathbf{r}, t)\mathbf{a}_y$, 其中 $\mathbf{a}_y$ 为 y 轴的单位向量, 考虑到这种情况下, $\nabla \cdot \mathbf{E} \approx 0$, 则方程(1)可写为

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n_1^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \frac{2n_1 n_2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [|\mathbf{E}|^2 \mathbf{E}] = 0. \quad (2)$$

若设横向 Laplace 算子和横向矢量

$$\nabla_t^2 = \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

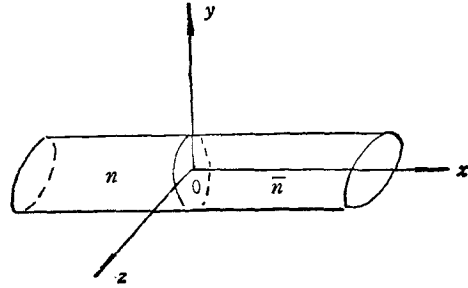


图1 Kerr 带媒质突变界面的电介质波导

$$\mathbf{r}_t = y\mathbf{a}_y + z\mathbf{a}_z, \quad (3)$$

$$\text{且令 } E(\mathbf{r}, t) = R(\mathbf{r}_t)u(x, t), \quad (4)$$

$$\text{计及 } \nabla_t^2 R(\mathbf{r}_t) = 0 \quad (5)$$

$$\text{和} \quad b = \iint_s |R(\mathbf{r}_t)|^4 d\mathbf{s} / \iint_s |R(\mathbf{r}_t)|^2 d\mathbf{s}, \quad (6)$$

采用径向模式平均^[10], 即方程每一项[]采用运算 $\iint_s [] R(\mathbf{r}_t)^* d\mathbf{s}$, 则有

$$\frac{c^2}{n_1^2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{2n_2}{n_1} b \frac{\partial^2}{\partial t^2} [|u|^2 u] = 0. \quad (7)$$

考虑到慢变波包近似

$$\Psi(x, t) = \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} A(k, t) e^{\pm i k x} dk = \Phi(x, t) e^{\pm i k_0 x}, \quad (8)$$

$$\text{式中} \quad \Phi(x, t) = \int_{-\Delta k}^{\Delta k} A(k_0 + \delta k, t) e^{\pm i \delta k x} d(\delta k). \quad (9)$$

于是, 在入射区, 可以提出如下的形式解:

$$u(x, t) = u_l(x, t) + u_R(x, t), \quad (10)$$

式中 u_l, u_R 表示式(13)(见后)中所决定的右行波和左行波, 将(10)式代入(7)式并分离, 有

$$\begin{aligned} \frac{c^2}{n_1^2} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u_l}{\partial t^2} - \frac{2n_2}{n_1} b \frac{\partial^2}{\partial t^2} [|u_l|^2 u_l + 2|u_R|^2 u_l + u_R^* u_l^2] &= 0 \\ \frac{c^2}{n_1^2} \frac{\partial^2 u_R}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u_R}{\partial t^2} - \frac{2n_2}{n_1} b \frac{\partial^2}{\partial t^2} [|u_R|^2 u_R + 2|u_l|^2 u_R + u_l^* u_R^2] &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

注意到(10)和(11)式并不意味着迭加原理, 上述非线性耦合方程思想已被一些学者采用, 如文献[11—13].

在透射区, 记 $u = u_T$, 则

$$\frac{c^2}{n_1^2} \frac{\partial^2 u_T}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u_T}{\partial t^2} - \frac{2\bar{n}_2}{\bar{n}_1} b \frac{\partial^2}{\partial t^2} (|u_T|^2 u_T) = 0 \quad (12)$$

按照(8)和(9)式, 令左、右行波分别为

$$\begin{aligned} u_l &= v_l(x, t) e^{-i k_0 x}, \\ u_R &= v_R(x, t) e^{i k_0 x}, \end{aligned}$$

$$u_T = v_T(x, t) e^{-ik_0 x}. \quad (13)$$

将方程(11)和(12)作解析延拓, 再进行 Fourier 变换, 即各项乘 e^{ikx} 或 e^{-ikx} 后对 x 积分, 例如对(11)式

$$-\omega^2 \tilde{v}_I(k - k_0) - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tilde{v}_I(k - k_0) - \frac{2n_2}{n_1} b \frac{\partial^2}{\partial t^2} [|\tilde{v}_I|^2 \tilde{v}_I + 2|\tilde{v}_R|^2 \tilde{v}_I] = 0, \quad (14)$$

式中 $\tilde{v}(k - k_0)$ 表示 $v(x, t)$ 关于 $(k - k_0)$ 的 Fourier 变换. 上式的导出过程已对各项作空间周期平均, $u_R^* u_I^2$ 项因平均为零而无贡献, 文献 [13] 对此也作过类似的处理.

$\omega^2 = c^2 k^2 / n_1^2$ 和 (n_2 / n_1) 都是 k 的函数, 将其在 k_0 附近展开, 重写(14)式有

$$-\omega_0^2 \tilde{v}_I(k - k_0) - 2\omega_0' \omega_0 (k - k_0) \tilde{v}_I(k - k_0) - [\omega_0 \omega_0'' + \omega_0'^2] (k - k_0)^2 \tilde{v}_I(k - k_0), \\ - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tilde{v}_I(k - k_0) - 2 \left(\frac{n_2}{n_1} \right)_0 b \frac{\partial^2}{\partial t^2} [|\tilde{v}_I|^2 \tilde{v}_I + 2|\tilde{v}_R|^2 \tilde{v}_I] = 0. \quad (15)$$

再对上式作关于 $k - k_0$ 的 Fourier 逆变换, 得到

$$-\omega_0^2 v_I - 2i\omega_0' \omega_0 (k - k_0) \frac{\partial v_I}{\partial x} + [\omega_0 \omega_0'' + \omega_0'^2] \frac{\partial^2 v_I}{\partial x^2} \\ - \frac{\partial^2 v_I}{\partial t^2} - 2 \left(\frac{n_2}{n_1} \right)_0 b \frac{\partial^2}{\partial t^2} [|\tilde{v}_I|^2 v_I + 2|\tilde{v}_R|^2 v_I] = 0. \quad (16)$$

上式中, 已约定 $\max\{|\tilde{v}_I|\} \approx O(\varepsilon)$, $\Delta k / k_0 \approx O(\varepsilon)$, 作尺度变换

$$\zeta = \varepsilon^2 t, \quad t_0 = t, \quad \xi = \varepsilon(x - v_g t), \\ v_I = \varepsilon Q(\xi, \zeta) f(t_0, \xi), \quad v_R = \varepsilon R(\xi, \zeta) g(t_0, \xi), \quad (17)$$

代入(16)式得一级、二级和三级近似

$$Q \frac{\partial^2 f}{\partial t_0^2} + Q \omega_0^2 f = 0, \quad (18)$$

$$-2v_g \frac{\partial^2(Qf)}{\partial \xi \partial t_0} + i2\omega_0 \omega_0' \frac{\partial(Qf)}{\partial \xi} = 0, \quad (19)$$

$$v_g \frac{\partial^2(Qf)}{\partial \xi^2} + 2 \frac{\partial^2(Qf)}{\partial \zeta \partial t_0} - (\omega_0 \omega_0'' + \omega_0'^2) \frac{\partial^2(Qf)}{\partial \xi^2} \\ + 2 \left(\frac{n_2}{n_1} \right)_0 b \frac{\partial^2}{\partial t_0^2} [|\tilde{Q}|^2 Q |f|^2 f + 2|\tilde{R}|^2 Q |g|^2 f] = 0. \quad (20)$$

由(18), (19)式可分别得到 $f(t_0, \xi) = e^{i\omega_0 t}$, $v_g = \omega_0'$, 同理可得 $g(t_0, \xi) = e^{i\omega_0 t}$, 代入(20)式有

$$i \frac{\partial Q}{\partial \zeta} - \frac{1}{2} \omega_0'' \frac{\partial^2 Q}{\partial \xi^2} - \frac{\omega_0 b n_2}{n_1} [|\tilde{Q}|^2 Q + 2|\tilde{R}|^2 R] = 0. \quad (21)$$

经同样步骤可得 $R(\xi, \zeta)$ 和透射波 $T(\xi, \zeta)$ 的方程. 回到原尺度最后得

$$i \frac{\partial Q}{\partial t} + i v_g \frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{1}{2} \omega_0'' \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} - \omega_0 b \left(\frac{n_2}{n_1} \right)_0 [|\tilde{Q}|^2 Q + 2|\tilde{R}|^2 Q] = 0, \\ i \frac{\partial R}{\partial t} - i v_g \frac{\partial R}{\partial x} - \frac{1}{2} \omega_0'' \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} - \omega_0 b \left(\frac{n_2}{n_1} \right)_0 [|\tilde{R}|^2 R + 2|\tilde{Q}|^2 R] = 0, \\ i \frac{\partial T}{\partial t} + i v_g \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{1}{2} \omega_0'' \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \omega_0 b \left(\frac{n_2}{n_1} \right)_0 [|\tilde{T}|^2 T] = 0. \quad (22)$$

(22)式即本文要求的单界面问题的支配方程,其中字母上带“—”者表示透射区参数。

下面研究 $x = 0$ 处单界面上的边界条件,注意到

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0, \quad \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}) = 0 \quad (x = 0). \quad (23)$$

在非线性的情况下依然适用,由(4),(13)和(23)式有

$$Q(0, t) + R(0, t) = T(0, t). \quad (24)$$

考虑到 Maxwell 方程

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} \hat{x} - \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} \hat{z} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (25)$$

取切向分量,并考虑对慢变波包求导为 $O(\epsilon^2)$ 级,如果该式中求导项符合

$$\begin{aligned} -\mu_0 \frac{\partial H_I(x, t)}{\partial t} - \frac{\partial Q(x, t)}{\partial x} &= O(\epsilon^3), \\ -\mu_0 \frac{\partial H_R(x, t)}{\partial t} - \frac{\partial R(x, t)}{\partial x} &= O(\epsilon^3), \\ -\mu_0 \frac{\partial H_T(x, t)}{\partial t} - \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} &= O(\epsilon^3), \end{aligned} \quad (26)$$

则有

$$\begin{aligned} H_I(x, t) - \frac{k_0}{\mu_0 \omega_0} Q(x, t) &= O(\epsilon^3), \\ H_R(x, t) + \frac{k_0}{\mu_0 \omega_0} R(x, t) &= O(\epsilon^3), \\ H_T(x, t) - \frac{k_0}{\mu_0 \omega_0} T(x, t) &= O(\epsilon^3). \end{aligned} \quad (27)$$

在 $O(\epsilon^2)$ 级意义下,即单色近似下(对于 $\lambda_0 = 1.5 \mu\text{m}$ 的载波,这对皮秒级脉冲是适合的),(27)与(24),(23)式联立将给出与线性情况形式相似的结论,即在 $x = 0$ 处,有

$$\begin{aligned} R(0, t) &= Q(0, t) (\sqrt{\epsilon_N} - \sqrt{\bar{\epsilon}_N}) / (\sqrt{\epsilon_N} + \sqrt{\bar{\epsilon}_N}), \\ T(0, t) &= Q(0, t) 2\sqrt{\epsilon_N} / (\sqrt{\epsilon_N} + \sqrt{\bar{\epsilon}_N}). \end{aligned} \quad (28)$$

式中 $\epsilon_N = \epsilon_1 + \epsilon_2 |E|^2$ 和 $\bar{\epsilon}_N = \bar{\epsilon}_1 + \bar{\epsilon}_2 |E|^2$ 分别表示入射区和透射区的非线性介电常数,中心波数 $k_0 = \omega_0 \sqrt{\mu_0 \epsilon_N}$, ϵ_N 和 $\bar{\epsilon}_N$ 可以由 n_1, n_2 和 $\bar{n}_1, \bar{n}_2$ 等参数表示为

$$\begin{aligned} \epsilon_N &= \left(\frac{n_1}{c}\right)^2 + \frac{2n_1 n_2}{c^2} \overline{R(\mathbf{r}_t)^2} (|R(0, t)|^2 + |Q(0, t)|^2), \\ \bar{\epsilon}_N &= \left(\frac{\bar{n}_1}{c}\right)^2 + \frac{2\bar{n}_1 \bar{n}_2}{c^2} \overline{R(\mathbf{r}_t)^2} |T(0, t)|^2, \end{aligned} \quad (29)$$

$$\text{式中} \quad \overline{R(\mathbf{r}_t)^2} = \frac{\iint_s |R(\mathbf{r}_t)|^2 ds}{\iint_s ds} \quad (30)$$

$R(0, t)$ 和 $T(0, t)$ 要由(28)和(29)式迭代求出,实践表明,迭代是收敛的。再把(27)式代入(26)式,计及方程(22)和

$$v_\epsilon = \omega'_0 = \frac{c}{n_1} \left[1 + \frac{\lambda_0}{n_1} \frac{dn_1}{d\lambda_0} \right] = v_p \left[1 + \frac{\lambda_0}{n_1} \frac{dn_1}{d\lambda_0} \right], \quad (31)$$

根据文献[14]中的数据可得 $dn_1/d\lambda_0|_{\lambda_0 \approx 1.5 \mu\text{m}} \approx -0.96 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$, 因此,足以保证(26)式等号右端为 $O(\epsilon^3)$ 的条件,波包越宽,慢变近似或单色近似越好,(27)式等号左端越小。

三、数值模拟

为便于计算,把方程作无量纲处理. 设 T_0 为孤子时间宽度, $D_0 = T_0 \omega_0'$ 为空间宽度, 考虑在非正常色散区 $\omega_0'' > 0$ ($k_0'' < 0$), 引入无量纲量

$$\begin{aligned} \mu &= x/D_0, \quad \nu = \omega_0'' t / (T_0^2 \omega_0'^2), \\ \Psi &\leftarrow \omega_0' T_0 [b \omega_0 n_2 / (n_1 |\omega_0''|)]^{1/2} \Psi, \end{aligned} \quad (32)$$

式中 Ψ 表示 Q, R, T , 设

$$\begin{aligned} \bar{n}_1 &= n_1(1 + \Delta_1), \quad \bar{n}_2 = n_2(1 + \Delta_2), \\ \bar{\omega}_0' &= \omega_0'(1 + \sigma_1), \quad \bar{\omega}_0'' = \omega_0''(1 + \sigma_2), \end{aligned} \quad (33)$$

于是, 方程(22)变成

$$\begin{aligned} i \frac{\partial Q}{\partial \nu} + i \alpha \frac{\partial Q}{\partial \mu} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 Q}{\partial \mu^2} - [|Q|^2 Q + 2|R|^2 Q] &= 0, \\ i \frac{\partial R}{\partial \nu} - i \alpha \frac{\partial R}{\partial \mu} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 R}{\partial \mu^2} - [|R|^2 R + 2|Q|^2 R] &= 0, \\ i \frac{\partial T}{\partial \nu} + i \alpha (1 + \sigma_1) \frac{\partial T}{\partial \mu} - \frac{1}{2} (1 + \sigma_2) \frac{\partial^2 T}{\partial \mu^2} - \left(\frac{1 + \Delta_1}{1 + \Delta_2} \right) |T|^2 T &= 0, \end{aligned} \quad (34)$$

式中 $\alpha = T_0 \omega_0'^2 / \omega_0''$, 而(29)式可重写为

$$\begin{aligned} \sqrt{\varepsilon_N} &= \frac{1}{c} \left[n_1^2 + 2n_1^2 \frac{\omega_0''}{\omega_0 D_0^2 b} \overline{R(r,t)^2} (Q_0^2 + R_0^2) \right]^{1/2}, \\ \sqrt{\varepsilon_N} &= \frac{1}{c} \left[n_1^2 (1 + \Delta_1)^2 + 2(1 + \Delta_1)(1 + \Delta_2) n_1^2 \frac{\omega_0''}{\omega_0 D_0^2 b} \overline{R(r,t)^2} T_0^2 \right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (35)$$

式中 Q_0, R_0 和 T_0 分别代表 Q, R, T 在 $x = 0$ 处的值. 量度色散程度的参量 β

$$\beta = \frac{\omega_0 \omega_0''}{\omega_0'^2} = \left(\frac{dv_g}{d\omega} \right)_0 \left(\frac{\omega_0}{v_g} \right) \quad (36)$$

还可由 $|D|$ 来衡量,

$$D = \frac{d}{d\lambda_0} \left[\frac{1}{v_g} \right] = 2\pi n_1 \frac{1}{\lambda_0^2} \frac{\omega_0''}{\omega_0'^2} = \frac{n_1}{\lambda_0} c \left(\omega_0 \frac{\omega_0''}{\omega_0'^2} \right). \quad (37)$$

由此可知, (35)式中 $\omega_0'' / (\omega_0 D_0^2) = \beta (\omega_0^2 T_0^2)$, 且

$$\alpha = T_0 \frac{\omega_0'^2}{\omega_0''} = \frac{2\pi n_1}{|D| \lambda_0} T_0. \quad (38)$$

表1 Δ_1, β 和 T_0 参数选取值及其代号

$\Delta_1 \backslash \beta, T_0$	$\beta = 0.005$ $T_0 = 4\text{ps}$	$\beta = 0.08$ $T_0 = 0.1\text{ps}$	$\beta = 0.16$ $T_0 = 0.05\text{ps}$	$\beta = 0.32$ $T_0 = 0.02\text{ps}$
0.00	A_0	/	/	/
0.05	A_1	B_1	/	D_1
0.50	/	/	/	D_2
2.00	A_3	B_3	C_1	D_3
5.00	A_4	/	/	D_4

在以往文献的数字实例中,文献[1]取 $\beta = 5 \times 10^{-2}$, 当 $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.45$ 时, 对应于 $|D| = 161 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$. 而文献[4]中所引用的 $D = 2-16 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$.

本文在计算中统一取 $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.45$. 把 β 和 T_0 取成如表 1 所示的 A , B, C, D 四组数值, 其中 D 组参数与实际光纤系统偏离较大. 我们采用光束传播法结合边界条件(28)式, 对反射、透射过程作出数值模拟. 考虑到完成反射过程的时间很短, 很

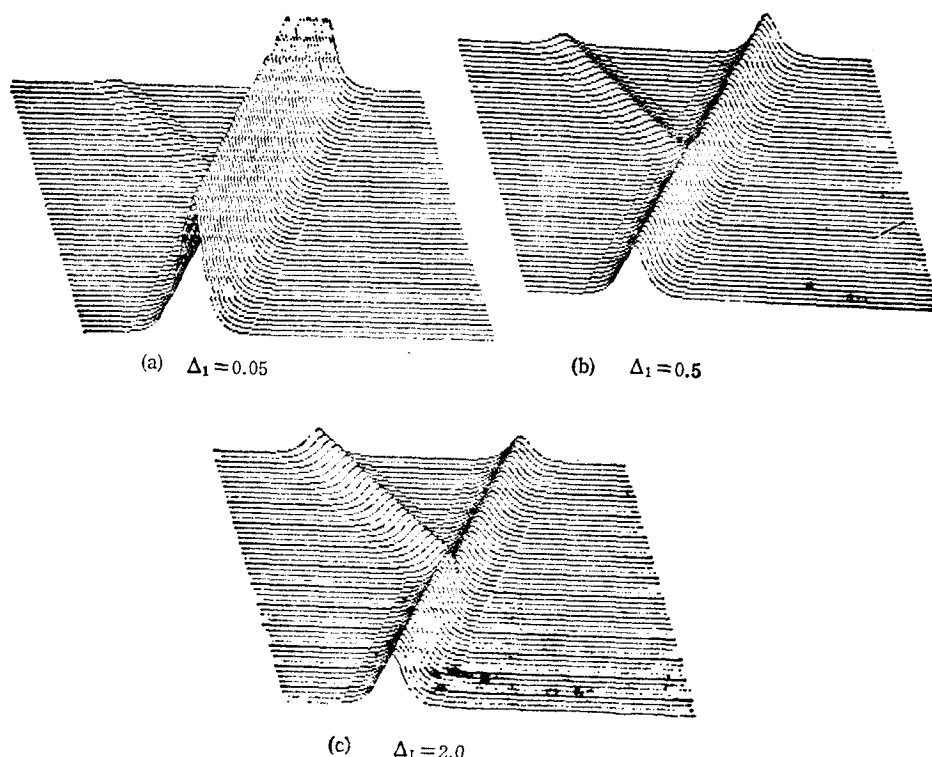


图 2 反射波和透射波的演化过程

难显示出作为累积效应的色散扩宽和非线性压缩. 因此, 除了选择符合实际光纤传输系统的参数外, 还给出若干强色散和强非线性参数, 以“放大”反射和透射过程细节. 并规定, 当入射波峰相距界 $10T_0$ 时间距离时, 反射过程开始; 而当反射和透射波峰离开界面 $10T_0$ 时间距离时, 反射和透射过程结束.

图 2 给出 (a) $\Delta_1 = 0.05$, (b) $\Delta_1 = 0.5$ 和 (c) $\Delta_1 = 2.0$ 三种情况反射、透射过程的演化图形. 其中横向代表沿传播方向的 x 轴, 纵向表示时间. 横向以光程为标尺, 全长 $40T_0$, 纵向历时 $20T_0$. 需要指出: 本文中所有有关曲线和波形都是按波幅画出的.

图 3 和图 4 中左右图分别给出反射波和透射波的峰值 (RM, TM) 和半宽度 (RD, TD) 的演化过程, 而且, 图中表示归一化反透射振幅, 即均已除以线性情况下的反射、透射系数, 这样便于比较.

正如所料, 在反射过程中, 除强参数外, 其它都不足以显示出明显的变化, 即一般情况下, 半波宽保持在入射半波宽 13.19696 空间格长 (每格长 $= 0.09979T_0$) 左右的非常小范围内. 由图 3, 图 4 看到, 从 C , 开始反射和透射情况已与线性情况明显不同. 反射波宽

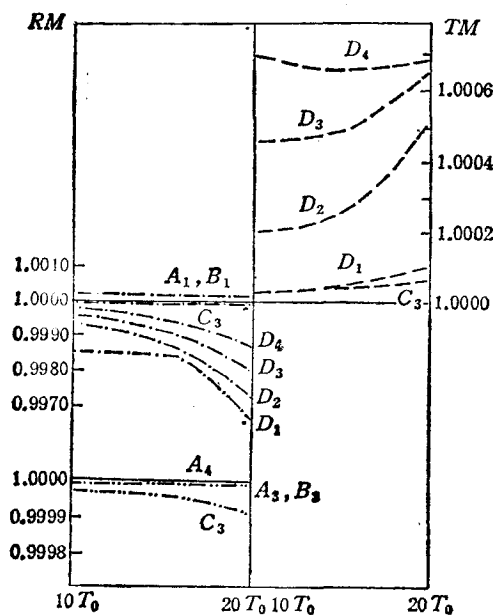
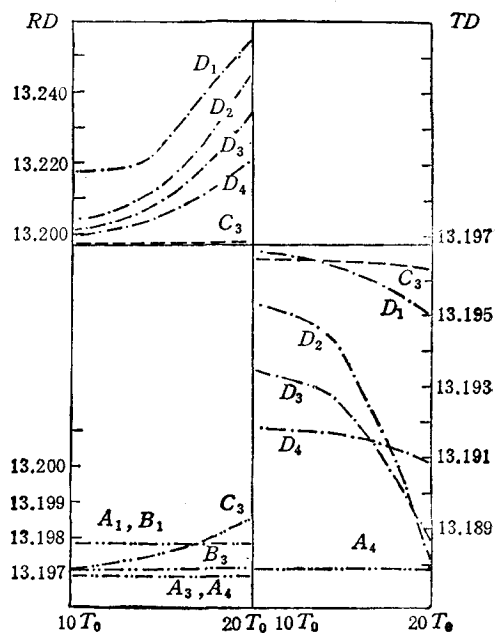
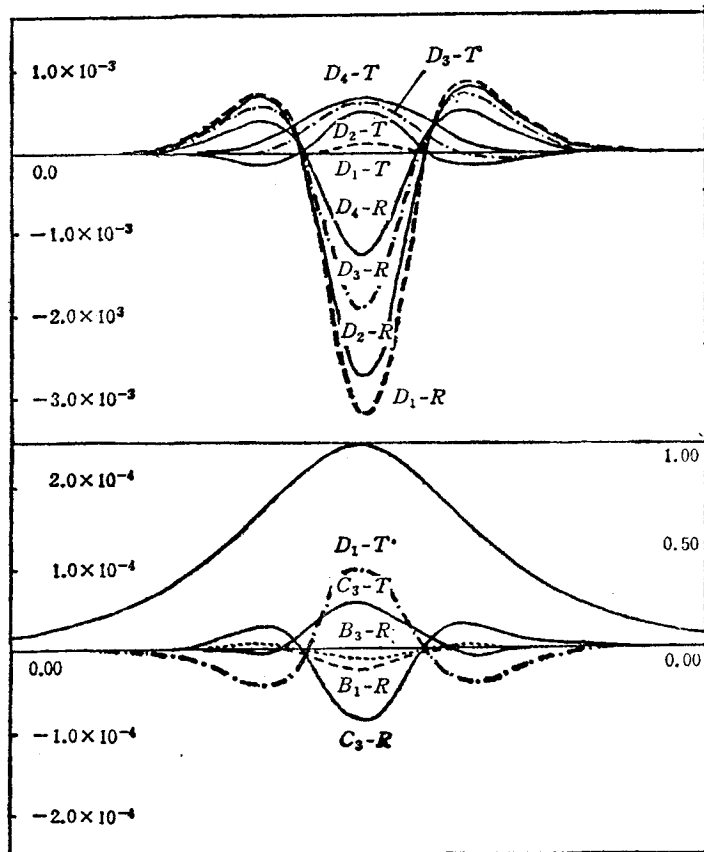
图3 反射波和透射波归一化峰值 (RM, TM) 演化过程图4 反射波和透射波半宽度 (RD, TD) 演化过程

图5 反射波和透射波形及其与人射波差值波形

度及幅值分别随时间增加和减小,而且 Δ_1 越小,则波宽增加越多,波峰减小也越快,这是典型的色散强于非线性的特征。

图 5 给出当反射、透射波在离开界面 $10T_0$ 时间距离时的放大波形。由于在所有参数下反射、透射波相对于入射波(即 $\text{sech}\xi$)的偏离还无法画图区分,因此在图 5 还给出各种情况的波形与 $\text{sech}\xi$ 曲线之差值。它们与前面分析是一致的。例如,反射波 D 组参数下,其中心部位小于零,对应于波峰受到削弱。而几乎在 $\partial^2 R / \partial^2 \xi > 0$ 的区域,其值大于零,对应于波形的平坦,因而波宽增加。

我们已经看到,在控制色散常数使突变界面两侧保持相同,仅仅增加折射率 $\bar{n}_1$,则使透射波幅减小。但是,由于 $\bar{n}_1$ 的变化引起 ω'' 和非线性强度的相对变化,结果是非线性可能强于色散,因而透射波并不总是随时间减弱展宽的(尽管波幅小于 1)。如果适当 Δ_1 ,在传输过程中,可使波幅的增殖和变窄与损耗带来的衰减和展宽相平衡。这时即可在有耗的传输系统中维持孤子,而不需要补充能量。文献[15—17]中提出连续或逐级地减小光纤群速色散或芯径来维持孤子。本文所给出的每组参数中,都是维持 $|D|$ 或 β 相同。改变 n_1 进行计算的,这也是光纤补偿的又一种途径。

四、结 语

本文建立了决定光纤孤子在遇到突变界面时反射和透射过程的支配方程及边界条件。数值模拟全部过程。结果表明:在现有光纤实际参数下,由于需要时间积累的色散扩展和非线性压缩在短暂时间内尚不足以显示。所以,一般情况下反射、透射过程与线性情况偏离不大。只有在强参数条件下才给出足够差异。

本文所分析的只适用于慢变准单色(波宽至少是亚皮秒)的情况。进一步研究将拟另文报道。

作者之一(陈)得到本校青年科学基金的资助。罗恩泽教授提供了方便的计算条件,作者之一(陈)深表感谢。

- [1] A. Hasegawa and F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.*, **23** (1973), 142.
- [2] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen and J. P. Gordon, *Phys. Rev. Lett.*, **45** (1980), 1095.
- [3] 杨祥林、赵阳、卓雪康,中国科学 A 辑, (9), (1989), 974.
- [4] 郭旗, 博士论文, 电子科技大学, 成都, (1990); 郭旗、周国生、林为干等, 光学学报, **10** (1990), 651.
- [5] 周国生, 光学学报, **5** (1985), 819.
- [6] 陈宗蕴、黄念宁, 科学通报, **21** (1989), 1614.
- [7] A. B. Aceves, J. V. Moloney and A. C. Newell, *J. Opt. Soc. Amer.*, **B5** (1988) 559.
- [8] A. B. Aceves, J. V. Moloney and A. C. Newell, *Opt. Lett.*, **13** (1988), 1002.
- [9] D. N. Christodoulides, R. I. Joseph, *Appl. Phys. Lett.*, **47** (1985), 76.
- [10] B. Bendow, P. D. Gianina et al., *J. Opt. Soc. Amer.*, **70** (1980), 539.
- [11] J. P. Gordon, *Opt. Lett.*, **8** (1983), 596.
- [12] D. Anderson and M. Lisak, *Opt. Lett.*, **11** (1986), 174.
- [13] C. R. Menyuk, *IEEE, QE-25* (1989), 2674.
- [14] 副岛俊雄、贝渊俊二著, 李先源、石景魁译, 光纤通信基础, 人民邮电出版社, 北京, (1988), 74 页.
- [15] Qiushi Ren, Hsiung Hsu, *IEEE, QE-24* (1988), 2059.
- [16] K. Tajima, *Opt. Lett.*, **12** (1987), 54.
- [17] H. H. Kuehl, *J. Opt. Soc. Amer.*, **B5** (1988), 709.

REFLECTION AND TRANSMISSION OF PICOSECOND SOLITON AT INTERFACE SEPARATING TWO MEDIA IN OPTICAL FIBER

CHEN LU-JUN LIANG CHANG-HONG WU HONG-SHI

Xidian University, Xi'an 710071

(Received 9 March 1991)

ABSTRACT

The governing equations and boundary conditions for reflection and transmission of picosecond soliton at the interface between two media in optical fiber is developed by radial mode averaging method with slowly varying envelope and quasi-monochromatic approximations. The process of reflection and transmission is numerically simulated by using beam-propagating method and some numerical examples are given.

PACC: 4265; 4281; 0340K