

主动光纤

董孝义

(南开大学现代光学研究所)

摘要

光纤通信领域中引起人们广泛关注的物理问题是光纤中的非线性效应,其中包括光纤受激喇曼散射和布里渊散射(BSRS, BSBS)、光纤克尔效应(BKF)、光纤四波混频(BFWM)、光纤自相位调制(BSPM)与光孤子(soliton)效应等。这些效应赋予光纤以“主动性”,为其开辟了广阔的重要应用前景。本文从这些效应的基础——耦合波方程出发,简明地阐述了它们的物理机制,并给出了一些有实际意义的重要结果,包括BSBS和BSRS的增益 G 、有效光纤长度 L 以及它们的临界功率 P_{Bc} 和 P_{Rc} 、BKF的偏振特性,BSPM的临界功率 P_c 、BFWM的相位匹配条件和新方法等等。文中还对这些效应在光放大等方面的应用以及目前的水平等作了概要介绍。

光纤,无论是通信用还是非通信用,通常均被认为是一种被动的、线性的传光(导波)介质。但是随着研究的不断深入,人们发现,即使被传输的激光功率为几毫瓦、甚至微瓦量级时,也会出现波长变换、受激散射等各种非线性物理效应。这些现象对光的传输来说无疑会有各种影响^[1]。早期人们较多地注意到这些影响的消极方面,并设法克服。但是,后来人们认识到,这些效应还会给我们带来很多益处。例如,利用光纤中的受激散射制作出各种光纤放大器、振荡器,利用非线性对群色散的补偿作用研制出光孤子传输等。这些引人注目的课题促使人们进一步认识到,光纤也具有“主动性”,或者说应该从“主动”方面挖掘光纤的潜力,因此“主动光纤(active fiber)”^[2]便成为当今光纤通信(以及非通信)领域中的重要研究课题之一。

对于常规光纤而言,纤维材料为具有反演对称性的石英玻璃,因此可能出现的非线性效应来源于介质的三阶电极化率 $\chi_{(3)}$ ^[2]。与其有关的非线性效应有光纤受激喇曼散射(BSRS)、光纤受激布里渊散射(BSBS)、光纤克尔效应(BKF)、光纤四波混频(BFWM)、自相位调制(BSPM)与光孤子(soliton)效应等。为了利用光纤的“主动性”,近年来人们还有意地向光纤中进行各种掺杂,甚至拉制出各种单晶光纤等^[3]。这时二阶电极化率 $\chi_{(2)}$ 的作用便充分显

示出来,并用其研制出各种光纤倍频器、光纤放大器和振荡器、光纤调制器以及各种光纤逻辑器件等。限于篇幅,本文将重点介绍三阶极化率 $\chi_{(3)}$ 引出的各种非线性效应及其在光通信中的应用。

一、耦合波方程

主动光纤的理论基础是耦合波方程。与非导波介质(如一般块状介质)情况比较,光纤中的光波互作用要简单得多,因此描述光波互作用的耦合波方程也较为简单。在三阶极化率 $\chi_{(3)}$ 起主导作用的情况下,可以推导出主动光纤中的波方程^[4]:

$$\frac{d^2}{dz^2} E(z, r, \theta) - \frac{n^2}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} E(z, r, \theta) = \frac{16\pi\chi_{(3)}}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} E^3(z, r, \theta), \quad (1)$$

式中 n, c 分别为光纤中的折射率和光速, z 为光纤传播轴。这里我们忽略掉 $\chi_{(2)}$ 的作用,

$$\chi_{(3)} = \chi'_{(3)} - \chi''_{(3)},$$

$\chi'_{(3)}, \chi''_{(3)}$ 分别为三阶极化率的实部与虚部。当不考虑非线性极化对导波模的影响时,可将光场展开成如下形式^[5]:

1) 也曾有人译成有源光纤、活性光纤、非线性光纤等。

$$E(z, r, \theta, z) = \sum_m A_m(z) \phi_m(r, \theta) \times \cos(k_m z - \omega_m t + \phi_m), \quad (2)$$

式中 m 为频率指数, $k_m = n\omega_m/c$, 并假定所有导波模具有相同的线偏振态, A_m 和 ϕ_m 为第 m 个导波模的光场振幅纵向与横向分布。按习惯进一步定义

$$\left. \begin{aligned} F_m(z) &= N_m A_m, \\ P_m(z) &= |F_m(z)|^2 = N_m^2 |A_m(z)|^2, \\ N_m^2 &= \frac{n_m c}{8\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \phi_m^2(r, \theta) r dr d\theta, \end{aligned} \right\} (3)$$

式中 n_m 为频率 ω_m 处的有效折射率。这样,按常规方法^[2]即可由(1), (2)两式求出耦合波方程。这里所说的常规方法是指,只取方程中的同频项,并考虑到四光波作用的小信号性质,可忽略方程中的 $[d^2 F/dz^2]$ 项,以下标 p 表示泵浦波,下标 s 和 a 表示信号波(图 1 中, s 代表具有较低频率 ω_s 的斯托克斯波, a 代表具有较高频率的反斯托克斯波),结果得到如下形式的耦合波方程:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dF_s}{dz} &= i2Q\chi(Q)\langle spps \rangle |F_p|^2 F_s \\ &\quad + iQ\chi(Q)\langle sppa \rangle |F_p|^2 F_s^* e^{i\Delta k z + 2\phi_p}, \\ \frac{dF_s^*}{dz} &= -i2Q\chi(Q)\langle appa \rangle |F_p|^2 F_s \\ &\quad - iQ\chi(Q)\langle appps \rangle |F_p|^2 F_s e^{-i\Delta k z - 2\phi_p}, \\ \frac{dF_p}{dz} &= iQ\chi(0)\langle pppp \rangle |F_p|^2 F_p \equiv i\delta k_p F_p, \end{aligned} \right\} (4)$$

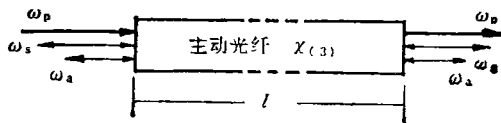


图 1

其中

$$\left. \begin{aligned} Q &\equiv \frac{48\pi^2 \omega_p}{n^2 c}, \\ 2\pi Q c &= \omega_p - \omega_s = \omega_a - \omega_p, \\ \langle spps \rangle &= \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty \phi_s \phi_p \phi_p \phi_s r dr d\theta}{N_s N_p N_p N_s} \\ &= (A_{eff})^{-1}, \end{aligned} \right\} (5)$$

这里重叠积分“ $\langle \rangle$ ”的量纲为(面积)⁻¹, A_{eff} 为有效面积,它与光纤芯子截面积有一定关系。例如,当全部光波均以相同导波模式 ϕ_1 传播时,并取 ϕ_1 为高斯分布,即 $\phi_1 \propto \exp(-r^2/W^2)$, W 为束腰半径,于是得

$$\langle 1111 \rangle = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty \phi_1^4 r dr d\theta}{\left[\int_0^{2\pi} \int_0^\infty \phi_1^2 r dr d\theta \right]^2} = \frac{1}{\pi W^2}.$$

可见此时的有效面积 A_{eff} 即为光斑面积。

(4)式中不同的项与特定的非线性效应(如喇曼增益、克尔效应、参量混频等)相联系。或者说,这样一些有意义的非线性效应均可从耦合波方程推导出来,因此可以认为,耦合波方程[(4)式]是描述光纤中非线性效应的基本方程,是主动光纤的理论基础。

二、喇曼、布里渊散射过程

这两种受激散射过程均是由三阶极化率 $\chi_{(3)}$ 的虚部 χ'' 引起的。光纤中的受激喇曼散射(BSRS)和块状介质中的受激喇曼散射(SRS)相同,都可看作是由分子振动引起的光调制,被调制的光波即散射波中出现上下边频,它们分别对应于斯托克斯波和反斯托克斯波,频移即为 $\Delta\nu \propto \Omega$ 。因此从光波相互作用观点来看,这种受激散射过程即为入射波(泵浦波)、散射波(斯托克斯波和反斯托克斯波,即信号波和闲频波)以及分子振动引起的声波之间的四波耦合作用的结果。受激布里渊散射(SBS)与SRS的不同仅在于频移量 $\Delta\nu$ 不同,前者由声学声子给出,而后者则由光学声子给出,因此有 $\Delta\nu_B \ll \Delta\nu_R$ 。这种差别造成SBS和SRS过程的实际意义上的区别。例如,在单模光纤这类各向同性介质中,根据相位匹配上的考虑可以得知,在BSRS中可产生前向和后向斯托克斯波,而在BSBS中则只能产生后向斯托克斯波,因此它们在光纤中表现出的消极作用形式也有不同。对于BSRS,其前向斯托克斯波使部分光波频移,因而导致传输光波的失真,而后向斯托克斯波使部分传输光波移到斯托克斯波上,因而导

致传输光波的衰减;对于 BSBS, 因只有后向斯托克斯波, 故只产生使传输光波衰减的作用, 而且在某些情况下还可出现多次散射, 使光纤中引入高强度后向耦合, 甚至会导致光纤输入端的破裂和陷口。

BSRS 和 BSBS 在光纤中具有增益特性, 在一定条件下, 这种增益可以积累, 并达到很大的数值。利用耦合波方程可推导出它们相应的增益系数表达式。令 $F_s = 0$, 或取很大的 Δk 值, 则可由(4)式推导出^[1]

$$\left. \begin{aligned} G &= 4QX''(Q) \langle spps \rangle, P_i/P_0 = e^{-\alpha_s l} e^{\gamma}, \\ \gamma &\equiv GPL/A_{\text{eff}}, L = \frac{1 - e^{-\alpha_p l}}{\alpha_p} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

这里 G 为光强增益系数 (即光场幅度增益系数的两倍), P_i 和 P_0 分别为输出和输入斯托克斯波功率, $P = |F_p|^2$ 为光纤输入端的泵浦波功率, l 为光纤长度, α_p 和 α_s 分别为泵浦波和斯托克斯波的线性吸收系数, L 是考虑到沿光纤的对泵浦波线性吸收后的有效光纤长度。

进一步计算得到, BSBS 和 BSRS 的临界功率 P_{Bc} 和 P_{Rc} 分别为

$$P_{\text{Bc}} \approx \frac{21A_{\text{eff}}}{G_{\text{B}}L}, P_{\text{Rc}} \approx \frac{16A_{\text{eff}}}{G_{\text{R}}L}. \quad (7)$$

当光纤比吸收长度长很多时, A_{eff} 可用光纤芯子截面积代替, 这时可以根据(6), (7)式计算出 BSRS 和 BSBS 的临界值。例如^[4], 取 $l = 102\text{km}$, 芯径为 $5\mu\text{m}$ 的单模光纤, 激光线宽为 10^{-3}nm , 平均损耗 γ_c 为 0.33dB/km , 则可计算出 $P_{\text{Bc}} \approx 10.6\text{mW}$, $P_{\text{Rc}} \approx 730\text{mW}$ 。在这种情况下, 如果 $\Delta\nu_{\text{B}}$ 小于激光线宽, P_{Bc} 还将进一步降低。例如, 当 $\Delta\nu_{\text{B}} = 17.1\text{MHz}$ 时, P_{Bc} 为 1.4mW , 这一数值正好在目前光纤通信系统所用激光器的输出功率值的范围内。这说明, 对于现在的光纤通信系统来说, BSBS 足可以发生, 因此不容忽视。特别是在相干光通信系统中^[6], 由于激光线宽很窄, P_{Bc} 值将很小, BSBS 对通信的影响越来越显著。为此, 人们已经找出抑制这种影响的一些方法。例如, 改变光纤材料的组分, 促成芯子与包层的声速失配, 从而减低 BSBS 增益, 使 P_{Bc} 值提高。在

相干通信中, 还可以使用相移键控 (PSK) 相干调制来有效地抑制 BSBS。从以上结果还可以看出, 只有当激光线宽远大于 $\Delta\nu_{\text{B}}$, 而且光功率很高的情况下, BSRS 方能发生, 因此在目前的光纤通信系统中, BSRS 的影响可不予考虑。

以上讨论只侧重于 BSRS 和 BSBS 的消极方面, 实际上受激散射在光纤通信中的积极作用已受到人们的重视, 它对未来的光通信发展有着十分重要的实际意义。其中最值得提出的是正在大力研制之中的喇曼和布里渊光纤放大器、振荡器。图 2 给出的是一种多重可调谐喇曼光纤激光器^[7], 其中 M_1 是激光器的输出镜, 激光经耦合透镜进入光纤, 在光纤中产生有增益的斯托克斯波, 它们通过棱镜分解为多重斯托克斯波, 并各自受到相应的反射镜反射, 从而形成各自的激光振荡。显然, M_0 与 M_1, M_2, M_3 构成相应的谐振腔 (如无 M_1, M_2, M_3 , 图 2 装置即为激光放大器)。这一装置的最大特点是可调谐性, 调谐范围可达几百埃。泵浦波功率为 4W , P_{Rc} 为 1.0W , 使用 $3.3\mu\text{m}$ 直径光纤, 长度为 100m , 损耗为 1.7dB 。类似的装置还有很多。

图 3 是一种锁模式布里渊光纤振荡器实验装置^[8], M_2 和 M_3 是布里渊振荡器谐振腔的一对介质镜, 谐振腔内插入布喇格声光偏转器以实现激光锁模。在谐振腔内还插入了充碘的吸收池, 使泵波被完全吸收, 最后形成的斯托克斯波通过耦合镜 M_1 输出, 输出为系列脉冲形式, 脉冲长度受布里渊线宽限制。除了这种装置之外, 全光纤受激布里渊环形激光器的出现引起普遍关注。它用可调耦合器使光纤构成闭合环路, 从而极大地增加了光波的作用距离, 这样可使阈值 (即临界功率 P_{Bc}) 下降两个量级。

主动光纤激光器、放大器从问世到今天, 已过去了十个年头。在这十年间出现了各种各样的主动光纤器件, 尤其是近期研制成的光纤环形染料激光器、布里渊光纤激光器具有很大的吸引力, 这些将在光纤通信或其他方面得到应用。

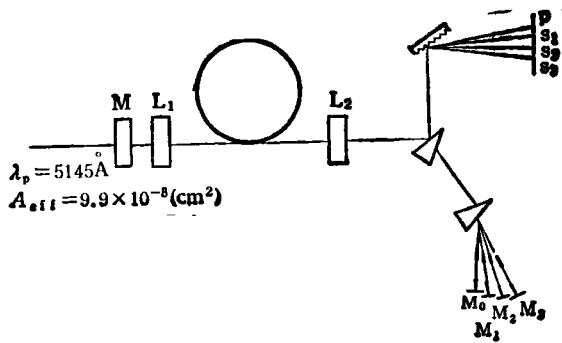


图 2

三、光克尔效应

光克尔效应是一种折射率非线性效应，它不同于 SRS 和 SBS，是由三阶极化率的实部 $\chi'_{(3)}$ 引起的。所谓折射率的非线性效应是指介质的折射率对光强的依赖关系。这种现象在一般介质中早已被发现了^[9]，但对光纤中的克尔效应的研究和应用还是近几年才开始的。

令频率为 ω 和 ω' 的光场同时作用于介质，则会引起如下一种形式的三阶非线性极化：

$$P^{(3)}(\omega) = 6\epsilon_0 \chi'_{(3)}(\omega, \omega', -\omega') \cdot E(\omega)E(\omega')E^*(\omega')$$

如果光沿 z 轴方向传播，沿 y 方向偏振，且有 $\omega = \omega'$ （即克尔效应是强光本身引起的），并且令 $|E(\omega)|^2 = \mathcal{E}^2(\omega)/4$ ，则由三阶极化引起的折射率改变有如下关系：

$$\delta n_{cc} \chi'_{(3)}(\omega, \omega, -\omega) \cdot \mathcal{E}^2(\omega), \quad (8)$$

其中 n 为介质的光学折射率。此式表明，如果光束波前强度是非均匀的（例如，一般激光器输出为高斯型分布），则由(8)式可知，其横向折射率将发生相应改变，介质便产生一种类透镜作用。当介质的 $\chi'_{(3)}$ 为正值时，这种作用为正透镜作用，它使传播光束向高强度区域聚集，产生自聚焦效应；反之，如 $\chi'_{(3)}$ 为负，则为负透镜作用，产生散焦效应，使光束波前强度匀化，因此又称模糊效应。

在光纤中的克尔效应可通过耦合波方程(4)式描述。令 Δk 很大，或令 $F_s = 0$ ，并略去 $\chi'_{(3)}$ 部分，则可得到^[4]

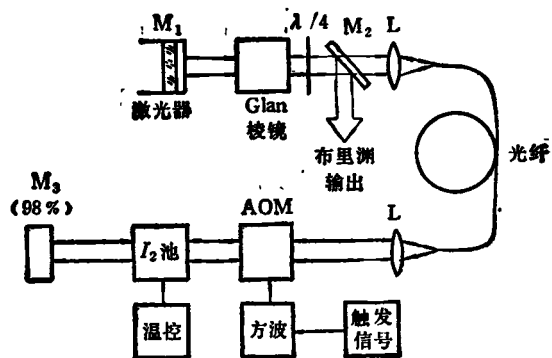


图 3

$$F_s(z) = e^{i\delta k_s z} F_s(0),$$

$$\delta k_s = \delta n_s \omega_s / c = 2Q\chi(\Omega) \langle spps \rangle P, \quad (9)$$

和 $F_p(z) = e^{i\delta k_p z} F_p(0),$

$$\delta k_p = \delta n_p \omega_p / c = 2Q\chi_{(3)}(\Omega) \langle pppp \rangle P \quad (10)$$

(9)式描述的即为光纤中的克尔效应。考虑到光场的偏振特性，克尔系数 $K(\omega)$ 与非线性极化率、非线性折射率 n_2 与非线性极化率的关系分别为

$$K(\omega) = \frac{24\pi}{n} (\chi_{||} - \chi_{\perp}), \quad n_2 = \frac{12\pi}{n} \chi_{||}, \quad (11)$$

χ 的角标分别表示沿 x 和沿 y 方向的偏振。此式表明，随着偏振态的改变， δn 有某些小的变化。这种折射率对偏振的依赖关系导致在光纤输出端的光强对偏振态的依赖关系^[10]。利用这种效应可以制成光纤脉冲高度鉴别器^[11]。

四、自相位调制与孤立波

折射率对光强的依赖关系在时间域导致光脉冲的自相位调制 (SPM)。由于在光脉冲持续时间内折射率的变化，脉冲峰值的相位对于前沿与后沿来说是延迟的。这种相移在长的光纤中积累起来将造成相当大的相位调制，从而造成频率附加展宽，限制了光纤系统中的高码率传输。SPM 造成的相移 ($\delta\phi$)、频移 ($\delta\omega$) 与 δn 的关系是

$$\delta\omega(t) = - \frac{d\delta\phi}{dt} = - \frac{2\pi L}{\lambda} \frac{d\delta n}{dt}, \quad (12)$$

式中 λ 为光波波长， L 为光纤有效长度。在玻璃光纤中，折射率 n 随光强增加，所以脉冲前沿

在频率上是降速变换,而在其后沿则为升速变换,从而使光脉冲产生啁啾^[9]。如果这种啁啾作用恰与光纤的群色散作用相抵消,那么就会出现一种在传输中不变形的稳态光脉冲,并称之为光孤子,或称孤立波(soliton)。关于这方面的内容作者已在另一篇文章中作了叙述^[9]。

和上述 BSRS, BSBS 类似,光纤中的 SPM 也存在一临界功率 P_c ,其定义为:使初始光脉冲频宽加倍时对应的功率,已得到^[4]

$$P_c = \frac{nc\lambda A_{eff}}{4\pi^2 n_2 L} \times 10^{-7}, \quad (13)$$

其中 A_{eff} , L 和 SRS 中的定义相同,分别为有效光纤面积和长度。例如,对于损耗为 1dB/km 的玻璃光纤,使用波长为 $1\mu\text{m}$ 的激光时,在纤径为 $10\mu\text{m}$ 的单模光纤中, $P_c = 185\text{mW}$; 在纤径为 $50\mu\text{m}$ 的多模光纤中, $P_c = 5\text{W}$ 。与相应情况下的 SRS, SBS 比较,显然有

$$P_{Bc} < P_c < P_{Rc}$$

五、四波混频参量效应及相位匹配技术

四波混频(FWM)或称四光子混频是一种通过介质三阶极化(实部)作用使四个光波(或四光子)之间交换能量的过程。象在一般介质中的情况那样,在光纤中通过 FWM 作用也能产生三倍频、和频、差频等各种光学参量效应。实现 FWM 的典型实验装置如图 4 所示。弱信号波(ω_s)与强泵浦波($\omega_p + \omega_p$)耦合进入光纤,经光纤混频效应产生一个频率为 $\omega_s = 2\omega_p - \omega_s$ 、波矢为 $K_s = 2k_p - k_s$ 的极化波,该极化波辐射出闲频波(ω_s, k_s), $\omega_p, \omega_p, \omega_s$ 和 ω_s 构成了四波混频过程。一般情况下

$$\Delta k = K_s - k_s \approx 0,$$

即极化波与闲频波具有不同的传播速度,它们非同步传输,因此经一相干长度

$$L_{coh} = 2\pi/\Delta k \quad (14)$$

后,产生的闲频波将因相位失配引起的相消作用而被光纤介质逐步吸收掉。 $k = n\omega/c$,对于单模光纤,折射率主要是材料色散贡献的,

$$\Delta k_m = 2\pi\lambda D(\lambda)Q, \quad D(\lambda) = \lambda^{2d^2n}/d\lambda^2.$$

在频移较小的情况下, L_{coh} 可以相当长。例如

物理

当 $\lambda = 0.5\mu\text{m}$, $Q = 1\text{cm}^{-1}$ 时,可得 $L_{coh} \approx 2\text{km}$ 。因此在分析 BSBS, BSPM 等效时应未曾顾及 L_{coh} 问题。

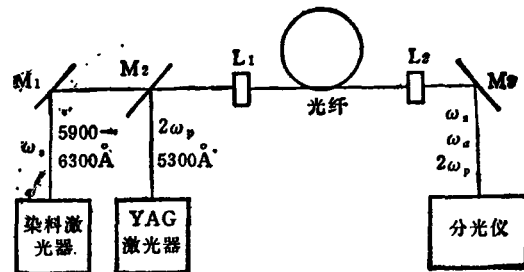


图 4

当 $\Delta k = 0$ 时,由(14)式可知, $L_{coh} \rightarrow \infty$, 因此 FWM 效应总是积累的。使 $\Delta k = 0$ 的技术称为相位匹配技术。在光纤情况下可以借助导波模来实现相位匹配。光纤中可传播不同模式的导波。较高阶的导波模具有较低的传播常数,较低阶的导波模具有较高的传播常数^[2]。因折射率色散使相位失配,即在正色散区有

$$k_s + k_s > 2k_p,$$

所以如果将信号波或闲频波选作适当的高阶模,即可以实现 $k_s + k_s = 2k_p$, 达到相位匹配。如图 5 所示,选泵浦波和信号波为 L_{p01} 模,而

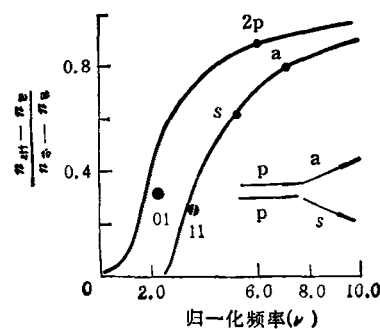


图 5

选闲频波为较高阶的 L_{p02} 模,则可实现相位匹配。如果进一步考虑到上述折射率对光强的依赖关系,则更确切的相位匹配条件为

$$\Delta k + 2\delta k_p - \delta k_s - k_s = 0. \quad (15)$$

利用光纤中的 FWM 不但能为我们产生新波长的相干辐射,而且由于光纤的增益作用,还

可以进一步制作光纤 FWM 参量放大器、振荡器等,并且可利用相位匹配实现宽带频率调谐^[2],以及用以判断单模光纤的色散情况等。

除上述 BSRS, BSBS, BSPM 和光克尔效应外,反映光纤“主动”性的效应还有双光子和多光子吸收、超短光脉冲压缩等,而且随着研究的深入,其“主动”性仍在不断地得以发挥,并得到重要应用,如光纤逻辑器件^[3]、用简并 FWM 的光纤噪声压缩器^[4]等。为了使光纤的“主动”特性更为明显,人们还有意地在光纤材料中进行各种掺杂,制作出具有磁光、声光、电光等特性的特种光纤^[5],或直接拉制具有这些特性的晶体光纤^[3]。由此看来,主动光纤为我们提供的研究课题越来越多,并展示出广阔的应用前景^[6]。

- [1] R. H. Stolen, IEEE. J. Quantum Electron., QE-18 (1982), 1062.
- [2] 董孝义,光波电子学,南开大学出版社(1987),198—293.
- [3] M. M. Fejer et al., Proc. SPIE, 460(1984), 29.
- [4] R. H. Stolen, New Directions in Guided Wave and Coherent Optics, Edited by D. B. Ostrowsky et al., MNP, Boston, Vol. 1 (1984), 1—43.
- [5] 董孝义,物理,15(1986),439.
- [6] 董孝义,物理,15(1986),375.
- [7] R. K. Jain et al., Appl. Phys. Lett., 31(1977), 89.
- [8] R. K. Jain et al., Appl. Phys. Lett., 32(1978), 429.
- [9] 董孝义,物理,15(1986),111.
- [10] J. M. Dziedzic et al., Appl. Opt., 20(1981), 1403.
- [11] R. H. Stolen et al., IEEE/OSA Conf. Laser and Electro-Opt. Phoenix, Arizona, (1982), Paper Thk4.
- [12] V. P. Kolosha, Opt. Commun., 57-5 (1986), 314.
- [13] K. Kitayama, et al., Appl. Phys. Lett., 46(1985), 317.
- [14] J. P. Pocholle, Opt. Eng., 24(1985), 600.
- [15] D. Cotter, Opt. Quantum Elect., 19-1 (1987), 1.
- [16] 刘祖荫等,全国光散射学术会议论文集,南开大学出版社(1985),209.

中国科学院物理研究所庆祝建所六十周年

1988年的6月9日,中国科学院物理研究所迎来了六十周年华诞。中国科学院物理研究所的前身是中央研究院物理研究所和北平研究院物理研究所。新中国诞生后,上述两院物理研究所于1950年8月正式合并为中国科学院应用物理研究所。1958年更改为现名。

在所庆日中,数百名曾在这里工作过的老中青科技工作者、管理干部和工人,与所里的全体职工欢聚一堂,忆昔抚今,共同庆贺我国最早创建的物理学研究园地的发展壮大。中国科学院物理研究所所长杨国楦在庆祝会上作了题为“努力建设具有国际水平的开放型研究所”的讲话。中国科学院院长周光召和我国著名物理学家钱三强等到会祝贺。建国后曾任第一任所长的严济慈教授发来贺电并题词:“六秩年华照神州,廿一世纪誉全球。”

最近十年来,中国科学院物理研究所进入了一个新的发展阶段,开展了表面物理、非晶态物理、固体缺陷和高温超导体研究。目前,全所研究工作的主要内容是:凝聚态物理与材料,激光物理,原子分子物理,等离子体物理,理论物理以及激光、电子技术和计算机应用等。随着改革、开放形势的进一步发展,中国科学院物理研究所已与亚洲、欧洲、美洲、非洲、大洋洲的数十个国家和地区的科学研究机构、大学、公司开展了交往和合作。

仅据建国以来的初步统计,全所共获得科研成果近300项,其中在国内外获得的重大科技成果奖100

余项。在早期的这些成果中,曾有国内首创和填补空白的人工合成晶体、半导体、磁性材料、发光粉、胰岛素结构测定、第II类超导电性研究、低温技术、高压技术等。这为我国物理学的进一步发展奠定了基础,同时也为国民经济和国防建设作出贡献。

近几年来,中国科学院物理研究所发挥各学科的特长及其人才优势,相继取得了一批国内外有影响、高水平的研究成果。诸如,“直接法处理晶体结构分析中的赝对性问题”、“铁磁体磁化分布连续-不连续变化的微磁学理论”、“液晶光学双稳中混沌运动”,都获得了1987年国家自然科学奖;赵忠贤同志及其合作者的氧化物超导体研究,获得第三世界科学院1986年物理奖;李家明同志的原子分子动力学基础研究,获得1986年意大利国际理论物理中心卡斯特勒奖;研制一些新材料、新技术,如钕铁硼永磁材料、钛酸钡晶体,以及曾在第十五届日内瓦国际发明与新技术展览会上获得镀金奖的“薄膜腔型激光辐射探测器”等。

所庆活动包括学术报告会,参观开放实验室和科研成果陈列室等。在全所性的学术报告会上,南京大学冯端教授作的“当代凝聚态物理学的发展”报告、中国科学院物理研究所李荫远研究员的“中国科学院物理研究所的科研工作进展”报告、中国科学院物理研究所赵忠贤研究员的“高温超导材料研究”报告,受到与会科学家的关注。

(黄兴章)