

受激辐射压力的光子再分配模型

刘 亮 王育竹

(中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学实验室, 上海 201800)

提 要

本文报道了在两束不同频率、不同传播方向的光束作用于二能级原子的受激辐射压力的数值结果。给出了一个新的模型——光子再分配模型——来解释受激辐射压力。

关键词: 辐射压力, 二能级原子, 光子再分配。

一、引 言

原子在强驻波场中的运动已经得到很好的研究^[1~6]。如 Dalibard 和 Cohen-Tannoudji^[6]所强调的, 原子在弱驻波场中所受的力是两个相向传播的行波场引起的自发辐射力之和。当负失谐时, 作用于原子的力是冷却力; 而正失谐时, 则是加热力。当考虑都普勒效应的影响时, 这样的结果很容易理解。但在高强度场中, 结果正好相反, 即负失谐时辐射压力加热原子, 而正失谐时, 则冷却原子, 且这个力不随光强饱和, 这样的结果是无法用自发辐射力来解释, 事实上这个力来源于受激辐射。

迄今为止, 这个力在物理上得到的解释仅仅由 Dalibard 和 Cohen-Tannoudji 用辇饰(Dressed)原子模型给出^[6]。其基本思想是: 原子在空间变化的辇饰态中运动, 对于正失谐, 原子的动能转化为势能, 然后自发辐射(蓝移的)光子, 原子损耗势能而被冷却; 对于负失谐, 情况正好相反。

本文的目的是较为系统地给出两个光场激发原子产生的辐射压力, 以及用光子再分配模型来描述其物理过程。基本思想是: 考虑频率为 ω_1 和 ω_2 的光束各自沿 k_1 和 k_2 方向传播。原子从 k_1 (或 k_2) 波中吸收一个光子, 然后受激辐射使吸收的光子被辐射到 k_2 (或 k_1) 波中, 这样导致了动量以受激辐射率从场到原子的传递。关键问题是, 要知道这两种过程各自出现的几率。显然原子受到的辐射压力是上述两种过程出现的几率之差。可以用四能级图像证明这两种过程出现的几率是不相等的。

文中还给出了双光场激发下二能级原子所受的力。最后本文给出了受激辐射压力的新的物理模型——光子再分配模型。

二、双光场受激辐射压力

考虑一个静止的二能级原子, 如图 1 所示, 与两个光场相互作用

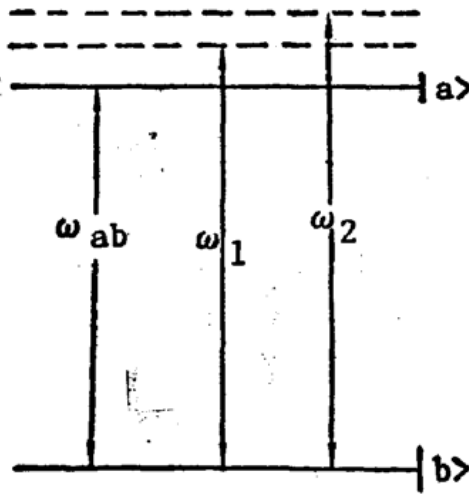


Fig. 1 Energy-level diagram

$$\mathbf{E}(t) = E_1 \cos(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{z}) \cdot \mathbf{e}_1 + E_2 \cos(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{z}) \mathbf{e}_2, \quad (1)$$

在旋转波近似下得 Bloch 方程

$$\dot{\sigma}_{ab} = -i \sum_{j=1}^2 \Omega_j [\exp(-i\Delta\omega_j t) Q - \gamma \sigma_{ab}], \quad (2)$$

$$\dot{Q} = -2i \sum_{j=1}^2 \Omega_j [\exp(i\Delta\omega_j t) \cdot \sigma_{ab} - c. c.] - 2\gamma(Q+1), \quad (3)$$

$$\Delta\omega_j = \omega_j - \omega_{ab}, \quad \Omega = (\boldsymbol{\mu}_{ab} \cdot \mathbf{e}_j) E_j / 2\hbar,$$

式中 σ_{ab} 为非对角元, Q 为反转粒子数, γ 为自发辐射率的一半。令

$$Q(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n(t) \exp(in\Delta\omega t), \quad (4)$$

$$\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2.$$

从(2)~(4)式中有

$$B_n(t) + \delta_{n0} = \int_0^t \{ F(t-t') \exp[-in\Delta\omega(t-t')] B_n(t') \\ + V(t-t') \exp[-i(n-1)\Delta\omega(t-t')] B_{n-1}(t') \\ + V^*(t-t') \exp[-i(n+1)\Delta\omega(t-t')] B_{n+1}(t') \} dt'. \quad (5)$$

利用拉普拉斯变换, (5) 式能得到分析解。但如果假定相互作用时间远大于原子激发态寿命, 则 $B_n(t)$ 是一个常数, 因此有

$$B_n + \delta_{n0} = F_n B_n + V_{n-1} B_{n-1} + U_{n+1}^* B_{n+1},$$

$$F_n = \sum_{j=1}^2 \left\{ -\frac{2\Omega_j^2}{a_j} \left[\frac{1}{a_j^* + in\Delta\omega} - \frac{1}{2\gamma + in\Delta\omega} \right] - \frac{2\Omega_j^2}{a_j^*} \left[\frac{1}{a_j + in\Delta\omega} - \frac{1}{2\gamma + in\Delta\omega} \right] \right\},$$

$$V_n = -\frac{2\Omega_1\Omega_2}{a_2^*} \left[\frac{1}{a_1 + in\Delta\omega} - \frac{1}{2\gamma + i(n+1)\Delta\omega} \right] - \frac{2\Omega_1\Omega_2}{a_1} \left[\frac{1}{a_2^* + in\Delta\omega} - \frac{1}{2\gamma + i(n+1)\Delta\omega} \right],$$

$$U_n = V_{-n}, \quad a_j = \gamma + i\Delta\omega_j, \quad (j=1, 2) \quad (6)$$

从(6)式发现,当 $n \rightarrow \infty$ 时, F_n 、 V_n 和 U_n 趋近于零,即对于 $n \rightarrow \infty$, $B_n \rightarrow 0$ 。因此得到循环公式:

$$\left. \begin{aligned} B_n &= L_n B_{n-1}, \\ L_n &= \frac{V_{n-1}}{1 - F_n - U_{n+1} L_{n+1}} \circ \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

从 $B_{-n} = B_n^*$ 和 $B_0 = B_0^*$, 可以有

$$B_0 = - [1 - F_0 - V_{-1} L_1^* - U_1 L_{-1}]^{-1}. \quad (8)$$

事实上(8)式 B_0 即是稳态粒子数反转。

辐射压力能够被表达为^[1~5]

$$\mathbf{F} = \mu_0 [\sigma_{ab} \exp(-i\omega_{ab}t) + c.c.] \nabla E, \quad (9)$$

从(1)、(2)、(4)和(9)式可以得到双光场激发下二能级原子所受的辐射压力为

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{F} &= - \left(\frac{\Omega_1^2 \cdot 2\gamma}{|a_1|^2} \mathbf{k}_1 + \frac{\Omega_2^2 \cdot 2\gamma}{|a_2|^2} \mathbf{k}_2 \right) B_0 \\ &\quad - \frac{2\Omega_1 \Omega_2}{|a_2|^2} (-\Delta\omega_2 B_1^I + \gamma B_1^R) \mathbf{k}_2 - \frac{2\Omega_1 \Omega_2}{|a_1|^2} (\Delta\omega_1 B_1^I + \gamma B_1^R) \mathbf{k}_1, \\ B_1^R &= \text{Re}(B_1), \quad B_1^I = \text{Im}(B_1), \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

在相互作用时间远大于原子激发态寿命的近似下, (10)式对任意场, 任意失谐和两光束任意传播方向都有效。显然, (10)式右边的第一项对应于自发辐射力, 而第二、三项则对应于受激辐射力。

三、受激辐射压力的光子再分配模型

如前所述, 双光场激光辐射压力可分为两部分: 一部分是自发辐射力, 它与自发辐射几率有关, 且饱和于 $\hbar\gamma\mathbf{k}$ 。另一部分是受激辐射压力, 它与受激辐射几率有关。当受激辐射几率远小于自发辐射几率时, 自发辐射力占主导地位。反之则受激辐射压力占主导地位。

图2给出了在强场作用下对于不同的 $\Delta\omega_1$, 辐射压力与 $\Delta\omega_2$ 的关系。从图2(a)可以看出, 当 $\Delta\omega_1 = 0$ 时, 辐射压力没有显示出与受激辐射几率有关的信息。但当 $\Delta\omega_1$ 增加时, 在其附近出现两个峰, 且当 $\Delta\omega_1$ 远大于自发辐射几率时, 峰值的大小即辐射压力的最大值远大于饱和自发辐射力。当两束光的频率差 $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ 大于某一值时, 可以看到辐射压力随着 $\Delta\omega$ 强烈振荡。事实上这部分力对应于朗道跃迁^[7]。显然这部分力不随拉比(Rabi)频率的增加而增加。下面的讨论主要限于上面提到的峰值附近的结果, 即主要讨论受激辐射压力。图3曲线a给出了受激辐射压力的最大值与拉比频率的关系, 显然, 受激辐射压力的峰值的大小随着拉比频率的增加而单调地增大, 且当拉比频率远大于自发辐射率时, 受激辐射力也远大于自发辐射力。图3曲线b给出了辐射压力的最大值与 $\Delta\omega_1$ 的关系, 显然, 最大值随 $\Delta\omega_1$ 的增大而增大直到某一值后, 最大值随 $\Delta\omega_1$ 增大反而减小。

众所周知, 净的受激辐射压力来源于在引言中提到的两种过程产生的力之差。上面的结果显示了这两种过程出现的几率是不相等的。因此, 研究受激辐射压力归结为研究原子的受激吸收与发射过程。利用 Friedmann 和 Wilson-Gordon^[8] 的四能级图像, 可以得到

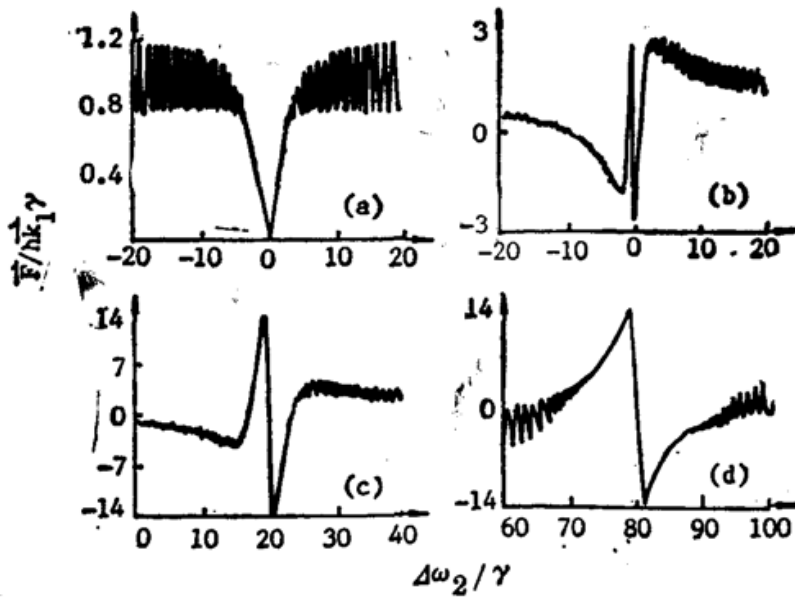


Fig. 2 The relation between radiation force and $\Delta\omega_2$ when $\Omega_1/\gamma = \Omega_2/\gamma = 100$, have, (a) $\Delta\omega_1/\gamma = 0$, (b) $\Delta\omega_1/\gamma = 5$, (c) $\Delta\omega_1/\gamma = 20$ and (d) $\Delta\omega_1/\gamma = 80$

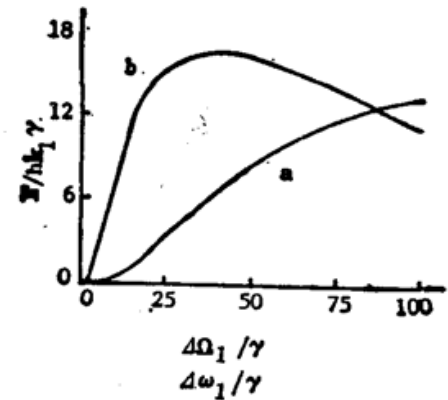


Fig. 3 The dependence of the maximum of radiation force on curve (a) Rabi frequency, here $\Delta\omega_1 = 20\gamma$, $\Omega_2 = \Omega_1$ and curve b detuning $\Delta\omega_1$, here $\Omega_1 = \Omega_2 = 100\gamma$

受激辐射压力的满意的解释。二能级原子在强光作用下上下能级的拉比分裂导致了四能级图像，如图4、图5所示。考虑 $\Delta\omega_1 = 0$ 的情况，这时，对于从基态到激发态的受激吸收以及从激发态到基态的受激跃迁，两种主要的过程应该被考虑，如图4所示：类似于都普勒子 (Doppleron) 过程的受激吸收与跃迁过程发生，显然在这种情况下，虚态全部落在功率饱和区域内，这种过程几乎是“共振”的^[8]。但这两种过程产生的几率也是几乎相等的，因此对于这种情况，没有净的受激辐射压力产生。然后，当失谐 $\Delta\omega_1$ 增大时，如图2(b)、图2(c)和图2(d)的情况，对应的受激跃迁过程如图5所示。发现在图5(a)、图5(d)中，虚态完全落在功率饱和区域内，也就是说这两种过程几乎是共振的，而另外的过程，如图5(b)和图5(c)所示，虚态落在功率展宽区域外，即这些过程是非共振的。基于这样的理由，图5(a)和图5(d)出现的几率远大于其他过程出现的几率。因此图5(a)和图5(d)起主导作用。比较图5(a)与图5(d)，发现如果仅考虑受激跃迁，没有净的受激辐射压力产生，这是因为在这两种过程中，受激吸收与受激跃迁的几率是相等的。但当考虑激发态的自发辐射时，发现图5(a)发生的几率将大于图5(d)发生的几率，即每一次的自发辐射必将导致图5(a)过程比图5(d)过程多一次。因此总的来讲，净的受激辐射压力是由图5(a)所示的过程决定。即对于正失谐，原子首先吸收一个高频光子，因而在高频光子传播方向获得一个光子动量，然后受激辐射一个光子到低频光场，这时由于原子的反冲，原子在低频光场的反方向获得一个光子动量。原子获得净的动量是由上述两种过程叠加而成。对于两个传播方向相反的光场，原子获得的净的动量的方向是与高频光场传播方向一致。由于原子获得动量的速率与受激辐射几率成正比，而受激辐射几率不随光强饱和。同时拉比分裂也正比于光强。因此受激辐射压力将是不饱和的。

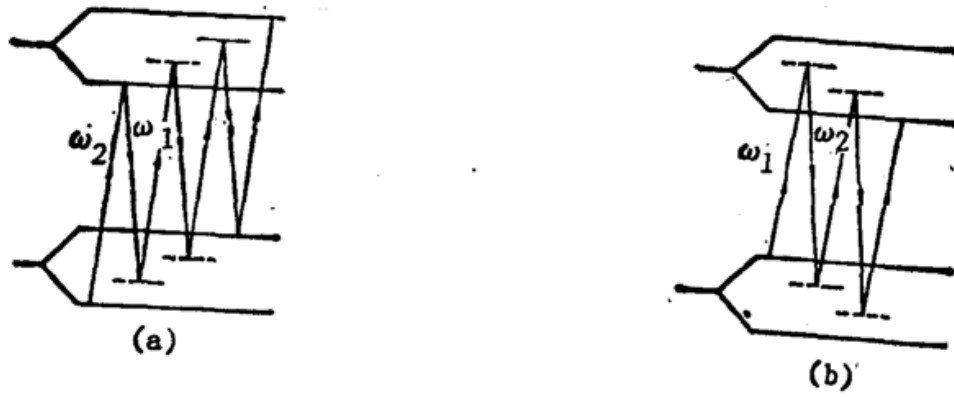


Fig. 4 The four-level model, corresponding to the case of $\Delta\omega_1=0$

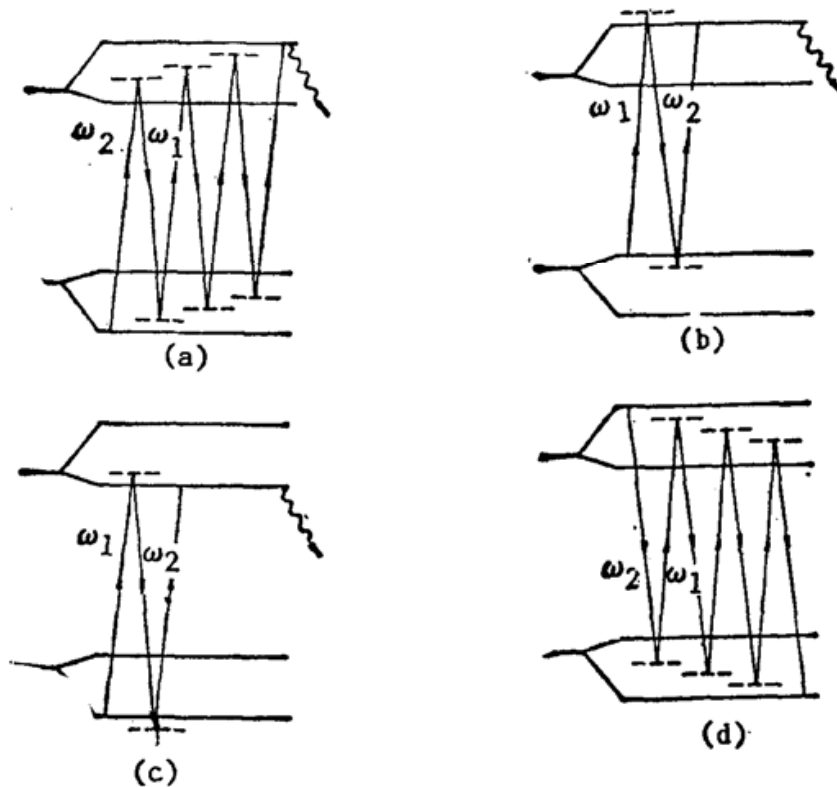


Fig. 5 The four-level model, corresponding to the case of $\Delta\omega_1 \neq 0$, where (a)~(c) are stimulated absorption, (d) is stimulated transition corresponding

从另一方面讲,如果考虑原子在驻波场中运动,上述两种过程(图5(a)和图5(d))正是辍饰原子模型^[6]中的“爬坡”和“下坡”过程。“爬坡”过程中伴随着原子的受激吸收及受激辐射过程如图5(a)所示,这时对应于辍饰原子模型中原子损耗动能而增加势能,而“下坡”过程对应于图5(d)所示,这时原子损耗势能而增加动能。事实上辍饰原子模型只考虑原子获得势能而损耗动能的结果而不考虑其中间过程。

当失谐较小时,图5(b)和图5(c)中虚态非常接近于拉比分裂态,因此,这些过程与图5(a)和图5(d)过程强烈竞争,导致了净的受激辐射压力相对地减小。对于增加失谐 $\Delta\omega_1$,图5(b)和图5(c)中虚态将远离共振,因而图5(a)和图5(d)占主导地位,导致了净的辐射压力的增加,如图3曲线b所示。

对于固定的失谐 $\Delta\omega_1$,当两个场的频率相等时没有净的辐射压力。频率差的增加导致

了净的辐射压力的增加直到一个最大值。两种因素影响了受激辐射力的增加：当频率差增加时，一是多光子失谐。另一因素是在图 5(b) 和图 5(c) 中功率展宽区域外的虚态数量的减小。这种减少导致了图 5(a)、图 5(d) 和图 5(b)、图 5(c) 之间的强烈竞争。对于大的频率差，图 5(b) 和图 5(c) 变得越来越重要。这种情况导致了朗道跃迁的发生^[7]，即当频率差增加时，图 5(a)、图 5(d) 和图 5(b)、图 5(c) 交替地起作用。

当原子在驻波场中的运动时，正如 Dalibard 和 Cohen-Tannoudji 所强调的^[6]，对于正失谐，在驻波场中辐射压力冷却原子，反之则加热原子。现在这个现象很容易被光子再分配模型解释。如上面讨论的，在驻波场中，原子所受的力与高频光场传播方向一致。考虑都普勒效应，原子受的力与原子运动方向相反，即原子被冷却了。

四、结 束 语

上面给出了受激辐射压力的光子再分配模型。注意到在本文的计算与模型中，两个光场的方向是任意的，因此更加普遍的问题可以研究。例如在失配驻波场中原子的运动^[10]。利用上面的讨论可以发现当失配角大于某一值时，运动情况与在驻波场中的运动情况正好相反，即正失谐时加热原子而负失谐时冷却原子。这样的结果对原子束的准直有着重要作用。

利用上述模型，也可以研究光学粘胶 (molasses)，甚至于超级粘胶 (super-molasses) 中原子的运动^[11~14]，虽然在粘胶中必须用多能级原子模型。但事实上原子的运动状态的变化也是光子的重新分配的结果，只不过这种过程远比二能级模型复杂得多。

本文部分工作是在汉堡大学实验物理研究所完成的。作者感谢 P. E. Toschek 教授有益的讨论。

参 考 文 献

- [1] V. G. Minogin, O. T. Serima; *Opt. Comm.*, 1979, **30**, No. 3 (Sep), 373~379.
- [2] V. G. Minogin; *Opt. Comm.*, 1981, **37**, No. 6 (Jun), 442~446.
- [3] R. J. Cook, A. F. Bernhardt; *Phys. Rev. (A)*, 1978, **18**, No. 6 (Dec), 2533~2537.
- [4] A. F. Bernhardt, B. W. Shore; *Phys. Rev. (A)*, 1981, **23**, No. 3 (Mar), 1290~1301.
- [5] E. Fiordilino, M. H. Mittleman; *Phys. Rev. (A)*, 1984, **30**, No. 1 (Jul), 177~182.
- [6] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji; *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1985, **2**, No. 11 (Nov), 1707~1720.
- [7] A. P. Kazantsev, V. S. Smirnov *et al.*; *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1985, **2**, No. 11 (Nov), 1731~1742.
- [8] H. Friedmann, A. D. Wilson-Gordon; *Phys. Rev. (A)*, 1987, **36**, No. 3 (Aug), 1333~1341.
- [9] E. Kyrola, S. Stenholm; *Opt. Comm.*, 1977, **22**, No. 2 (Aug), 123~126.
- [10] Y. Z. Wang, L. Liu, W. Q. Cai and Y. D. Cheng; *Chin. Phys. Lett.*, to be published.
- [11] P. D. Lett, W. D. Phillips; *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, **6**, No. 11 (Nov), 2084~2107.
- [12] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji; *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, **6**, No. 11 (Nov), 2023~2044.
- [13] D. S. Weiss, E. Riis; *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, **6**, No. 11 (Nov), 2072~2083.
- [14] P. J. Ungar, D. S. Weiss; *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, **6**, No. 11 (Nov), 2058~2071.

Photon redistribution model of the stimulated radiation force

LIU LIANG AND WANG YUZHU

(Joint Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 2 July 1990)

Abstract

Numerical results are reported of a model of the stimulated radiation force on a two-level atom, which is excited by two laser fields of different frequencies. This stimulated radiation force is now interpreted in a novel way—the photon redistribution model.

Key words: radiation force, two-level atom, photon redistribution.

1991 年薄膜物理与应用国际会议在上海召开

由上海市物理学会发起、中国物理学会支持并共同举办的 1991 年薄膜物理与应用国际会议于 1991 年 4 月 15 日~17 日在上海市天马酒家举行。来自奥地利、中国、德国、意大利、日本、荷兰、瑞士、美国、苏联以及香港、台湾等国家、地区的多 200 位代表参加了会议。

会议共录用论文 237 篇, 宣讲与张贴论文各半。根据论文专题分为: 薄膜的分析与形成, 半导体薄膜、光学薄膜、表面与界面、红外与光电薄膜、磁记录与光记录薄膜、超晶格薄膜、铁电与介电薄膜、超导薄膜、有机与聚合物薄膜等。

会议由上海市物理学会名誉理事长周世勋教授主持, 会议组织委员会主席王永令研究员致开幕词。接着, 中国真空学会理事长华中一教授致贺词; 大会节目委员会主席陈益新教授介绍了整个会议论文处理和学术交流安排情况, 最后进行了四个大会特邀报告。

首先作报告的是来自美国伊利诺思大学的铁电材料专家 Payne 教授作了题为“Sol-gol 铁电薄层的制备和性质”, 根据他所提出新方式制备的铁电薄膜在电容器、存贮器、波导和半导体集成等应用方面将有更新的应用; 学部委员、中国科学院上海光机所光学材料专家干福熹教授作了题为“光存贮的高级薄膜”的报告, 重点介绍了高密度相变膜的进展; 日本三洋公司的 Shoichi Nakano 博士作了题为“用于太阳能转换的硅膜技术的进展”, 由于三洋公司在硅技术研究领域世界领先, 这样的报告就具有一定的权威性; 最后, 由学部委员、中国科学院上海冶金所研究员吴自良作题为“高质量的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 薄膜的外延生长形貌和缺陷。”

录用的大部分论文分三个分会场, 4 个半天十二个会段进行宣讲交流。由于会议地点和专题选择合适, 各会场的学术交流气氛自始至终相当热烈, 作报告的同志准备充分、宣读认真; 听报告者专心聆听, 且不断提问探讨; 此外, 在 4 月 16 日晚上进行张贴文章交流; 有的三五成群交谈切磋, 有的戴上眼镜凑近文章细阅, 有的照相记录, 有的向张贴人员索取复本等, 场面真是感人。

(下转第 597 页)