光束反射中的若干新奇现象*

张纪岳¹ 李春芳^{1 2 †} 杨晓燕

(1 中国科学院西安光学精密机械研究所 瞬态光学技术国家重点实验室 西安 710068)(2 上海大学理学院物理系 上海 200436)

摘 要 文章对有限宽度的光束在两种不同光学性质的平面界面上反射时的若干新奇现象进行了系统的介绍. 这里所说的反射中的新奇现象,指的是与经典几何光学反射定律不相一致的一切现象,主要介绍三种典型光束(平 行光束、高斯光束与发散光束)从光密介质入射到光疏介质界面上的反射现象. 关键词 光束,平面界面,全反射

Some novel phenomena of finite beams of light in total internal reflection

ZHANG Ji-Yue¹ LI Chun-Fang^{1 2 ,†} YANG Xiao-Yan¹

(1 State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Academia Sinica, Xi'an 710068, China)
(2 Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200436, China)

Abstract Some novel phenomena for finite beams of lights when undergoing total internal reflection at a planar interface are presented. Here 'novel' refers to phenomena which differ from those described by geometric optics. Three typical light beams , namely , parallel , Gaussian and divergent beams are discussed. Key words finite beam of light , planar interface , total internal reflection

1 引言

在传统光学中,人们普遍认为,当光束从光密介 质入射到光疏介质时,在二者的分界面上发生几何 光学反射,遵守 snell 定律.这里所指的光束是指横 截面宽度有限的光波.但是,1947 年 Goos – Hänchen 在实验上^[1]发现:当有限宽度的光束从光 密介质入射到光疏介质上时,在入射角大于临界角 的情况下,反射光束偏离了几何光学所预言的位置, 在入射面内会发生纵向位移.后来,人们又相继发现 了一些其他的现象^[2-5],我们将这些现象都称之为 反射中的新奇现象.其实,早在1672 年牛顿就在他 的光学中预言,光束在两种介质的界面上发生全反 射时,其反射光束相对几何反射会发生位移.但由于 其位移量只能达到光波长的量级,实验上很难观察 到,所以该现象一直没有受到人们的重视,直到275 年后,即在1947年 Goos – Hänchen 在实验上观察到 光束的位移现象后,才引起人们的重视. 后来到了 1950年,Wolter 把这一现象叫做 Goos – Hänchen (GH)效应. 这一现象引起人们对非镜面现象研究 的兴趣,在随后的 20 多年内,人们用多种理论模型 解释这种现象^[6—9]. 理论和实验证明,GH 位移在表 面光学^[10]、薄膜光学和非线性光学^[11]等方面都有 着潜在的应用前景.

这里我们所说的界面是指不同介质的平面界 面.对于平面界面来说,入射光束可以是平行光束、 高斯光束和发散光束.这三种光束在界面上反射时 出现不同的新奇现象,例如,反射光束除了在入射面

 ^{*} 国家自然科学基金(批准号 160377025),上海市科委启明星计划(批准号:03QMH1405),上海市教委曙光计划(批准号:01SC46),上海市重点学科资助项目
2004-02-05 收到初稿 2004-03-23 修回

[†] 通讯联系人. E-mail :cfli@ staff. shu. edu. cn

内发生纵向位移外,后来发现在垂直于入射面的方向也会产生位移,即横向位移^[12].对于高斯光束还 会产生光束的角度偏转、腰斑位置移动以及腰斑大 小的畸变等现象^[13—15].一般来说,这些现象与各种 因素有关,例如,光束的入射角、介质的折射率和偏 振状态等,常见的偏振状态有垂直偏振(垂直于入 射面)和平行偏振(平行于入射面),我们下面简称 为 TE 偏振和 TM 偏振.

2 平行光束的反射

本文中提到的平行光束一般来说是指不发散的 光束,当一束平行光束从光密介质入射到光疏介质 时,会产生一些与几何光学不相一致的新奇现象.

2.1 Goos – Hänchen(GH)效应

1947 年,Goos 和 Hänchen 在实验上观察到^[1], 当一束平行光束入射到光密与光疏介质的界面上 时,在入射角大于临界角的情况下,其反射光束与几 何光学规律不相重合,在入射面内发生位移,产生的 位移称之为 Goos – Hänchen 位移. 当光束在入射面 内沿 *X* 正方向发生位移时,称之为正的 GH 位移,如 图 1 所示.



图 1 单界面反射结构中正的 Goos - Hänchen 位移

从图 1 中可以看出,当光束入射到界面上时,会 穿入光疏介质一段距离,再重新进入光密介质,就好 像是在另外一个平面界面上发生了反射,不过这个 界面已深入到光疏介质内.图中 θ_i 为光束的入射 角 θ_r 为光束的反射角 $\theta_i > \theta_e = \sin^{-1}(n_2/n_1)$,其中 θ_e 为界面的临界角,两种介质的折射关系为 $n_1 > n_2$, D为反射光束的纵向位移量, $z = \frac{D}{\cos\theta_i}$ 为贯穿深 度 $x = \frac{D}{\sin\theta_i}$ 为中心位移.

Artmann 利用稳态相位法^[6]给出反射光束的 GH 位移的数学表达式:

$$D = -\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{k}\mathrm{d}\theta} , \qquad (1)$$

其中 φ 为反射系数的相移 $r = \rho \exp(-i\varphi)$,当光束 发生全反射时 $\rho = 1$] k 是在入射介质内的波数(k= $2\pi n_1/\lambda$) θ 为光束的入射角.

当上图中的介质 2 为弱吸收介质时,即折射率 $n_2 = n'_2 + in''_2$, $n_1 > n_2$,反射光束也偏离几何光学所 预言的位置,并沿 x 负方向发生位移,这称之为负的 Goos – Hänchen 位移^[16],如图 2 所示.



图 2 弱吸收介质界面上负的 Goos – Hänchen 位移

从图 2 可以看出,当反射光束发生负的 GH 位 移时,光束似乎提前在光密介质内发生反射,其反射 界面抬高到光密介质内. Lai 等人的研究结果表 明^[17],当介质 2 为弱吸收介质时,光束的入射角在 接近于布儒斯特角时,反射光束发生大的负的 GH 位移,且随着弱吸收系数减小,负位移量可达到十几 个波长.

过去的理论研究表明,光束的 GH 位移是由于 光束在介质2内产生的倏逝波所引起的,其位移量 与倏逝波的穿透深度成比例,仅是波长的量级.所谓 倏逝波是指当一束光从光密介质入射到光疏介质中 时,在入射角大于临界角的情况下,光束在光疏介质 中会产生非均匀波,这个波在沿法线方向上衰减很 快,因而把它称为倏逝波.

光束在单界面上发生全反射时,GH 位移量只 能达到波长的量级,在实验中很难对其进行探测.为 了在实验上观察到 GH 位移,可以采用多次反射^[1] 和共振增强的方法^[18-20]来增大反射光束的纵向位 移.采用这些方案,预计可使反射光束的 GH 位移量 提高2至3个量级.另外,通过改变层的结构和介质 参数还可使反射光束发生向前或向后位移,即位移 可正可负.

图 3 为单层膜结构图 ,折射率为 n₁ 的玻璃棱镜 表面镀有厚度为 a、折射率为 n₂ 的薄膜 ,薄膜右边 为空气 ,折射率为 n₃ = 1. 三种介质的折射率的关系 为 $n_1 > n_2 > n_3$. 光束的入射角 θ_i 小于棱镜与薄膜界 面的临界角 $\theta_{1e} = \sin^{-1}(n_2/n_1)$ 而大于棱镜与空气界 面的临界角 $\theta_{2e} = \sin^{-1}(n_3/n_1)$.



图 3 镀有薄膜的单界面结构图

利用稳态相位法,得到的反射光束的 GH 位移 量会随薄膜的厚度和光束入射角变化呈现周期性变 化^[21],图 4 和图 5 给出了 TE 反射光束的 GH 位移 量 *D*, 随薄膜厚度和入射角变化的典型曲线. 从图 4 和图 5 中可以看出,GH 位移量的极大值可达到波 长的数百倍,而 *D* 取极大值的条件^[22]是

$$2\frac{2\pi}{\lambda}n_2d_2\cos\theta_2 - 2\varphi_{23} = 2m\pi \ m = 0 \ 1 \ 2 \ \dots ,$$

(2)

式中 θ_2 为光束在薄膜介质内的入射角, $-2\varphi_{23}$ 为光 波在薄膜与空气界面上的反射相移(2)式正是薄 膜内光场产生横向共振的条件.



图4 TE 波的反射光束的 GH 位移随薄膜厚度 a 的变化曲线

图 6 为双层膜结构^[20]示意图,折射率为 n_1 的 玻璃棱镜上镀有厚度为 d_2 ,折射率为 n_2 薄膜,第二 层薄膜既可以为金属也可以为绝缘材料,厚度为 d_3 ,其折射率为 n_3 ,棱镜与薄膜的折射率关系为 $n_3 > n_2 > n_1 > n_4$,薄膜的下边为空气,其折射率 n_4 = 1. 在双层膜结构中,反射光束的 GH 位移达到极 大值条件与单层膜相似,即在厚度为 d_3 ,折射率为



图 5 TE 反射光束的 GH 位移随入射角 θ_i 变化曲线

*n*₃ 的高折射率介质内光场产生横向共振,其条件 为^[23]:

$$2\frac{2\pi}{\lambda}n_3d_3\cos\theta_3 - 2\varphi_{34} - 2\varphi_{321} = 2m\pi (m 为整数),$$

式中 θ_3 为光束在折射率为 n_3 的薄膜介质内的入射 角, $-2\varphi_{34}$ 为光波在折射率为 n_3 的薄膜与空气界面 上的反射相移, $-2\varphi_{321}$ 为光波在棱镜和两层薄膜之 间的界面上的反射相移.



图 6 双层膜结构 采用多层膜结构的方案同样也可以增加 GH 位 移^[24],如图 7 所示. 多层膜是由高折射率的基底,以 及 2*M* +1 层高低折射率交替介质膜组成,最后的附 加层为低折射率介质,可通过调节这层介质膜的厚 度,使倏逝波的强度达到最大,同时使反射光束的 GH 位移增加,其增大的因子与膜层数 *M* 有关,随 *M* 的增大, GH 位移增大. 另外其位移还取决于附加层

2.2 Fedorov – Imbert 效应

厚度的选择以及膜层折射率的选择.

当圆偏振的平行光束入射到平面界面上时,反 射光束会在与入射面相垂直的面内产生横向位移. 1955 年,Fedorov^[12]首先从理论上预见到这一现象,



图7 多层膜结构

直到 1972 年, Imbert^[25]从实验上观察到了这一横 向位移现象, 后来人们把它叫做 Fedorov – Imbert 效 应. 反射光束的横向位移与纵向位移相比还要小, 在 实验上就更难观察到. Imbert 等人在近红外波段观 察到了这一现象. 另外, Cowan 和 Anicin^[26]两人分 别用直线偏振和圆偏振波在实验上观察到了有限宽 度的微波光束的纵向和横向位移.

3 高斯光束的反射

20 世纪 60 年代激光问世后,出现了一种新的 光束叫高斯光束,人们很快用高斯光束代替了以前 的平行光束,将其应用于各个领域.同时,人们发现 高斯光束与平行光束不同,其主要特征为光束波面 上的强度分布是高斯函数,在传播方向上有一个最 小的束宽,称之为高斯光束的腰斑.高斯光束在界 面上发生反射时,不仅具有平行光束所具有的上述 新奇现象,而且还出现了三种新的现象,现分别介绍 如下:

3.1 Bertoni – Felsen 效应

1973 年,Bertoni 与 Felsen^[13]在实验上还进一步 发现高斯光束在反射时 不仅在位置发生移动,而且 即使当光束的入射角小于界面的临界角时,也会发 生方向偏转. 有人就把反射光束的方向偏转这一新 奇现象叫做 Bertoni – Felsen 效应. 反射高斯光束峰 值位置偏离几何光学所预言的位置,产生 δθ 角度的 偏转,如图 8 所示.

频率为 ω 的高斯光束以入射角 θ_i 入射到介质 的界面上时 ,高斯的光束角度发生偏转^[27],

$$\delta\theta = \begin{cases} 0 & \theta_{i} > \theta_{c} \\ \frac{R_{i}(\theta_{i})}{(k\omega)^{2} \sin^{1/2}(\theta_{c} - \theta_{i})} & \theta_{i} < \theta_{c} \end{cases}, \quad (4)$$

其中k为入射介质内的波矢 $R_{I}(\theta_{i}) = \frac{dr(\theta_{i})}{d\theta_{i}}$ 有关,



图 8 高斯光束的反射时角度偏转 $\delta\theta$

 $r(\theta_i)$ 为反射系数 θ_c 为两介质界面上的临界角.

3.2 腰斑位置的移动

高斯光束在界面上发生反射后,其反射高斯光 束的腰斑位置偏离了几何光学的所预期的位置,如 图9所示,腰斑移动了w量,该现象是由 McGuirk 与 Carniglla^[14]于1977年所发现的,他们通过物理和数 学的分析,认为腰斑位置的移动与光束的纵向位移 密切相关.





腰斑位置的移动^[27]

$$w = \begin{cases} \frac{\operatorname{Re}\left[R_{s}\left(\theta_{i}\right)\right]}{4k\sin^{3/2}\left(\theta_{i}-\theta_{c}\right)} & \theta_{i} > \theta_{c} \\ 0 & \theta_{i} < \theta_{c} \end{cases}, (5)$$

其中 Re[$R_s(\theta_i)$]为 $R_s(\theta_i)$ 的实部 $R_s(\theta_i) = R_i(\theta_i)$ + $u_i R_2(\theta_i)$, $R_2(\theta_i)$ 与 $R_1(\theta_i)$, U, u_i 有关, $u_i = [$ sin ($\theta_c - \theta_i$)]^{1/2}, U = [sin($\theta_c + \theta_i$)]^{1/2} sec θ_i .

3.3 腰斑大小的畸变

1986 年,Tamir^[15]采用哈密顿模型,预见了高斯 光束在界面上发生反射时,还会出现第四种非境面 反射的现象,即高斯光束的腰斑大小发生畸变.腰斑 大小的变化为^[27]

$$\mu = \begin{cases} 0 & \theta_{i} > \theta_{c} \\ -\frac{R_{1}(\theta_{i})}{2(k\omega)^{2} \sin^{3/2}(\theta_{c} - \theta_{i})} & \theta_{i} < \theta_{c} \end{cases}$$
 (6)

在 Horowitz 和 Tamir 两人理论基础上,1987 年, Chan 和 Tamir^[27]提出高斯光束在反射时出现的这 四种新奇现象,当光束的入射角趋近于界面的临界 角时,会同时增大.

4 其他

4.1 发散光束的反射

我们常用的发散光束有两种:一种是同心光束, 即球面波;另一种则是共轴光束,即柱面波.无论是 同心光束还是共轴光束当它们以发散光束的形式入 射在界面上时,其反射光束不仅会发生上面所介绍 的各种新奇现象,而且其反射光束还总是出现另一 种伴随光束,叫做侧面波,且该侧面波的波前是锥 面.这种波又叫做 Schmidt 波,它是 1949 年由 Maecker 首先引入光学中的.

4.2 非线性 GH 效应

我们在前面所讲的光束反射中的各种现象,都 属于线性光学范围.而在非线性领域,同样有这些现象.本文只对非线性光学中 GH 效应做简单介绍.这 里介绍的是弱非线性负克尔型介质中的 GH 效 应^[11].当一束 TE 或 TM 偏振的高斯光束以 θ_i 角从 线性介质 1(折射率为 n_1)入射到非线性介质 2 的界 面上,其非线性介质的折射率为 $n_2 = n_0 + n_{\rm NL}I$,式中 I为介质 2 内的光强.当光束在界面上的入射角 $\theta_i > \theta_c = \sin^{-1}(n_2/n_1)$ 时,TE 或 TM 偏振光束在界面上 产生位移,分别为 $D_{\rm TE}$ 和 $D_{\rm TM}$,如图 10 所示.



图 10 非线性 Goos - Hänchen 效应

非线性介质 2 的折射率 n_2 修正因子由介质 2 内的倏逝场强决定($n_2 = n_0 + n_{\rm NL} \frac{n_0 c}{8\pi} |E_j^{(2)}|^2 n_{\rm NL} < 0$),介质 2 为弱非线性负克尔型介质,其折射率的 非线性项应远小于线性项($n_0 - n_2 \ll n_0$),远小于介质1和2的线性折射率的差($n_0 - n_0 \ll n_1 - n_0$). TE 或 TM 偏振波在非线性界面发生全反射时,GH 位移 D_{TE} 或 D_{TM} 与在线性介质界面反射时的 GH 位移相比有所减小.

5 应用及展望

入射光束(包括平行光束、高斯光束和发散光 束)在界面上发生反射时,其反射光束会出现上面 介绍的各种新奇现象.这些现象可能会分别出现,也 可能会同时出现,取决于入射光光束的形状、入射 角、偏振方向和介质的折射率等参数的变化.这些新 奇现象都是光与各种物质相互作用的结果,这些新 奇现象的出现,表明人们对光与各种物质相互作用 的认识进入了一个新的阶段,对这些新现象的研究 正方兴未艾,期待着将来还会有更多新的现象的出现.

在开展理论研究的同时,人们对其应用也同时 进行了研究. 1989 年 ,Hashimoto 等人利用 GH 位移 设计了光学外差传感器[28] 这种位移传感器利用了 光束在通过透镜后产生的偏移即 GH 位移 ,这种偏 移可通过内嵌的外差方法稳定而灵敏地探测到. 这 种位移传感器的分辨率可达到 60nm 且理论和实验 数据相一致. 最近 Sakata 等人利用 GH 效应设计制 作了2×2反射型的光波导开关^[29],并在实验上证 明了它的可行性. 在国内,杨忠直早在 1984 年就将 GH 效应应用于被动调 Q 锁模激光器中^[30]. 这些应 用基于波长量级的常规 GH 位移. 近来人们发现了 共振对 GH 位移的增强现象^[21,31]及非线性 GH 效 应[11]. 随着人们对这些新奇现象的深入认识,必将 会在诸如材料表面粗糙度的测定、光学传感器、全光 开关和光学扫描隧道显微镜等领域中开拓进一步的 应用.

参考文献

- [1] Goos F , Hänchen H , Ann. Phys. , 1947 , 1 333
- [2] Carniglia C K, Brownstein K R. J. Opt. Soc. Am., 1977, 67 121
- [3] White I A, Snyder A W, Pask C. J. Opt. Soc. Am., 1977, 67 703
- [4] Tamir T. J. Opt. Soc. Am. A , 1986 , 3 558
- [5] Nasalski W , Tamir T , Lin L. J. Opt. Soc. Am. A ,1988 ,5 : 132
- [6] Artmann K , Ann. Phys. , 1948 , 2:87
- [7] Renard R H. J. Opt. Soc. Am. , 1964 , 54 :1190
- [8] Kogelnik H , Weber H P. J. Opt. Soc. Am. , 1974 , 64 :174
- [9] Horowitz B R , Tamir T. J. Opt. Soc. Am. , 1971 , 61 586
- [10] Harrick N J. Phys. Rev. Lett. , 1960 , 4 224

- [11] Emile O, Galatyan T, Le Floch A et al. Phys. Rev. Lett., 1995, 75: 1511
- [12] Fedorov F I , Akad D. Nauk SSR. , 1955 , 105 465
- [13] Ra J W, Bertoni H L, Felsen L B et al. Appl. Math. ,1973 , 24 396
- [14] McGuirk M, Carniglia C K. J. Opt. Soc. Am. , 1977, 67: 103
- [15] Tamir T. J. Opt. Soc. Am. A , 1986 , 3 558
- [16] Wild W J , Giles C L. Phys. Rev. A , 1982 , 25 2099
- [17] Lai H M , Chan S W. Opt. Lett. , 2002 , 27 680
- [18] Tamir T , Bertoni H L. J. Opt. Soc. Am. , 1971 , 61 1397
- [19] Hsue C W , Tamir T. Opt. Lett. , 1984 , 49 : 383
- [20] Levy Y , Zhang Y , Loulergue J C. Opt. Commun. , 1985 , 56 :155
- [21] Li C F , Yang X Y. Chin. Phys. Lett. ,2004 ,21 485

1994 , 104 : 234 [24] Nesnidal R C , Walker T G. Appl. Opt. , 1996 , 35 2226

5 891

- [25] Imbert C. Phys. Rev. D , 1972 , 5:787
- [26] Cowan J J , Anicin B. J. Opt. Soc. Am. , 1977 , 67 : 1307

[22] Kaiser R , Levy Y , Fleming J et al. Pure. Appl. Opt. , 1996 ,

[23] Kaiser R , Levy Y , Vansteenkiste N et al. Opt. Commun. ,

- [27] Chan C C , Tamir T. J. Opt. Soc. Am. A , 1987 , 4 655
- [28] Hashimoto T, Yoshino T. Opt. Lett. , 1989 , 14 913
- [29] Sakata T , Togo H , Shimokawa F. Appl. Opt. Lett. , 2000 , 76 2841
- [30] 杨忠直. 天津大学学报, 1984, 4:55[Yang Z Z. Journal of Tianjin University, 1984, 4:55(in Chinese)]
- [31] Puri A , Pattanayak D N. Phys. Rev. B , 1983 , 28 5877

•物理新闻和动态 •

细菌的同步漂流

最近美国 Arizona 大学的 Coldstein R 和 Kessler J 教授在研究微小杆状菌(这是一种有氧细菌)的浓度分布时,发现了细菌具有同步的漂流,这类同步漂流产生了许多引人注目的、过去未曾发现过的流体斑图.

有氧细菌是利用快速的螺旋状的旋转流过流体,附在其身上的鞭毛(有点类似于头发状的附加物)就会迅速地长大,长大的程度可达到其自身大小(一般是几个毫米)的5倍左右.这与一般细菌处于水中的常规状态很不相同.普通的有机物体的密度要比水重10%,所以它在水中倾向于下沉.然而有氧细菌,为了保持其生命常常要漂流到富氧层去寻找氧分子,它们要在每秒内吸收几百万个氧分子.根据传统的判断,有氧细菌的这种漂流是不会搅动流体本身的状态.但 Coldstein 和 Kessler 教授却意外地发现这些细菌会联合起来向上或向下地在悬浮液内漂流,同时产生出一种对流体的冲击并强烈地搅混着流体与细菌.

这群漂流的细菌会形成一种有序的循环旋涡. 旋涡的大小要比单个的细菌大很多. 流体的喷射与波动都跨越在涡旋之上. 整个涡旋以 100mm/s 的速度移动和长大. 这显然要比正常状态下以每秒几十毫米的速度移动快得多.

这个新的研究结果第一次显示出,一种聚集的细菌漂流可以形成自组织结构.这一点具有很重要的物理意义.例如它可 以有效地帮助生物膜的形成,另一方面它也将有助于在流体中微小颗粒的混合.此外,在流体的一个小范围内将细菌高度的 集中有可能会对于"界定感知(quorum sensing)"现象起决定性的触发作用.所谓"界定感知"现象是指在大群细菌聚集后,由 于相互间的化学作用等而会产生出某些特殊的功能,例如发光细菌体能发射光线,有些细菌体能产生出治疾病的树胶等.

(云中客 摘自 Physical Review Letters, 24 Auguest 2004)

第四届全球华人物理学家大会简讯

由海外华人物理学会组织,上海交通大学物理系主办的第四届全球华人物理学家大会于6月28日至7月1日在上海成 功召开,会议主题是物理学前沿与物理学教育.上海交通大学校长谢绳武教授和海外华人物理学会前任主席、美国南加州大 学物理系张图南教授共同出任本次会议主席.全球华人物理学家大会由海外华人物理学会发起,前三届大会分别于1995年在 汕头、1997年在台北、2000年在香港举行.本次会议由上海交通大学和海外华人物理学会共同组织,国家自然科学基金委员会 和上海市科委等为会议提供了资助.来自中国大陆,香港,中国台湾在内的11个国家及地区约530位专家学者(包括香港30 人,台湾50人,国外100人)参加了此次会议.同时,参加由上海交通大学物理系主办的全国高校基础物理教学改革研讨会的 约80名高校教师也参加了华人物理学家大会头一天举行的教育论坛,使得会议总人数超过600,是华人物理学家大会举办以 来参会人数最多的一次.在会议期间,包括诺贝尔奖获得者丁肇中教授、朱棣文教授在内约268位专家做了13个大会报告, 267个分会报告,同时约有80个张贴报告在会议上展示.诺贝尔奖获得者杨振宁教授,李政道教授来信道贺.在会议晚宴上海 外华人物理学会颁发了亚洲成就奖(中科院物理所张杰院士,中国科学院物理研究所王恩哥研究员,台湾大学候维恕教授), 优秀青年科学家奖(美国佛罗里达大学杨昆教授、美国田纳西大学戴鹏程教授、多伦多大学 Lo Hoikwong 教授)以及杰出服务 奖(美国纽约大学章义朋教授).第五届华人物理学家大会将于2006年在台北召开,华人物理学家对物理学的发展曾经做出 过杰出贡献,许多人站在了物理学的最前沿.第四届全球华人物理学大会在上海召开,这是全球华人物理学家的一件盛事.

(上海交通大学物理系 李晟)