

亚皮秒光孤子脉冲在突变界面的反射*

陈陆君 梁昌洪 吴鸿适

(西安电子科技大学物理系, 西安, 710071)

提 要

本文建立了决定亚皮秒光孤子在小突变界面的反射支配方程和边界条件, 给出了不同的亚皮秒孤子的界面反射透射特性的数值模拟, 讨论了孤子遇到界面后能继续无形变传输的条件.

关键词 孤子反射, 光孤子传输.

1 引 言

随着光孤子通信研究的飞速发展, 对光孤子在各个方面的表现行为的研究显得非常重要. 在我国, 实验工作虽然刚刚起步, 但在理论研究方面已取得了瞩目的成就^[1~5]. 然而, 国内外对孤子遇到界面时反射与透射的研究甚少, 1988年 Aceves 等^[6,7]对空间孤子即自聚焦通道的反射问题作过较系统的分析. 但是, 孤子反射透射中存在的现象(如在两光纤的连接处, 激光器输出窗口等的反射与透射)未曾涉及. 作者曾对光孤子遇到媒质小突变界面时的反射与透射作了初步研究^[8], 建立了决定反射和透射过程的支配方程和准确到 $O(\epsilon^3)$ 的边界条件. 本文旨在研究亚皮秒脉冲的反透射行为. 由于皮秒和亚皮秒孤子在反射时偏离线性菲涅耳反射很小, 因此, 计算时也将选择一些强参数来放大反透射过程的细节.

2 亚皮秒脉冲反射的支配方程和边界条件

文献[8]的数值模拟表明, 由于反透射过程非常短暂, 在脉冲宽度这样极短的时间内, 作为时间积累效应的色散展宽和非线性压缩还不足以显现出来, 因此, 高阶色散项所起的作用相对很小. 为使边界处的数值处理简单化, 对于亚皮秒孤子, 可以不考虑三阶色散项及其它高阶色散项. 从麦克斯韦方程组出发, 考虑弱导单模光纤, 有 $\nabla \cdot E \approx 0$, 且 HE_{11} (或 PL_{01}) 模的电场可表示为 $E \approx E(r, t)a_r$, a_r 为某一径向单位矢量, 设界面在 $x = 0$ 处, 波由 $x < 0$ 一方入射, 假定径向分布对非线性项的影响可以忽略, 通过慢变波包近似, 径向模式平均^[9]和空间周期平均^[8,10], 作尺度约定 $\max\{|E|\} \sim O(\epsilon)$, $\Delta k/k_0 \sim O(\epsilon)$ 和尺度变换

$$\begin{cases} \zeta = \epsilon^2 t, & t_0 = t, & \xi = \epsilon x \\ v_r = \epsilon \psi(\xi, \zeta) f_r(t_0, \xi) & (\psi = Q, R, T) \end{cases} \quad (1)$$

收稿日期: 1992年9月8日; 收到修改稿日期: 1993年2月2日

* 国家自然科学基金资助课题

按 ε 的幂次分离各级量之后令 $\varepsilon = 1$, 得到支配入射, 反射和透射波包 (Q, R, T) 的耦合非线性薛定谔 (Schrödinger) 方程

$$\begin{cases} i \frac{\partial Q}{\partial x} + i v_g \frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{1}{2} \omega_0 \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} - \omega_0 b \left(\frac{n_2}{n_1} \right)_0 [|Q|^2 Q + 2|R|^2 Q] = 0 \\ i \frac{\partial R}{\partial x} - i v_g \frac{\partial R}{\partial x} - \frac{1}{2} \omega_0 \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} - \omega_0 b \left(\frac{n_2}{n_1} \right)_0 [|R|^2 R + 2|Q|^2 R] = 0 \\ i \frac{\partial T}{\partial x} + i \bar{v}_g \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{1}{2} \bar{\omega}_0 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \omega_0 \bar{b} \left(\frac{\bar{n}_2}{\bar{n}_1} \right)_0 [|T|^2 T] = 0 \end{cases} \quad (2)$$

式中带“ $-$ ”表示透射区的相应量, 如入射区 $n = n_1 + n_2 |E|^2$, 透射区 $\bar{n} = \bar{n}_1 + \bar{n}_2 |E|^2$, $v_g = \omega_0$, $b = \iint |R_r|^4 ds / \iint_s |R_r|^2 ds$, 下标“0”表示该量在 $k = k_0$ 时取值, 这里已约定在界面附近场分布偏离 HE_{11} 模很小, 于是, 总光场是

$$\begin{cases} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = a_r R_r(\mathbf{r}_\perp) [Q(x, t) e^{i(\omega_0 t - k_0 x)} + R(x, t) e^{i(\omega_0 t + k_0 x)}] & (x < 0) \\ \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = a_r \bar{R}_r(\mathbf{r}_\perp) T(x, t) e^{i(\omega_0 t - k_0 x)} & (x > 0) \end{cases} \quad (3)$$

式中 $R_r(\mathbf{r}_\perp)$ 为径向函数并满足 $\nabla_\perp^2 R_r(\mathbf{r}_\perp) + k_c^2 R_r(\mathbf{r}_\perp) = 0$, 由于 PL_{01} 模 $k_c = 0$, 故可简单地写成 $\nabla_\perp^2 R_r(\mathbf{r}_\perp) = 0$.

当光纤存在突变时, 在远离突变界面的透射, 反射波的主模是 HE_{11} 模的条件分别是^[11]

$$\bar{u}_{01}^2 + \bar{w}_{01}^2 = 2 \left(\frac{2\pi a}{\lambda_0} \right)^2 \bar{n}_1^2 \Delta < 2.405^2 \quad (4)$$

$$u_{01}^2 + w_{01}^2 = 2 \left(\frac{2\pi a}{\lambda_0} \right)^2 n_1^2 \Delta < 2.405^2 \quad (5)$$

式中 u_{01} , w_{01} 等代表芯层和包层的横向传输常数, $\Delta = (n_1 - n_2)/n_1$, $\bar{\Delta} = (\bar{n}_1 - \bar{n}_2)/\bar{n}_1$, 入射透射区基模的本征方程是^[11]

$$\frac{u_{01} J_1(u_{01})}{J_0(u_{01})} = \frac{w_{01} K_1(w_{01})}{K_0(w_{01})} \quad (6)$$

$$\frac{\bar{u}_{01} J_1(\bar{u}_{01})}{J_0(\bar{u}_{01})} = \frac{\bar{w}_{01} K_1(\bar{w}_{01})}{K_0(\bar{w}_{01})} \quad (7)$$

于是入反射波和透射波中主模的场径向分布可写成 $J_0(u_{01}r/a)$ 和 $J_0(\bar{u}_{01}r/a)$, 因此, 若 $\bar{u}_{01} \neq u_{01}$, 则在 $J_0(u_{01}r/a)$ 和 $J_0(\bar{u}_{01}r/a)$ 随 r 变化的曲线中, 两条曲线从 $r = 0$ 处 (取值均为 1) 开始逐渐分开, 到 $r = a$ 时, 两条曲线之间留出一个弯曲的尖劈状面积. 这一差异导致在 $x = 0$ 处的突变界面上, 无法通过选择反透射主模的系数而使场的切向分量连续, 于是就需要各种高次模来适当 (即选择待定系数) “填补” 这些“隙间”, 由于高次模不能在光纤中传输, 因此它们都是辐射模, 随着波远离界面, 这些高次模一方面沿径向在包层中向外辐射, 同时沿传输方向逐渐衰减, 辐射损失功率与上述尖劈状面积有递增对应关系. 因此, 这个面积越小, 则高次模所占能量越小, 这时忽略高次模就越合理. 减小这个面积有两个途径, 其一是减小 \bar{u}_{01} 与 u_{01} 的差别, 还可以使 u_{01} 和 \bar{u}_{01} 远离 (小于) 2.405 即 $J_0(x)$ 的第一个零 ($\bar{u}_{01} - u_{01}$ 可以不很小), 这是因为尖劈是从 $r = 0$ 逐渐分开的.

当然, 从 (4) 和 (5) 式可知, 通过控制 $\bar{\Delta}$ 和 \bar{n}_1^2 使 $\bar{n}_1^2 \bar{\Delta} = n_1^2 \Delta$ 时, 在 (4) 式和 (5) 约束下, (6) 和 (7) 式有相同的零点 (根), 即 $\bar{u}_{01} = u_{01}$, $\bar{w}_{01} = w_{01}$, 这时, 无需高次模来“填充”, 可以通过选择主模系数使场切向分量连续, 由于 $\bar{\Delta}$ 在保证单模条件下可有较大的选择范围即 $(1 \sim 10) \times 0.1\%$, 故 \bar{n}_1 相对 n_1 也可有较大的选择余地.

本文是光孤子界面反射研究的初级阶段,为提取界面反射过程中的主要特征,只考虑 $\bar{n}_1^2 \Delta = n_1^2 \Delta$ 这一情形,以去掉高次模等复杂因素,这也是深入研究这一问题的必要基础.但本文结论也适应于 $\bar{u}_{01} \neq u_{01}$,二者相差较小的情形,下面给出适应这种情形的判据.

$$1 - \frac{\int_0^a J_0\left(\frac{\bar{u}_{01}r}{a}\right) J_0\left(\frac{u_{01}r}{a}\right) r dr}{\int_0^a [J_0\left(\frac{u_{01}r}{a}\right)]^2 r dr} < 0 (e^3) \quad (8)$$

(8)式考虑到不含高阶色散的非线性薛定谔方程也只准确到 $O(e^3)$.在亚皮秒脉冲情况下,准确到 $O(e^2)$ 的边界条件不再适应,事实上,这时对孤子反透射产生极其重要的影响,下面建立一般情况的边界方程.可以认为非线性情况下,在 $x = 0$ 的界面上

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0, \quad \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = 0 \quad (x = 0) \quad (9)$$

仍然成立,因场是无源的,容易证明(9)式.假定磁场 $\mathbf{H}(x, t)$ 也具有(3)式的形式,于是(9)式给出

$$Q(0, t) + R(0, t) = T(0, t), \quad H_i(0, t) + H_r(0, t) = H_t(0, t). \quad (10)$$

结合(3)式,得 Maxwell 方程

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} \mathbf{a}_x - \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} \mathbf{a}_z = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (11)$$

的切向分量给出

$$\begin{cases} -i\omega_0 \mu_0 H_i(x, t) + ik_0 Q(x, t) = \frac{\partial Q(x, t)}{\partial x} + \mu_0 \frac{\partial H_i(x, t)}{\partial t} \\ -i\omega_0 \mu_0 H_r(x, t) + ik_0 T(x, t) = \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} + \mu_0 \frac{\partial H_r(x, t)}{\partial t} \\ -i\omega_0 \mu_0 H_r(x, t) - ik_0 R(x, t) = \frac{\partial R(x, t)}{\partial x} + \mu_0 \frac{\partial H_r(x, t)}{\partial t} \end{cases} \quad (12)$$

在上式中置 $x = 0$ 并代入(6)式有

$$(k_0/k_0) T(0, t) + R(0, t) = Q(0, t) + 2\Delta Q \quad (13)$$

其中

$$\Delta Q = \frac{1}{2ik_0} \left\{ \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} [H_r(0, t) - H_i(0, t) - H_r(0, t)] + \frac{\partial}{\partial x} [T(x, t) - Q(x, t) - R(x, t)] \right\} \Big|_{x=0} \quad (14)$$

由于(10)式在任意时刻成立,故上式第一项为零.从(13)式和(10)式中解出

$$\begin{cases} T(0, t) = \frac{2\sqrt{\epsilon_N}}{\sqrt{\epsilon_N} + \sqrt{\bar{\epsilon}_N}} [Q(0, t) + \Delta Q] \\ R(0, t) = T(0, t) - Q(0, t) \end{cases} \quad (15)$$

$$\begin{cases} \epsilon_N = \left(\frac{n_1}{c}\right)^2 + \frac{2n_1\bar{n}_2}{c^2} \overline{R_r(\bar{r}_\perp)^2} (|Q(0, t)|^2 + |R(0, t)|^2), \\ \bar{\epsilon}_N = \left(\frac{\bar{n}_1}{c}\right)^2 + \frac{2\bar{n}_1\bar{n}_2}{c^2} \overline{R_r(\mathbf{r}_\perp)^2} |T(0, t)|^2, \end{cases} \quad (16)$$

$$\overline{R_r(\mathbf{r}_\perp)^2} = \frac{\iint_s |R_r(\mathbf{r}_\perp)|^2 ds}{\iint_s ds}$$

因此, $R(0,t)$, $T(0,t)$ 需要由(14), (15), (16) 三式迭代解出, 实践证明, 迭代是收敛的. 如果 $|\Delta Q| \ll |Q(0,t)|$, 则(15) 式回到文献[8] 中的结论. 由(14) 式可见, 在慢变波包近似非常有效的情况下, $k_0 \gg \|\frac{\partial}{\partial x}\|$, 因此, 对于皮秒脉冲 $|\Delta Q|$ 是可忽略的, 但对亚皮秒脉冲, $\|\frac{\partial}{\partial x}\|$ 较大, 这时 ΔQ 的影响需要考虑.

3 数值模拟及其结果

在数值模拟中, 需要按文献[8] 步骤对耦合方程(2) 及边界条件(14), (15) 和(16) 无量纲化, 然后用光束传播法求解耦合非线性薛定谔方程, 边值问题用光束传播法更为方便, 对在边界点上的二阶导数的处理, 采用了二重网格技术, 即把在与边界点邻近的两格内再次进行更高密度格点细分, 以确保二阶导数的精度.

计算中, 取 $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.45$, $dn/d\lambda|_{\lambda_0} \approx -0.96 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ [12], 并在入透射区保持 D 不变, 这时 n_1 的变化 $\Delta_1 = (\bar{n}_1 - n_1)/n$, 也将引起 ω_0 , ω'_0 的变化, 由 ω_0 , ω'_0 的计算式可确定其相对变化 σ_1 , σ_2 . 关于 Δ_1 , D , T_0 三参数的选取分组列于表 1 中并赋予相应的代号. 由于这种情况下非线性反射偏离菲涅耳线性反射仍然较小, 因此除选择符合实际的参数外, 还选择了一些强参数以放大这个过程的细节, 如选脉宽 $T_0 = 0.02 \text{ ps}$, 并不代表 20 fs 孤子, 而是用它来等价 $T_0 = 0.2 \text{ ps}$ 或 $T_0 = 0.4 \text{ ps}$ 等宽脉冲处于更强非线性环境的反透射情况, 这样做便于比较. 模拟时空范围是 $-20 T_0 v_g \leq x \leq +20 T_0 v_g$, $0 \leq t \leq 20 T_0$. 且 $t = 0$ 时, 波峰位于 $x = -10 T_0 v_g$ 处. 图 1 给出了三种 Δ_1 取值时的反射, 透射过程演化情况. 图 1 是按幅值(如 $|Q|$ 等) 而不是按光强画出的. 图 2 给出了反射透射波峰离开界面 $10 T_0$ 时间距离时的归“1”波幅与入射波幅 $\text{sech } x$ 的差值波形, 这里归“1”波幅是反射、透射波幅 $R(x,t)$, $T(x,t)$ 与线性菲涅耳反射、透射系数 r_t , t_t 相除后的值 R/r_t , T/t_t , 其目的是为了比较反射、透射波相对入射波所发生的变化, 图中给出了两种具有代表性的差值波形, 而且反射波的前沿在图中左边, 透射波前沿在右边. 通常 $D = 2 \sim 16 \text{ ps/km/nm}$, 但文献[13] 中也曾选 $\beta = 5 \times 10^{-2}$ 对应于 $D \approx 161 \text{ ps/km/nm}$. $\Delta_1 = 0.05$ 可粗略地表征两种不同材料的光纤完全吻合地连接而形成的界面(对应的能量反射约为 0.06%); $\Delta_1 = 0.5$ 和 $\Delta_1 = 2.0$ 可粗略近似在光纤接缝两界面中的每一个界面, 只要间隙宽度 $d \ll \lambda_0$. 在亚皮秒情况下, 非线性反射偏离线性反射甚小, 透射波和反射波的色散展宽需要较长的时间才可表现出来, 边界使反射波峰前半部分和透射波峰的后半部分增强, 而使反射波峰的后半部分、透射波峰前半部分减弱, 与文献[8] 中边界条件无 ΔQ 项情况下的差值波形相比较, 不难发现边界条件高阶项对孤波反射所产生的影响. 反射波和透射波在离开界面的短距离内, 在亚皮秒情况下, 都保持在 $\text{sech}(\cdot)$ 波形的附近. 由于线性反射系数 $|r_t|^2 < 1$, 因此, 反射波和低透射率的透射波(色散 $>$ 非线性) 将最终在长距离传输中色散展宽而消失. 然而, 在一定条件下, 非线性可能强于色散, 这时反射波或透射波可以继续传输, 由分析无量纲化之后的(2) 式和(15) 式可知, 对于反射波, 这个条件是 $|\sqrt{\epsilon_N} - \sqrt{\bar{\epsilon}_N} + 2\sqrt{\epsilon_N} \Delta Q/Q|^2 \geq (\sqrt{\epsilon_N} + \sqrt{\bar{\epsilon}_N})^2$, 它意味着 $\|\frac{\partial}{\partial x}\| \sim k_0$, 即慢变波包近似失效, 因此反射波一般是色散 $>$ 非线性的情况. 但对于透射波, 这个条件是 $\{[1/(1+\sigma_1)](1+\Delta_1)/(1+\Delta_2)\} t_N^2 \geq 1$, 可用 t_t 代替非线性情况下的透射系数 t_N 进行估计, 在 D 保持不变的情况下, 应是 $(1+\Delta_1)^4/[1+(\Delta_1/2)]^2 \geq (1+\Delta_2)$. 在 $\Delta_2 = 0$ 时, 只需 $\Delta_1 \geq 0$. 前面不等式中取等号代表了孤波遇到界面后能继续不形变传输的条件.

Table 1 The coding of parameters Δ_1 , D , T_0 in groups

D (ps/km/nm)		10	100	1000	10
Δ_1	T_0 (ps)	0.02	0.02	0.02	0.2
0.05		B_1	C_1	D_1	E_1
0.5		B_2		D_2	
2.0		B_3		D_3	

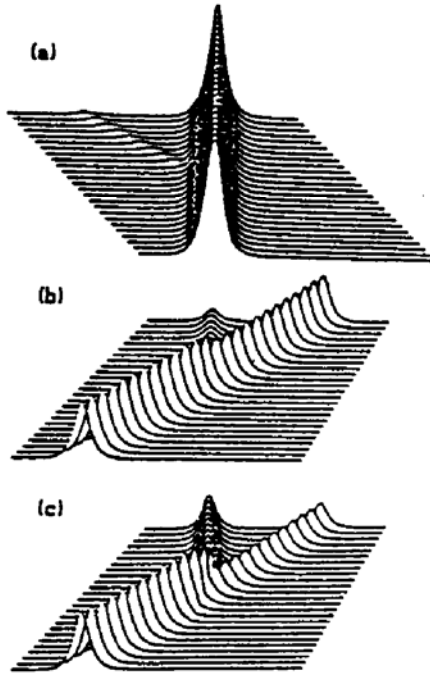


Fig. 1 Evolution of soliton in the reflection and transmission process, where $\sigma = 10$ ps/km/nm and $T_0 = 0.2$ ps; (a) $\Delta_1 = 0.05$; (b) $\Delta_1 = 0.5$; (c) $\Delta_1 = 2.0$

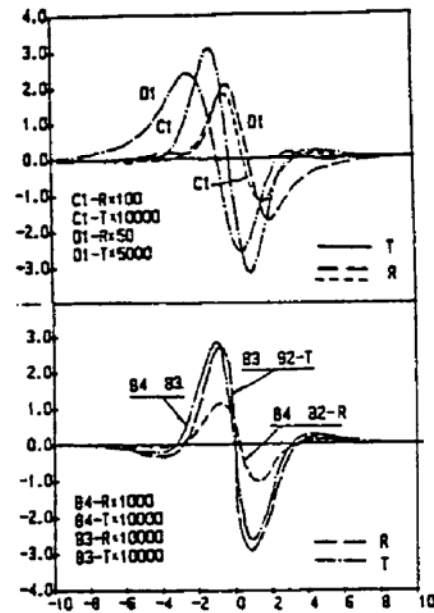


Fig. 2 The wave shapes of the discrepancy $(R/r_t - Q)$ and $(T/t_t - Q)$ when wave peak is at the distance of $10 T_0$ from the interface

4 结束语

本文建立了决定亚皮秒光孤在小突变界面的反射透射支配方程和边界条件,给出了不同的亚皮秒孤子的界面反射透射特性的数值模拟,讨论了孤子遇到界面后能继续无形变传输的条件.由于,较严格地考虑这个问题将是一个非常复杂的问题,于是本文是在 $n_1^2 \bar{\Delta} \approx n_2^2 \Delta$ 的前提下,抽象出这一模型,一方面可对孤子反射问题的主要特征有一个初步的认识,同时又是较严格地处理这一问题(即考虑界面附近的高次辐射模)的必要基础.

参 考 文 献

- [1] 杨祥林,赵 阳,单雪康, 光纤非线性传输的电磁理论及数值模拟. 中国科学 A 辑, 1989, (9): 974~982
- [2] 郭 旗,周国生,林为平, 包含高阶摄动项的光学孤子演化方程的严格推导. 中国科学 A 辑, 1991, (2): 200~209
- [3] 刘颂豪,郭 旗,廖常俊等, 光学孤子与孤子激光器. 科学通报, 1992, (3): 193~199
- [4] Z. Y. Chen, N. N. Huang, Y. Xiao, Method for finding soliton solutions of nonlinear Schrödinger equation. *Phys. Rev. (A)*, 1988, 38(8): 4355~4359

- [5] 周国生, 椭圆芯单模阶跃光纤中孤立波偏振特性分析. *光学学报*, 1985, 5(9): 819~824
- [6] A. B. Aceves, J. W. Moloney, A. C. Newell, Theory of light-beam propagation at nonlinear interfaces. *Phys. Rev. (A)*, 1989, 39(4): 1809~1840
- [7] A. B. Aceves, J. W. Moloney, A. C. Newell, Reflection and transmission of self-focused channels at nonlinear dielectric interfaces. *Opt. Lett.*, 1988, 13(11): 1002~1004
- [8] 陈陆君, 梁昌洪, 吴鸿适, 光纤孤子在媒质突变界面的反射与透射. *物理学报*, 1992, 41(2): 244~252
- [9] C. R. Menyuk, Nonlinear pulse propagation in birefringent optical fiber, *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1987, QE-23(2): 174~176
- [10] C. R. Menyuk, Pulse propagation in an elliptically birefringent Kerr medium. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1989, QE-25(12): 2674~2682
- [11] 大越孝敬, 冈本胜就著, 刘时衡等译, *通信光纤*, 第一版, 北京, 人民邮电出版社, 1989, 77, 80, 82
- [12] 副岛俊雄, 贝渊俊二著, 李先源等译, *光纤通信基础*, 第一版, 北京, 人民邮电出版社, 1988, 74
- [13] A. Hasegawa, F. Tappert, Transmission of stationary nonlinear optical pulse in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion, *Opt. Lett.*, 1973, 23(3): 142~144

The reflection and transmission of sub-picosecond soliton at a interface of two nonlinear media

Chen Lujun Liang Changhong Wu Hongshi
(Physics Department, Xidian University, Xi'an, 710071)
(Received 8 September 1992; revised 2 February 1992)

Abstract

The governing equation and boundary condition for reflection and transmission of sub-picosecond soliton at the interface of two nonlinear media are set up in this paper. The properties of soliton reflection and transmission process is numerically simulated. The condition for non-distortion propagating after passing the interface is discussed.

Key words soliton reflection, soliton propagation.

预告: 第二届国际光电子科学及工程学术会议 (ICOESE' 94)

由中国科协和中国光学学会等单位联合发起的第二届国际光电子科学及工程学术会议 (ICOESE' 94) 将于 1994 年 8 月 15~18 日在北京召开. 会议由清华大学精仪系和北京理工大学工程光学系具体筹备.

会议议题包括: 1) 新的光学现象、原理和理论; 2) 新型光电子器件、智能传感器及其集成; 3) 先进的光电测试、分析、测量及控制技术; 4) 激光器件、技术、系统及其在信息光学中的应用; 5) 红外光学、弱光技术和应用; 6) 导波光学、光纤器件与光纤传感及光通讯; 7) 用作图象获取、形成、处理、评估和显示的光学或混合系统; 8) 激光的材料处理技术及在工业和医学上的应用; 9) 光学记录、贮存和再现技术; 10) 数字、模拟与混合光计算及光学神经网络; 11) 模拟识别和智能机器视觉; 12) 人工智能在光学装备中的应用; 13) 其他有关题目.

会议期间将举办非贸易性国际光电技术及激光应用小型展览会.

会议欢迎国内外学者参加. 具体事项请与清华大学精仪系孙培懋教授联系. (邮码: 100084; 电话: 2595802) 或北京理工大学工程光学系周仁宗教授 (邮码: 100081; 电话: 8416688 # 2564) 联系

(黎风)