

# 应用科学学报

JOURNAL OF APPLIED SCIENCES

第四卷  
VOL. 4

第四期  
NO. 4

1986

《应用科学学报》编辑委员会编辑  
上海科学技术出版社出版

## 编 辑 委 员 会

|       |     |     |     |     |     |
|-------|-----|-----|-----|-----|-----|
| 主 编   | 黄宏嘉 |     |     |     |     |
| 副 主 编 | 邹元熾 | 夏道行 | 汤定元 | 方俊鑫 | 吴鸿适 |
| 编 委   | 丁维钰 | 王乃粒 | 王生洪 | 韦 钰 | 严义埏 |
|       | 张美敦 | 陈益新 | 林福成 | 欧阳邕 | 姚慧海 |
|       | 郭本瑜 | 郭嘉荣 |     |     |     |

## 编 辑 部

|         |     |     |     |     |     |
|---------|-----|-----|-----|-----|-----|
| 主 任     | 陈锡培 |     |     |     |     |
| 编 辑 人 员 | 王启华 | 江 华 | 许新民 | 吴国忠 | 林基青 |
|         | 顾珊繁 |     |     |     |     |
| 特 约 编 辑 | 夏国智 |     |     |     |     |

# 应用科学学报

第四卷 第四期

## 目 录

### 无序材料中的 Polariton

- 在光波导理论中的应用.....陈鸿 吴翔 方俊鑫 (283)
- 光纤在电子和  $\gamma$  辐射诊断中应用的研究.....王耀才 (289)
- 激光测速技术在电站锅炉水模试验中的应用  
.....唐开元 孙渝生 张自林 李梦实 张才根 薛林德 沈新根 (298)
- $\alpha$  剂量热释光断代技术——一种鉴别特殊贗品的方法.....王维达 周智新 (306)
- 集成温度传感器的温度特性分析.....严志新 陈家骏 (314)
- 关于简单图的 Chartrand 问题的下界.....刘桂真 (322)
- 部分介质填充波导的高次有限元分析.....徐善驾 彭松村 (326)
- 用 UPS 测量 GaAs 表面的能带弯曲和电子亲和势.....董国胜 丁训民 杨曙 王迅 (333)
- 半无限极性晶体中的极化子.....顾世有 张杰 (338)
- ZnO 压电薄膜的多晶模型研究.....章晓中 赵明洲 (343)
- 电化学合成癸二酸及其阳极极化曲线的测定.....桂伟志 (351)
- 改性铅酸锶陶瓷的制备及电导.....王评初 曾绍先 (356)

## 研究简报

- 模耦合对激光线宽的影响.....贝念渝 李孝申 (361)
- 喷涂法制备透明导电膜( $\text{SnO}_2:\text{F}$  膜).....王福善 李培德 (366)
- 新药常咯啉的 X 射线结晶学研究.....王佩玲 李德宇 吴吉安 (370)
- 两种载流子发射的 CC-DLTS 信号分析及其应用.....赵冷柱 吴克勤 (373)

# JOURNAL OF APPLIED SCIENCES

Vol. 4, No. 4, October, 1986

## CONTENTS

|                                                                                                                                   |                                                                                        |       |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| Polaritons in a Disordered Material: An Application to the Theory of Optical Waveguides .....                                     | Chen Hong Wu Xiang Fang Junxin                                                         | (288) |
| Study on Application of Optical Fiber in Electron and Gamma Radiation Diagnostics .....                                           | Wang Yaocai                                                                            | (297) |
| Laser Velocimeter in Measuring Boiler Water-Models in Power Station.....                                                          | Tang Kaiyuan<br>Sun Yusheng Zhang Zidong Li Mengshi Zhang Caigen Xue Linde Shen Xingen | (305) |
| Thermoluminescence Dating Using Alpha Dose: A Method of Imitation Discrimination .....                                            | Wang Weida Zhou Zhixin                                                                 | (313) |
| The Temperature Characteristics Analysis of the Integrated Temperature Sensor .....                                               | Yan Zhixin Chen Jiajun                                                                 | (321) |
| On the Lower Bound of Chartrand's Problems in Simple Graphs.....                                                                  | Liu Guizhen                                                                            | (325) |
| Analysis of Partially Filled Waveguides by High-Order Finite-Element Method .....                                                 | Xu Shanbia S. T. Peng                                                                  | (332) |
| The Determination of Surface Band Bending and Electron Affinity of GaAs by Means of Ultra-Violet Photoelectron Spectroscopy ..... | Dong Guosheng Ding Xunmin Yang Shu Wang Xun                                            | (337) |
| Polarons in a Semi-infinite Polar Crystal.....                                                                                    | Gu Shiwei Zhang Jie                                                                    | (342) |
| A Polycrystalline Model of the SAW Properties of ZnO Piezoelectric Thin Film .....                                                | Zhang Xiaoshong Zhao Mingzhou                                                          | (350) |
| Determination of Anodic Polarization Curves and Electrochemical Synthesis of Decanedioic Acid.....                                | Kuei Weitze                                                                            | (355) |
| Preparation and Electric Conductivity of Modified SrZrO <sub>3</sub> Ceramics.....                                                | Wang Pingchu Zeng Shaoxian                                                             | (360) |

## RESEARCH NOTES

|                                                                                                                       |                              |       |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------------------------|-------|
| The Impacts of Two-Mode Coupling on the Linewidths in Lasers .....                                                    | Bei Nianyu Li Xiaoshen       | (365) |
| SnO <sub>2</sub> :F Thin Films With High Transparency and High Conductivity Prepared with Spray Pyrolysis Method..... | Wang Fushan Li Peide         | (369) |
| X-Ray Crystallographic Study on a New Drug 常咯啉.....                                                                   | Wang Peiling Li Deyu Wu Jian | (372) |
| The CC-DLTS Signal Analysis of Two Kinds of Carriers Emission and Its Application .....                               | Zhao Lengchu Wu Kegin        | (376) |

# 无序材料中的 Polariton

## 在光波导理论中的应用

陈鸿 吴翔 方俊鑫

(上海交通大学) (同济大学) (上海交通大学)

### 提 要

本文用相干势近似的方法处理了无序材料中的 Polariton, 得出以下主要结论: (1) 对一般介电玻璃, 可以引入等效波矢的概念来描述 Polariton 的行为, 并得到了等效波矢存在的判据。(2) 无序材料中 Polariton 的色散关系与晶体中的相似, 这与最近的实验结果相符。(3) 从无序涨落导致衰减的角度来看, 使用 Phonon-Polariton 频段 (红外频段), 更有利于实现长距离、无中继的光纤通讯。另外, 作为一个应用, 本文还导出了无序平面波导中导波耦合场量子的色散关系。

### 一、引 言

光波导中的导模光呈现出不同于普通光的传输特性, 如为什么导模光可集中在很小的区域中传播而几乎没有衍射损耗? 本文的作者之一首先提出<sup>[1]</sup>, 应该从光子与光波导中的物质元激发相互耦合的观点来认识这些特性。最近的理论结果已清楚地证实<sup>[2,3]</sup>, 导模光实质上是光波导结构中光子和物质元激发的耦合场量子, 即所谓导波耦合场量子(guided-wave polariton)。那些理论的基本出发点是晶态模型, 但许多实用的光波导(例如光纤)是由无序材料(如  $\alpha$ -SiO<sub>2</sub>) 构成。在这里, 由于周期性的丧失, 描述元激发的波矢不再是一个好量子数, 因此有必要对无序材料中的元激发及其光学特性作进一步的研究。

本文的目的就是利用相干势近似(Coherent Potential Approximation)的方法来研究无序材料中的 Polariton, 并在此基础上引入等效波矢的概念, 最后将这些结果直接运用到平面无序波导中去\*。

### 二、相干势近似

设无序材料中的激子(或局域振动)可用下述哈密顿量描述

$$H_m = \sum_{lj} \hbar \omega_{lj} B_{lj}^\dagger B_{lj} + \sum_{ll', jj'} J_{ll', jj'} B_{lj}^\dagger B_{l'j'} \quad (1)$$

对激子,  $B_{lj}^\dagger$ 、 $B_{lj}$  分别为第  $l$  个格点上的第  $j$  个激子态的产生、湮灭算符。对局域振动,  $B_{lj}^\dagger$ 、 $B_{lj}$  分别为第  $l$  个原胞中的第  $j$  个红外激活模式的产生、湮灭算符。  $J_{ll', jj'}$  代表相互

1985年12月6日收到, 1986年1月7日收到修改稿

\* 本文基本思想的简短描述见 Chinese Physics Letters, Vol. 3, No. 3(1986)

作用. 另外, 我们假设, 无序的影响主要反映在参量  $\{\hbar\omega_{ij}\}$  与  $\{J_{w,jj'}\}$  上, 而  $\{l\}$  构成一个完整的晶格. 下面将采用相干势近似的方法来处理式 (1). 相干势近似的思想就是引入一个等效介质, 在这个等效介质中, 无序的涨落对元激发的散射在构形平均下为零<sup>[4]</sup>, 即

$$\langle T \rangle = \langle (1 - VG_0)^{-1}V \rangle = 0 \quad (2)$$

其中

$$G_0(E, H_m^{\text{eff}}) = (E - H_m^{\text{eff}})^{-1} \quad (3)$$

$$V = H_m - H_m^{\text{eff}} \quad (4)$$

而等效介质的哈密顿量为

$$H_m^{\text{eff}} = \sum_j \Delta_j^d(E) B_{ij}^+ B_{ij} + \sum_{i',jj'} \Delta_{i-i',jj'}^{\text{od}}(E) B_{ij}^+ B_{i'j'} \quad (5)$$

对角自能  $\Delta_j^d$  与非对角自能  $\Delta_{i-i',jj'}^{\text{od}}$  由方程 (2) 自洽地给出, 它们已不再是无序参量, 因此  $H_m^{\text{eff}}$  具有  $\{l\}$  的对称性. 在相干势近似下, 有

$$G_0(E, H_m^{\text{eff}}) = \langle G(E, H_m) \rangle \quad (6)$$

所以, 只要求出  $H_m^{\text{eff}}$ , 就可以得到无序材料的许多有用信息. 另外, 由于  $H_m^{\text{eff}}$  具有  $\{l\}$  的平移对称性, 利用傅立叶变换

$$B_{ij} = N^{-1/2} \sum_k e^{ik \cdot R_i} B_{k,j} \quad (7)$$

其中  $N$  为格点(或原胞)的数目, 可以将  $H_m^{\text{eff}}$  对角化

$$H_m^{\text{eff}} = \sum_{k,j} \Delta_{k,j}(E) B_{k,j}^+ B_{k,j} \quad (8)$$

而自能满足关系

$$\Delta_{k,j}(E) = \Delta_j^d(E) + \sum_{i'} \Delta_{i-i'}^{\text{od}}(E) e^{-i(R_i - R_{i'}) \cdot k} \quad (9)$$

在导出式 (8) 时, 已略去不同模式间的耦合. 考虑不同模式之间的耦合并不会带来实质性的困难. 这样, 经过相干势近似的处理, 我们将一个无序的问题, 化为一个以等效波矢为量子数的准粒子问题. 准粒子的能量为

$$\hbar\omega_{k,j} = \text{Re } \Delta_{k,j}(E) \quad (10)$$

准粒子的衰减系数为

$$\gamma_{k,j} = -\text{Im } \Delta_{k,j}(E) \quad (11)$$

下面计算散射矩阵  $T$ . 在计算时只保留到二体效应, 这种近似对非局域态问题可以给出满意的结果<sup>[4]</sup>. 这时自洽方程 (2) 可写成<sup>[5]</sup>

$$\langle T_{w \pm} T_u \rangle = 0 \quad (12)$$

为简单起见, 假设只存在一个模式 ( $j=1$ ), 且  $\hbar\omega_l, J_w$  满足 Lorentz 分布

$$f(\hbar\omega_l) = \frac{\sigma/\pi}{(\hbar\omega_l - \hbar\omega_0)^2 + \sigma^2} \quad (13)$$

$$g(J_w) = \frac{\Gamma/\pi}{(J_w - \bar{J}_{l-l'})^2 + \Gamma^2} \quad (14)$$

将  $f(\hbar\omega_l)$ 、 $g(J_w)$  代入式 (12), 并选取适当的回路积分得到

$$\hbar\omega_k = \hbar\omega_0 + \sum_w \bar{J}_{l-l'} e^{-i(R_l - R_{l'}) \cdot k} \quad (15)$$

$$\gamma_k = \sigma + \Gamma \quad (16)$$

### 三、无序材料中的 Polariton

将式(8)所描述的准粒子(激子或光学声子)与光子耦合,并假设耦合系数不是无序参量<sup>[6]</sup>,可得到哈密顿量<sup>[7]</sup>

$$H = \sum_k (\hbar\omega_k - i\gamma_k) B_k^\dagger B_k + \sum_k \hbar\omega(\mathbf{k}) b_k^\dagger b_k + \sum_k D_k (b_k B_k^\dagger + b_k^\dagger B_k) \quad (17)$$

式中的第一项为准粒子的自能,  $\hbar\omega_k$ 、 $\gamma_k$  由(15)、(16)两式给出. 第二项为光子的能量. 式(17)为二次型,采用么正变换将其对角化,便可得类激子(或类声子) Polariton 的色散关系及其衰减系数分别为

$$\hbar\Omega_k = \frac{\hbar\omega_k + \hbar\omega(\mathbf{k})}{2} \pm \frac{1}{2} \{ [\hbar\omega_k - \hbar\omega(\mathbf{k})]^2 - \gamma_k^2 + 4D_k^2 \}^{1/2} \quad (18)$$

$$\theta_k = \frac{1}{2} \gamma_k (1 \mp [\hbar\omega_k - \hbar\omega(\mathbf{k})]^2 \{ [\hbar\omega_k - \hbar\omega(\mathbf{k})]^2 - \gamma_k^2 + 4D_k^2 \}^{-1/2}) \quad (19)$$

由(18)、(19)两式,可以得到两个结论:(1) 无序材料中 Polariton 的色散关系与晶体的相似,这与最近的实验结果相符<sup>[8]</sup>. (2) 在准粒子的共振区域附近,衰减达到最大,即  $\theta_k \rightarrow \theta_{k,\max} = \gamma_k$ ; 当远离共振区域时,衰减迅速减小,即  $\theta_k \rightarrow \theta_{k,\min} = 0$ .

### 四、平面无序波导

考虑如图所示的平面型无序介质波导. 假定每一个格点上的电子只存在一个激发态,则激子的哈密顿量为

$$H_m = \sum_l \hbar\omega_l B_l^\dagger B_l + \sum_{ll'} J_{ll'} B_l^\dagger B_{l'} \quad (20)$$

假定  $\{l\}$  具有立方对称性,且晶格常数为  $a$ , 满足  $Na = d$  (见图), 而无序主要反映在参量  $\{\hbar\omega_l\}$  和  $\{J_{ll'}\}$  上面. 采用相干势近似,可以得到等效介质的哈密顿量为

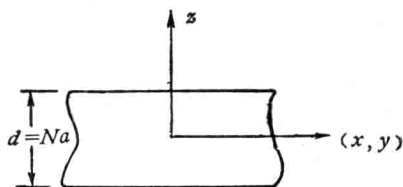


图 平面型无序介质波导示意图

$$H_m^{\text{eff}} = \sum_l [\hbar\omega_0 - i(\sigma + \Gamma)] B_l^\dagger B_l + \sum_{ll'} \bar{J}_{l-l'} B_l^\dagger B_{l'} \quad (21)$$

在 Bloch-Wannier 混合表象中,  $H_m^{\text{eff}}$  可以写成

$$H_m^{\text{eff}} = \sum_{\mathbf{k}_z, n} \hbar\omega_{\mathbf{k}_z} B_{\mathbf{k}_z, n}^\dagger B_{\mathbf{k}_z, n} + \sum_{\mathbf{k}_z, n} \sum_{\mathbf{k}_z', n'} \bar{J}_{n-n'} B_{\mathbf{k}_z, n}^\dagger B_{\mathbf{k}_z', n'} \quad (22)$$

其中  $\mathbf{k}_z$  平行  $xy$  平面,  $n$  为  $z$  方向格位标记.  $\hbar\omega_{\mathbf{k}_z}$  的定义为

$$\hbar\omega_{\mathbf{k}_z} = \hbar\omega_0 - i(\sigma + \Gamma) + \sum_{t, t'} \bar{J}_{t-t'} \Theta^{-1(R_t - R_{t'}) \cdot \mathbf{k}_z} \quad (23)$$

其中  $t, t'$  属于同一  $xy$  平面.

电磁场的哈密顿量和相互作用哈密顿量为<sup>[9,10]</sup>

$$H_r = \sum_{\mathbf{k}, \mu} \hbar\omega(\mathbf{k}) \left( b_{\mathbf{k}, \mu}^\dagger b_{\mathbf{k}, \mu} + \frac{1}{2} \right), \quad \hbar\omega(\mathbf{k}) = \hbar c |\mathbf{k}| \quad (24)$$

$$H_I = \sum_{\mathbf{k}, \mu} \sum_{n, q} \frac{\alpha}{\sqrt{\omega(\mathbf{k})}} (B_{\mathbf{k}, n}^\dagger - B_{-\mathbf{k}, n}) (b_{\mathbf{k}, \mu} + b_{-\mathbf{k}, \mu}) \quad (25)$$

其中

$$\omega(\mathbf{k}) = c(\mathbf{k}_x^2 + q^2)^{1/2}, \alpha = -i[\hbar\omega_0 - i(\sigma + \Gamma)] \left[ \frac{2\pi\hbar N_f}{L^3} \right]^{1/2} (\mathbf{D} \cdot \boldsymbol{\mu}) \quad (26)$$

采用与文献 [3] 完全类似的方法, 在连续介质近似下, 可以得到导波耦合场量子的色散关系

$$q^e \sin q^e \frac{d}{2} - \left[ k_x^2 - \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \right]^{1/2} \cos q^e \frac{d}{2} = 0, (q^e)^2 + k_x^2 = \varepsilon(\omega) \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \quad (27)$$

$$q^0 \cos q^0 \frac{d}{2} + \left[ k_x^2 - \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \right]^{1/2} \sin q^0 \frac{d}{2} = 0, (q^0)^2 + k_x^2 = \varepsilon(\omega) \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \quad (28)$$

其中

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{8\pi[\hbar\omega_0 - i(\sigma + \Gamma)] |\mathbf{D}|^2}{a^3} \frac{1}{[\hbar\omega_0 - i(\sigma + \Gamma)]^2 - (\hbar\omega)^2} \quad (29)$$

(27)、(28) 两式与宏观波导理论中的导模模式方程在形式上完全相同。所不同的是介电函数  $\varepsilon(\omega)$  为一复数。这说明无序的涨落会导致导波耦合场量子具有有限的寿命。

## 五、讨 论

在相干势近似下, 可以引入一个等效波矢的概念来描述无序材料中的元激发, 将无序的影响归结在元激发的寿命上。由式(16)可以看出, 无序的涨落幅度越大, 则元激发的寿命越短。元激发的传播可以用格林函数描述<sup>[11]</sup>

$$iG_0(\mathbf{k}, t-t') = e^{-i\omega_k(t-t') - \gamma_k(t-t')/\hbar} \quad (30)$$

只有满足  $\gamma_k(t-t')/\hbar \ll 1$  的元激发才具有明显的物理意义。在这种情况下, 能够将实际介质用一个等效介质代替。因此可以选择  $\gamma_k(t-t')/\hbar = 1$  作为元激发存在的判据。以元激发与光子耦合为例, 取  $(t-t')$  等于光子的振动周期, 则存在一个最大的涨落幅度  $\gamma_{k,\max} = \sigma_{\max} + \Gamma_{\max}$ 。当  $\gamma_k \ll \gamma_{k,\max}$  时, 元激发可以用一个等效波矢来描述; 若  $\gamma_k \gg \gamma_{k,\max}$ , 则元激发不能用一个等效波矢来描述。

一般无序可分为两类: 第一类为组分无序, 第二类为结构无序(如键长、键角的无序)。对于一般的介电玻璃, 无序主要来自后者。作为定性估计, 假设组分无序不存在( $\sigma=0$ )。这样, 对典型的光通讯波段( $\lambda \sim 1 \mu\text{m}$ ), 有  $\Gamma_{\max} \approx 2 \text{ eV}$ 。  $\Gamma$  的大小可用下述关系估计

$$\Gamma = \frac{\Delta E}{Z} \left[ \left( \frac{\Delta r}{r} \right) + \left( \frac{\Delta \theta}{\theta} \right) \right] \quad (31)$$

其中  $\Delta E$  为元激发的谱宽度,  $Z$  为配位数,  $(\Delta r/r)$  为键长的相对变化宽度,  $(\Delta \theta/\theta)$  为键角的相对变化宽度。对一般的介电玻璃  $(\Delta r/r) \approx 1\%$ <sup>[12]</sup>,  $(\Delta \theta/\theta) \approx 10\%$ <sup>[12, 13]</sup>, 激子的谱宽度  $\Delta E_{\text{ex}} \approx 1 \text{ eV}$ <sup>[12]</sup>, 光学声子的谱宽度  $\Delta E_{\text{ph}} \approx 0.01 \text{ eV}$ <sup>[14]</sup>。若取  $Z=3$ , 则对激子有  $\Gamma_{\text{ex}} \approx 3 \times 10^{-2} \text{ eV}$ , 对光学声子有  $\Gamma_{\text{ph}} \approx 3 \times 10^{-4} \text{ eV}$ 。它们均满足  $\Gamma_{\text{ex}}, \Gamma_{\text{ph}} \ll \Gamma_{\max}$ 。所以在一般的介电玻璃中, 可以使用等效波矢的概念来描述元激发的性质。另外, 上面的估计还说明  $\Gamma_{\text{ph}} \ll \Gamma_{\text{ex}}$ 。也就是说, 从无序导致衰减的角度来看, 使用类声子的导波耦合场量子(phonon-polariton)频段(红外频段), 更有利于实现长距离、无中继光纤通讯。

最后, 再指出两点: 第一, 式(31)只考虑了近程力(成键力), 而没有考虑远程力(偶极

作用)的影响。远程力是一种有序场<sup>[65]</sup>,它的存在会大大减小近程力的无序涨落所带来的影响,尤其是键角无序的影响<sup>[66]</sup>,从而会有利于激子或光学声子极化波的形成。所以,式(31)过高地估计了  $\Gamma_{ex}$ 、 $\Gamma_{ph}$ 。第二,本文提出的哈密顿量可直接用来导出类声子导波耦合场量子的色散关系。

孙弘同志曾和作者进行富有意义的讨论,谨志谢意。

### 参 考 文 献

- [1] Fang Junxin, Appl. Sci. Res., **41**, 355 (1984)
- [2] 孙弘, 庞乾骏, 方俊鑫, 应用科学学报, **3**, 20 (1985)
- [3] 郑杭, 方俊鑫, 应用科学学报, **3**, 100 (1985)
- [4] Economou, E. N., Green's Functions in Quantum Physics, Springer, Berlin (1979)
- [5] Pottier, N. and Calecki, D., Solid State Commun., **9**, 1489 (1971)
- [6] 耦合系数的涨落会导致光子的瑞利散射, 孙弘, 方俊鑫 (讨论会上的报告)
- [7] Haken, H., Quantum Field Theory of Solids, North-Holland, Amsterdam (1976)
- [8] Behmer M. and Claus, R., Phys. Rev. B, **30**, 4800 (1984)
- [9] Hopfield, J. J., Phys. Rev., **112**, 1555 (1958)
- [10] Oritt, M., et al., Phys. Rev. B, **25**, 7263 (1982)
- [11] 蔡建华等, 量子统计的格林函数理论, 科学出版社 (1982)
- [12] Mott, N. F., and Davis, E. A., Electronic Processes in Non-Crystalline Materials, Oxford, Clarendon (1979)
- [13] Phillips, J. C., J. Non-Cryst. Solids, **34**, 153 (1979)
- [14] Galeener, F. L., et al., Phys. Rev. B, **15**, 4251 (1979)
- [15] Payne, M. C., and Inkson, J. C., J. Non-Cryst. Solids, **68**, 351 (1984)
- [16] 方俊鑫, 陆栋, 固体物理学 (下册), 上海科学技术出版社 (1981)

## POLARITONS IN A DISORDERED MATERIAL

### An Application to the Theory of Optical Waveguides

CHEN HONG

(*Shanghai Jiaotong University*)

WU XIANG

(*Shanghai Tongji University*)

FANG JUNXIN

(*Shanghai Jiaotong University*)

#### Abstract

In the present article, the properties of polaritons in a disordered material are studied under the Coherent Potential Approximation. Our main results are as follows: (1) The concept of an effective wave vector can be used to describe the polariton of a dielectric glass, and the criterion for the existence of effective wave vector is also given. (2) The polariton dispersion of a disordered material is similar to its crystalline counterpart, which is consistent with recent experiments. (3) In the sense of the attenuation due to the disorder of the structure, the phonon-polariton is better than the exciton-polariton in long-distance optical fibre communications. As an application of the present theory, we have derived the dispersion of guided-wave polaritons in a planar disordered waveguide.

# 光纤在电子和 $\gamma$ 辐射诊断中应用的研究

王耀才

(中国矿业学院)

## 提 要

用光纤把辐射能转变为 Cerenkov 光光的传感器和信号传输线时,可以构成频带极宽的电子束和  $\gamma$  射线脉冲诊断系统。本文从理论上计算了入射的相对论电子或入射的  $\gamma$  射线形成的 Compton 电子在光纤中产生的 Cerenkov 光的灵敏度。研制了光纤传感器和测量系统,给出了系统灵敏度、动态范围以及带宽的解析表达式,这对评价系统性能和论证可应用性是很重要的。标定了传感器对  $\gamma$  射线的灵敏度。现系统可突破常规系统带宽的极限记录。系统带宽潜力达 500 MHz 以上,用于极快辐射脉冲测量将显示出它的独特优点。

## 一、测量电子脉冲的光纤 Cerenkov 光传感器

若电子在光纤芯部的速度大于光在该介质中的速度,就会产生 Cerenkov 辐射,电子在单位路程上发射波长为  $\lambda$ 、波长范围为  $\Delta\lambda$  的光子数为

$$\frac{dN}{dl} \Delta\nu = \frac{2\pi}{137} \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c$$

其中  $\Delta\nu$  是与  $\Delta\lambda$  相应的光频宽度,  $\theta_c = \cos^{-1}(1/\beta n)$ ,  $\beta_{th} = 1/n$  分别是电子发射 Cerenkov 光的辐射角和阈速度。

设平行电子束与芯部直径为  $D$  的光纤轴线的夹角为  $\psi_e$ , 则电子在纤芯中的平均射程为  $R_e = \pi D / (4 \sin \psi_e)$ 。光纤的数值孔径  $NA$  与孔径角  $\theta_A$  的关系为  $NA = n \sin \theta_A$ 。与光纤轴线夹角不大于  $\theta_A$  的子午光线可被光纤收集与传播。显然光纤对 Cerenkov 光的收集效率为

$$\eta = \frac{1}{\pi} \cos^{-1} \frac{\cos \theta_A - \cos \psi_e \cos \theta_c}{\sin \psi_e \sin \theta_c}$$

当  $\theta_c = 48.19^\circ$  时,  $\eta$  随  $\psi_e$ 、 $NA$  变化的计算结果列于表 1。

表 1  $\eta(\psi_e, NA)$  的计算结果

| NA   | $\psi_e(^{\circ})$ |       |      |      |       |       |      |      |       |     |
|------|--------------------|-------|------|------|-------|-------|------|------|-------|-----|
|      | 39                 | 40.54 | 41   | 45   | 47    | 48    | 50   | 55   | 55.84 | 57  |
|      | $\eta\%$           |       |      |      |       |       |      |      |       |     |
| 0.20 | 0                  | 0.31  | 2.10 | 5.33 | 5.70  | 5.72  | 5.47 | 2.49 | 0.28  | 0   |
| 0.25 | 2.23               | 4.62  | 5.04 | 6.93 | 7.170 | 7.167 | 6.93 | 4.80 | 4.00  | 2.7 |

1985年5月26日收到, 1986年4月28日收到修改稿

由 Cerenkov 辐射的方向性和光纤收集特性求出的对光收集有贡献的电子方向与光纤轴线夹角范围  $\psi_e^{\min} \sim \psi_e^{\max}$  和最佳值  $\psi_e^{\text{opt}}$  (收集效率最大) 关系如下:

$$\psi_e^{\min} = |\theta_c - \theta_A|, \psi_e^{\max} = \theta_c + \theta_A$$

$$\psi_e^{\text{opt}} = \begin{cases} \cos^{-1}(\cos \theta_c / \cos \theta_A) & \theta_c \geq \theta_A \\ 0 & \theta_c < \theta_A \end{cases}$$

当  $n=1.5$ ,  $\beta=1$  时, 计算的有关  $\psi_e$  的值列于表 2.

表 2  $\psi_e$  的范围和最佳值计算结果

| $NA$ | $\psi_e^{\min}$ | $\psi_e^{\text{opt}}$ | $\psi_e^{\max}$ |
|------|-----------------|-----------------------|-----------------|
| 0.15 | 42.46°          | 47.93°                | 53.92°          |
| 0.20 | 40.54°          | 47.72°                | 55.85°          |
| 0.25 | 38.60°          | 47.46°                | 57.78°          |

把单位电子束强度 ( $\text{e/s} \cdot \text{cm}^2$ ) 照射单位长度 ( $\text{cm}$ ) 光纤, 产生波长为  $\lambda(\text{nm})$ 、 $\Delta\lambda=1$  ( $\text{nm}$ ) 的可被光纤收集的 Cerenkov 光光强定义为光纤传感器对电子发射 Cerenkov 光的灵敏度  $S_e$ , 容易导出 (其中  $D$  的单位为  $[\text{cm}]$ )

$$S_e = 1.15 \times 10^5 \frac{D^2}{\lambda^2} \frac{\sin^2 \theta_c}{\sin \psi_e} \cos^{-1} \frac{\cos \theta_A - \cos \psi_e \cos \theta_c}{\sin \psi_e \sin \theta_c} \left( \frac{\text{Ph}}{\text{s}} \right) / \left( \frac{\text{e}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \text{cm} \cdot \text{nm} \right)$$

当  $D=50 \mu\text{m}$ ,  $NA=0.20$ ,  $n=1.5$ ,  $\lambda=800 \text{nm}$  时将  $S_e$ 、 $\psi_e$  的值随电子能量的变化计算值列于表 3.

表 3  $S_e$  的计算结果

| $E_e(\text{MeV})$               | 0.3   | 0.5   | 1.0   | 2.0   | 3.0   | 5.0   | 10.0  |
|---------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $\beta(v/c)$                    | 0.776 | 0.863 | 0.941 | 0.979 | 0.989 | 0.996 | 0.999 |
| $\theta_c(^{\circ})$            | 30.78 | 39.42 | 44.89 | 47.08 | 47.62 | 47.98 | 48.14 |
| $\psi_e^{\text{opt}}(^{\circ})$ | 29.9  | 38.8  | 44.4  | 46.6  | 47.1  | 47.5  | 47.7  |
| $S_e(\cdot 10^{-7})$            | 6.2   | 6.1   | 6.1   | 6.1   | 6.1   | 6.1   | 6.1   |

光纤传感器测量电子强度的下限  $I_{\min}$  由统计误差要求决定. 设在系统响应时间  $t_R$  内容许  $\pm 3\%$  的统计误差, 则在包含长度为  $l$  的传感器、衰减为  $\beta(\text{dB})$  的光缆、中心波长为  $\lambda=800 \text{nm}$ 、光谱宽度为  $\Delta\lambda(\text{nm})$ 、透过率为  $T$  的窄带滤光片以及光阴极量子效率为  $Q_k(\text{Ph/e})$  的光电倍增管的系统中有

$$I_{\min} = \frac{1.11 \times 10^{(3+0.1\beta)}}{S_e l T \Delta\lambda Q_k t_R}$$

若  $t_R=1 \text{ns}$ ,  $\Delta\lambda=5 \text{nm}$ ,  $T=0.5$ ,  $l=10 \text{cm}$ ,  $Q_k=0.2$ ,  $\beta=1$ , 则  $I_{\min}=4.6 \times 10^{17} \text{e/s} \cdot \text{cm}^2$ .

该传感器测量电子的上限强度  $I_{\max}$ , 由光纤的电子辐照感生吸收水平和线性要求决定.

测量电子的光纤 Cerenkov 光传感器由剥去保护层的裸光纤构成, 外径只有  $125 \mu\text{m}$ , 远小于  $1 \text{MeV}$  电子在其内的射程, 因此包层的散射可被忽略. 该传感器用于相对论电子束加速器测量电子束脉冲波形是很方便的.

## 二、测量 $\gamma$ 射线的光纤 Cerenkov 光传感器

用光纤测量 $\gamma$ 射线的原理是: 光纤在 $\gamma$ 射线照射下产生次级电子, 考虑到所关心的 $E_\gamma$ 范围为 1 至几 MeV, 故 Compton 散射<sup>[1]</sup>是主要相互作用过程. 满足 Cerenkov 辐射条件的 Compton 电子在经过纤芯的路程上发光, 其中一部分被光纤收集与传播.

设 $\psi_\gamma$ 、 $\psi_e$ 分别为 $\gamma$ 射线入射方向、Compton 电子发射方向与光纤轴向的夹角,  $\theta$ 与 $\phi$ 分别为散射 $\gamma$ 射线与 Compton 电子同入射 $\gamma$ 射线之间的夹角,  $\zeta$ 为 Compton 电子发射方向与光纤轴向在垂直 $\gamma$ 射线入射方向的平面上投影之间的夹角, 则每个介质电子对非极化 $\gamma$ 量子在 $\phi$ 方向每单位立体角内产生的散射电子数目的微分截面为<sup>[1]</sup>

$$\frac{d_e\sigma}{d\Omega'} = \frac{r_0^2}{2} \left\{ \frac{1}{[1+\alpha(1-\cos\theta)]^2} \left[ 1+\cos^2\theta + \frac{\alpha^2(1-\cos\theta)^2}{1+\alpha(1-\cos\theta)} \right] \right\} \frac{(1+\alpha)^2(1-\cos\theta)^2}{\cos^3\phi}$$

其中 $r_0=e^2/mc^2$ 是电子经典半径,  $\alpha=E_\gamma/mc^2$ ,

$$\theta = 2 \operatorname{tg}^{-1} [\operatorname{ctg} \phi / (1+\alpha)], \quad E_e = E_\gamma \frac{2\alpha}{1+2\alpha+(1+\alpha)^2 \operatorname{tg}^2 \phi}$$

Compton 电子从产生地点运动到纤芯边缘所经过的路程平均值 (称为平均射程) 近似计算公式为 $\bar{R}_{ce}=D/(\pi \sin \psi_e)$

孔径角为 $\theta_A$ 的光纤对 Cerenkov 光的收集效率为

$$\eta_\gamma = \frac{1}{\pi} \cos^{-1} \frac{\cos \theta_A - \cos \psi_e \cos \theta_c}{\sin \psi_e \sin \theta_c}$$

其中 $\cos \psi_e = \cos \psi_\gamma \cos \phi + \sin \psi_\gamma \sin \phi \cos \zeta$ .

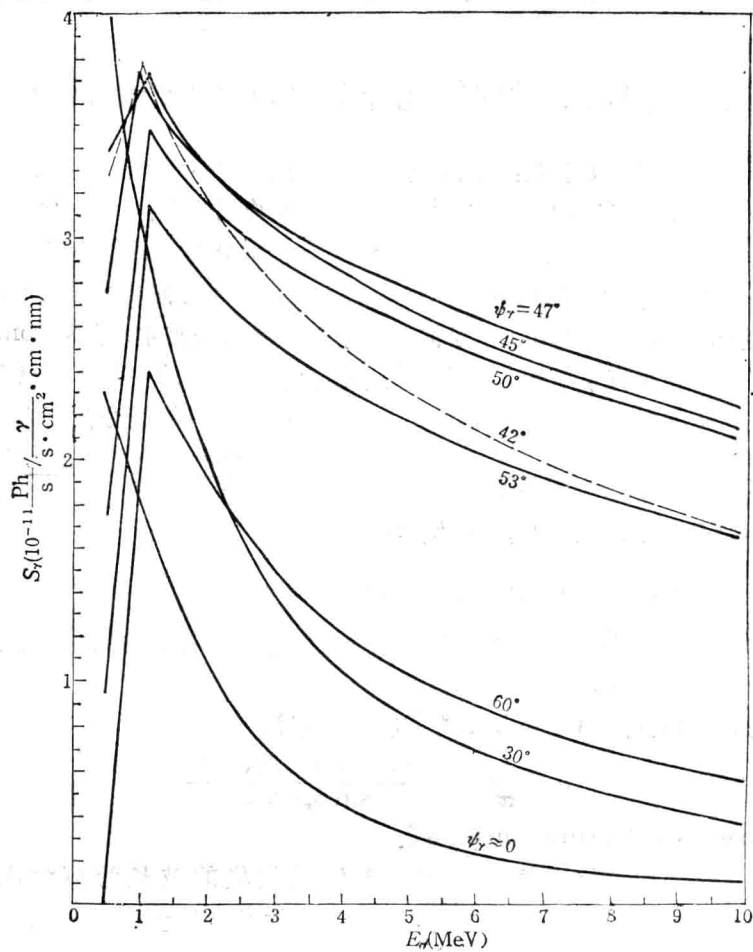
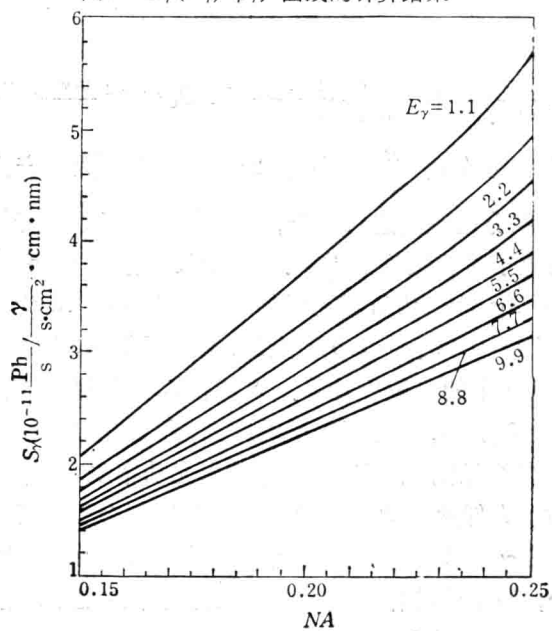
把单位 $\gamma$ 强度照射单位长度 (cm) 光纤产生被收集的波长为 $\lambda(\text{nm})$ 、光谱宽度为 $\Delta\lambda=1(\text{nm})$ 的 Cerenkov 光的强度 (Ph/s) 定义为光纤对 $\gamma$ 射线在其自身中产生的 Compton 电子所发射的 Cerenkov 光的灵敏度, 以 $S_\gamma \left( \frac{\text{Ph}}{\text{s}} / \frac{\gamma}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \cdot \text{cm} \cdot \text{nm} \right)$ 表示, 不难导出

$$S_\gamma = 2.2 \times 10^{28} \rho \frac{Z}{A} \frac{D^3}{\lambda^2} \int_{\phi_{\text{eff}}} \int_{\zeta_{\text{eff}}} \frac{d_e\sigma}{d\Omega'} \frac{\sin \phi}{\sin \psi_e} \sin^2 \theta_c \cos^{-1} \frac{\cos \theta_A - \cos \psi_e \cos \theta_c}{\sin \psi_e \sin \theta_c} d\phi d\zeta,$$

其中 $\phi_{\text{eff}}$ 、 $\zeta_{\text{eff}}$ 表示分别在 $\phi[0, \frac{\pi}{2}]$ 、 $\zeta[0, 2\pi]$ 区间内, 只在产生对灵敏度有贡献的 Compton 电子的有效积分范围内进行积分, 显然扣除了低于发光阈能的电子以及发光完全不能被光纤收集的电子对灵敏度的贡献. 还计入了作为 $E_\gamma$ 和 $\phi$ 的函数的电子能量对 $\theta_c$ 的影响. 上式中 $\rho=2\text{g/cm}^3$ 为石英光纤的密度,  $Z/A=0.5$ 为其电荷质量比.

对 $D=50\mu\text{m}$ ,  $NA=0.20$ 、 $n=1.5$ 的光纤, 编制了 FORTRAN-WYTCOF-84-1-16 程序, 作了在 $\lambda=800\text{nm}$ 下的灵敏度计算.  $S_\gamma$ 对 $E_\gamma$ 的能量响应曲线表示在图 1. 显然 $\psi_\gamma=47^\circ$ 是 $\gamma$ 射线最佳入射角, 此时不仅灵敏度高, 而且能响曲线较为平坦. 在 $\psi_\gamma=47^\circ$ 时,  $S_\gamma$ 对 $NA$ 的关系曲线见图 2. 应该指出, 若用光功率表示 $S_\gamma$ , 则 $S_\gamma \propto \lambda^{-3}$ .

计算结果表明,  $S_\gamma$ 太低致使动态范围太小, 而且 $S_\gamma$ 会受光纤周围物质与几何条件的影响. 因此实际应用的 $\gamma$ 射线光纤传感器是将光纤嵌入称为灵敏度增强体的外径 10 mm 有机玻璃圆柱的中心, 增强体的作用是增加射入光纤中的电子, 它可使 1.5 MeV 电子在

图1  $S_\gamma(E_\gamma, \psi_\gamma)$  曲线的计算结果图2  $S_\gamma(E_\gamma, NA)$  曲线的计算结果

光纤中达到电子平衡,值得指出的是,起主要增强作用的部位是靠近 $\gamma$ 入射一侧的圆柱体部分,当然用有机玻璃平板作增强体也是可以的。

设增强体对灵敏度的增强倍数为 $\varepsilon$ ,则测量 $\gamma$ 射线的光纤 Cerenkov 光传感器的灵敏度为 $S_{\text{CRS}}=\varepsilon S_{\gamma}$ 。利用上述计算的中间结果,对 1.1 MeV  $\gamma$  射线粗算出 $\varepsilon$ 的最大值不超过 42,这就提供了实验或标定的依据,实际上难以由实验求出 $\varepsilon$ 和 $S_{\gamma}$ 各自的值,且也无实用价值。实用中最关心的是 $S_{\text{CRS}}$ 的值。

传感器的时间响应,由信号传输时间引起的时展宽 $t_{\text{CRS}}$ 决定,显然对长度为 $l$ 的传感器, $t_{\text{CRS}}=l(n-\cos\psi_{\gamma})/c=0.027l(\text{ns})$ ,其中 $l$ 的单位为 cm,  $n=1.5$ ,  $\psi_{\gamma}=47^\circ$ ,当 $l=10$  cm,带宽 $BW_{\text{CRS}}=1.6\text{ GHz}$ 。传感器不受照射的光纤尾巴与传输光缆相连接。

### 三、光纤 $\gamma$ 射线诊断系统

诊断系统由光纤 Cerenkov 光传感器(CRS)、光缆(OFC)、窄带滤光片(NBF)、GaAs 光阴极光电倍增管(PMT)和 1GHz 宽带示波器组成,图 3 为系统框图。CRS 中的抗辐射光纤的耐辐照水平以 $\beta_{\text{RR}}(\text{dB/kR}\cdot\text{m})$ 表示。OFC 为渐变折射率(GI)光缆,长为 $L[\text{km}]$ , $NA=0.18$ , $n=1.5$ ,当 $\lambda=800\text{ nm}$ 时衰减为 $\beta(\text{dB/km})$ 。NBF 的 $\lambda=800\text{ nm}$ ,透射率为 $T$ ,光谱宽度为 $\Delta\lambda(\text{nm})$ 。PMT 光阴极灵敏度为 $S_{\text{K}}(\text{mA/W})$ ,增益为 $G$ ,则系统灵敏度为

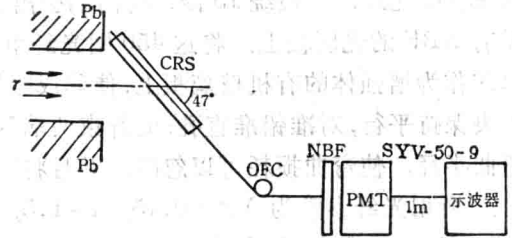


图 3  $\gamma$  射线光纤诊断系统框图

$$S_{\text{stm}}\left(\text{mA} / \frac{\gamma}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}\right)=S_{\text{CRS}}L\Delta\lambda TS_{\text{K}}G\cdot 10^{-(9+0.1\beta L)}.$$

系统可测量的上限 $\gamma$ 强度 $I_{\text{max}}$ 由 CRS 的长度 $l_1$ 、容许的辐照非线性 $\beta_{\text{tol}}(\text{dB})$ 、 $\beta_{\text{RR}}$ 以及 $\gamma$ 脉冲持续时间 $t_{\text{D}}(\text{ns})$ 所决定,显而易见

$$I_{\text{max}}=\frac{10^{14}\beta_{\text{tol}}}{l_1t_{\text{D}}\beta_{\text{RR}}}(\text{R/s})\frac{E_{\gamma}\approx 1\text{ MeV}}{2\times 10^{23}}\frac{2\times 10^{23}\beta_{\text{tol}}}{l_1t_{\text{D}}\beta_{\text{RR}}}(\gamma/\text{s}\cdot\text{cm}^2)$$

系统可测量的下限 $\gamma$ 强度 $I_{\text{min}}$ ,主要由 PMT 光阴极输出光电子数的统计起伏和误差要求决定,假设在系统分辨时间 $t_{\text{RS}}(\text{ns})$ 内允许 $\pm 3\%$ 的统计误差,当传感器长度为 $l_2$ 时可导出

$$I_{\text{min}}=\frac{1.77\times 10^{(5+0.1\beta L)}}{S_{\text{CRS}}l_2\Delta\lambda TS_{\text{K}}t_{\text{RS}}}(\gamma/\text{s}\cdot\text{cm}^2)$$

系统测量的动态范围为

$$DR=\frac{I_{\text{max}}}{I_{\text{min}}}=1.13\times 10^{(18-0.1\beta L)}S_{\text{CRS}}\Delta\lambda TS_{\text{K}}\frac{l_2}{l_1}\frac{t_{\text{RS}}}{t_{\text{D}}}\frac{\beta_{\text{tol}}}{\beta_{\text{RR}}}$$

GI 光缆的带宽 $BW_{\text{OFC}}$ 主要由模色散和材料色散决定(可忽略波导色散),设其相应的带宽分别为 $BW_{\text{mo}}$ 和 $BW_{\text{ma}}$ ,则<sup>[2]</sup>

$$BW_{\text{OFC}}^{-2}=BW_{\text{mo}}^{-2}+BW_{\text{ma}}^{-2} \quad (1)$$

其中 $BW_{\text{mo}}$ 主要由折射率分布决定, $BW_{\text{ma}}$ 与 $\lambda$ 、 $\Delta\lambda$ 、 $L$ 及材料色散系数 $K(\lambda)$ 有关,其表达式为

$$BW_{\text{ma}} = \frac{0.45}{K(\lambda)\Delta\lambda L} \quad (2)$$

因为光纤中光功率的 3dB 带宽, 相当于光电系统中 6dB 电带宽, 于是可导出 3dB 电带宽为

$$(BW_{\text{OFC}})_E = BW_{\text{OFC}} / \sqrt{2}$$

示波器的带宽为 1GHz, CRS 长为 5cm 时带宽为 3.33GHz. 当  $\Delta\lambda=1$  和 5nm 时, OFC 的电带宽分别为 690MHz 和 473MHz. 普通 PMT 带宽为 230MHz, 若用 MCP-PMT 或静电交叉场 PMT, 带宽可达 1.75GHz. 因此系统最低带宽为 200MHz, 最高可达 533MHz, 所以含 1km 长的光缆系统可测约 800ps 宽度的极窄脉冲.

## 四、实 验

### 1. 传感器对 $\gamma$ 射线灵敏度的直流标定实验

用  $1.2 \times 10^5$  居里的  $^{60}\text{Co}$  源对传感器灵敏度做直流标定的实验装置如图 4a 所示. 用 30 根 GI 光纤, 每根绕 15 圈, 将两端引出耦合至 PMT 贴有 NBF 的光阴极上. 将这 450 圈光纤束紧贴在 1cm 厚的作为增强体的有机玻璃板上, 使其成哑铃状, 光纤束中央保持平行, 对准铅准直孔; 光纤束两端尽量保持较大弯曲半径, 使弯曲损耗可以忽略, 并且将其屏蔽在铅室内. 所用光纤参数为  $NA=0.15$ ,  $n=1.5$ ,  $D=50\mu\text{m}$ ,  $\beta=3\text{dB/km}$ , NBF 的参数为  $\lambda=816\text{nm}$ ,  $\Delta\lambda=9.4\text{nm}$ ,  $T=0.74$ . PMT 的  $S_K=51.4\text{mA/W}$ ,  $G=2 \times 10^5$ , 暗流为 0.9nA 且十分稳定. 受照光纤处  $I_\gamma=2.6 \times 10^{10}\gamma/\text{s}\cdot\text{cm}^2$ , 净信号电流为 1nA. 结果为  $S_{\text{CRS}}=4.37 \times 10^{-20}\text{nW} / \frac{\gamma}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}\text{cm}\cdot\text{nm}$ , 换算为  $\lambda=800\text{nm}$ ,  $NA=0.18$  时的值为  $S_{\text{CRS}}=6.82 \times 10^{-20}\text{nW} / \frac{\gamma}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}\text{cm}\cdot\text{nm}$ .

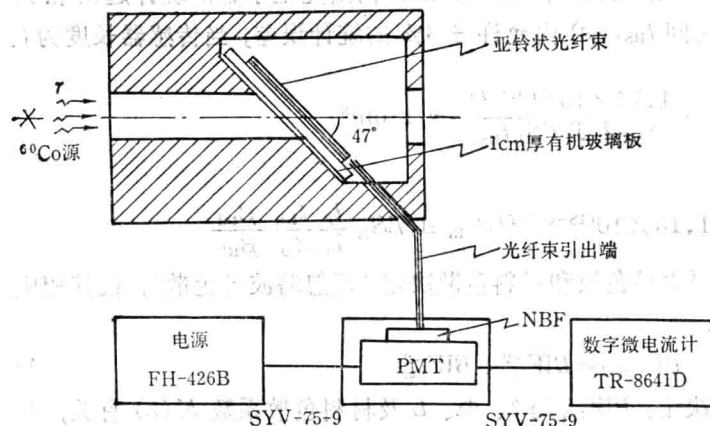


图 4a  $S_{\text{CRS}}$  的直流标定装置

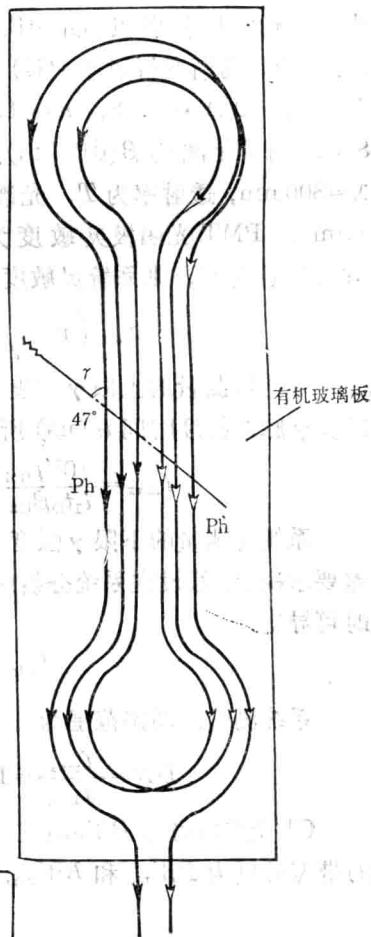


图 4b 哑铃状光纤束中光线传播示意图

## 2. 传感器对 $\gamma$ 射线灵敏度的脉冲标定实验

此标定用外径 10 mm 有机玻璃圆柱作为增强体。在此标定中用真空型康普顿二极管 VCD 作为绝对 $\gamma$ 强度探测器。用高强度快 $\gamma$ 辐射脉冲源同时照射放在同一地点的康普顿二极管和光纤传感器,对两种探测器的输出电流数据进行处理就能得到光纤 Cerenkov 光传感器的灵敏度的标定值。在标定中必须对 $\gamma$ 射线源进行准直与屏蔽,标定用的 GI 光缆长约 1 km,  $D=50\text{ }\mu\text{m}$ ,  $NA=0.18$ ,  $n=1.5$ , NBF 的 $\lambda=800\text{ nm}$ ,  $\Delta\lambda=7\text{ nm}$ ,  $\psi_\gamma=47^\circ$ 。PMT 同上,用示波器记录。

标定结果为:  $S_{\text{CRS}}=6.2 \times 10^{-20} \text{ nW} / \frac{\gamma}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \cdot \text{cm} \cdot \text{nm}$ , 系统动态范围  $DR=300$ ,  $I_{\text{min}}=1 \times 10^{20} \gamma/\text{s} \cdot \text{cm}^2$ ,  $I_{\text{max}}=3 \times 10^{22} \gamma/\text{s} \cdot \text{cm}^2$ 。

## 3. 光纤频带宽度的时域测量

利用 $\lambda=850\text{ nm}$ 、 $\Delta\lambda=1.5\text{ nm}$ 的半导体激光二极管(LD)、时间响应极快的雪崩光电二极管(APD)和 1GHz 示波器,对光缆中 5\* 光纤的时间展宽做了测量,APD 得到的 LD 光脉冲波形  $I_1(t)$  示于图 5a, 在 APD 和 LD 之间加入 5\* 光纤测得的波形  $I_2(t)$  示于图 5b。

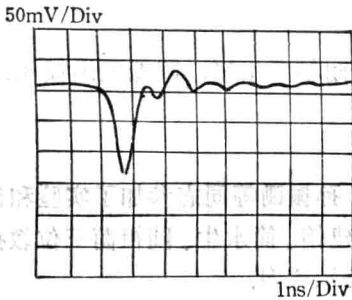


图 5a APD 测得的 LD 的光脉冲

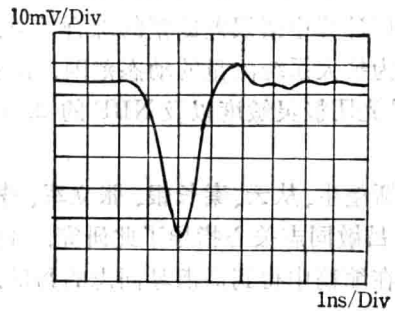


图 5b APD 测得的经过 5\* 光纤的 LD 光脉冲

设 5\* 光纤由于模色散对具有 1.5 nm 光谱宽度的 $\delta$ 函数光脉冲(可以认为是时间极窄的脉冲)产生时间展宽的波形为  $R(t)$ , 即对此 $\delta$ 脉冲的时间响应函数<sup>[3]</sup>, 于是有

$$I_2(t) = \int_0^t I_1(t') R(t-t') dt'$$

由  $I_2(t)$  与  $I_1(t)$  离散量的逆卷积的数值计算<sup>[3]</sup>, 求出了  $R(t)$ , 其上升时间为 0.62 ns, 半高宽为 0.90 ns。据此可以算出其带宽为 500 MHz·km, 这主要是模色散决定的带宽。因光源光谱宽度很窄, 所以由此引起的材料色散可以忽略, 若它的值大到不能忽略时, 则可由式(1)和(2)加以扣除, 单独给出模色散带宽。

## 五、分析与结论

理论和实验研究表明, 测量 $\gamma$ 射线用的光纤 Cerenkov 光传感器及其系统是可应用的, 极快的时间响应是其独特优点。根据实验与分析, 给出主要参数的推荐值如下: