

量子光学

——光学科学的新秀 (I)

Lorenzo M. Narducci

(Drexel University)

编者按: 1981年,本文作者 Narducci 教授应中国光学学会的邀请来我国讲学和访问。他在中国科学院物理研究所、吉林大学和上海激光学会年会上作了介绍量子光学的讲演。应本刊之约,作者写成此文。现分两次刊载:(I)包括引言(本刊略有删节)和共振荧光两节;(II)包括超荧光、光学双稳性和有序结构的产生三节。在此,我们感谢 Lorenzo M. Narducci 教授对本刊工作的支持。

一、引言

光学始于何时?

要回答这个问题,我建议追溯到比 Galileo 及他同时代的荷兰透镜制造者们更早的年代;追溯到比罗马、希腊和古中国的天文学家,或者可能首先注意到行星相对于恒星天球运动的巴比伦牧羊者还要早的年代;我建议追溯到甚至更遥远的年代。

可以说,我们对光学基本定律的了解比对任何其它物理定律的了解都要多得多,同时也比对任何其他自然现象的了解都要深入得多。光学是这样一门科学分支,它的理论预测与实验的吻合可以达到前所未有的准确度。例如,在整个可见光区域真空中光速不变性已经证实是在一万亿亿分之一以内。

宇宙里充满着光学的信息:恒星光谱告诉我们它们的演化过程及相对的运动,来自星系的光说明了星系的起源和组成,从宇宙遥远处发来的电磁辐射描绘出我们自然栖息地的时空结构。

甚至在星系与星系之间的“空空间”也充

满了由氢原子极长寿命的自旋跃迁所发出的辐射,尤其是我们还能够探测到恒定的宇宙背景噪声:即充满整个空间的 3K 宇宙辐射。

现在,光学仍然保持着它的青春,近年来获得了辐射与物质间相互作用的振奋人心的新发现并揭示出其中一些细节部分,为了在评论一些重大发现的同时,仍然保持演讲的一定完整性,我将只评述共振荧光、超荧光及光学双稳性,这几个效应有它们的共同点,而它们显示出的不同行为则使它们在阐明现代光学科学的历史方面具有它们各自的地位。

这篇评述的最后一部分谈到一个目前引起极大兴趣的课题,即宏观系统中有序结构的自发产生^[1]。严格地说,这一章称为协同学比称之为光学更好。我决定把它包括在我的演讲里有几个原因:第一也是最主要的原因是,这个课题对我本人有特殊的魅力;其次在过去和可预见的未来,光学技术对有序结构研究的影响将是强有力的。

第三个原因与下述事实有关,那就是通过对激光的研究,可使许多重大问题突出并集中到问题的焦点上。最后一个原因与最近在高增益激光器及光学双稳系统(其他物理、化学及生

物理学系统除外)里发现引人注目的时间不稳定性有联系. 这里我们又一次地找到了光学对现代科学如此不同的各分支影响的又一证据.

二、共振荧光

1. 发射光的光谱

单个激发原子在真空起伏的影响下的衰变是量子力学中最古老的问题之一. 在这里我们感兴趣的问题比 Wigner 和 Weisskopf^[3] 所解决的问题复杂得多, 因为这里我们需要考虑在共振或准共振条件下, 一个原子被一个任意强度的外场驱动时的自发衰变问题.

在无驱动场时, 众所周知, 共振荧光发射是空间各向同性的, 对于激发态的占据几率具有指数的时间依赖关系, 而且发射辐射不是由一无限锐的谱线组成, 而是具有很确定的光谱轮廓, 这一轮廓可由洛伦兹函数给出很好的近似, 其宽度是原子弛豫时间的倒数.

为什么外场的存在能显著改变这种情况, 其原因可以借助于图 1 来了解, 在这里我们用

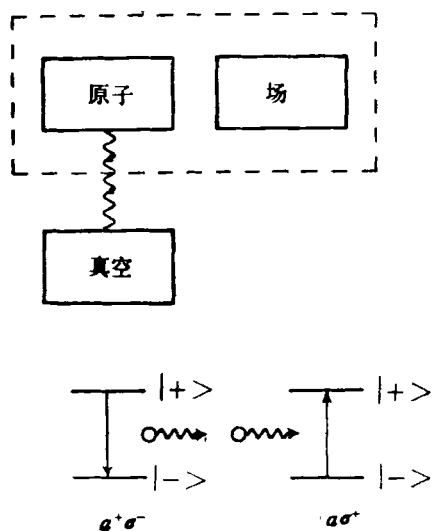


图 1 共振荧光问题的示意图

一单个原子和外驱动场强耦合, 并与之构成一个单一的闭合系统(虚线方块). 由于原子和真空的弱耦合, 该系统变为开放的, 并且能量被释放到外界去. 图 1 的下半部分画出了辐射发射和吸收的基本过程: 支配这些基本过程的算符是光子产生和湮灭算符 a^+ 和 a , 与自旋反转算符 σ^+ 和 σ^- 的双线性组合

图示的方法说明两个强耦合系统: 原子和外场. 相反, 原子与真空是弱耦合的, 不同于熟知的 Wigner-Weisskopf 问题的情形, 这里关键在于原子与驱动场一般形成的是一个单一的强耦合系统因而初等微扰论方法不能以足够的准确度描述它.

正确的步骤, 也是用来描述自发发射过程主要方面使用了很久的步骤, 是尽可能准确地研究原子-场联合系统, 并将真空的影响当作对这个闭合系统定态的弱微扰来考虑.

当然找出任意一个与任意电磁场耦合的原子的定态并不是容易的事, 一个通常在量子光学中应用得很成功的模型是, 将原子描绘为一个两能级体系, 驱动场为一光谱锐的单模辐射场^[4].

两能级原子在一个由两个正交能量本征态 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 所张的二维希耳伯空间里演化, 而其演化动力学是由一些与在一般自旋系统中的 Pauli 算符具有同样性质的算符所决定的 (毕竟自旋系统也是量子力学里的典型两能级体系).

在原子与场之间能量交换的基本过程的净效果为, 原子由激发态降到基态而发出一个光子, 或原子吸收了一个光子升到上能级去, 这些步骤也在图 1 中用图示的方法作了说明.

因而在两能级、单场模型范围内, 闭合系统的哈密顿算符是由三个简单的部分组成的: $\hbar\omega_0 a^+ a$ 量度驱动场的能量, $\frac{1}{2} \hbar\omega_0 \sigma_x$ 为未受微扰的原子的能量, 而 $\hbar k(a^+ \sigma^- + a \sigma^+)$ 为共振条件下的相互作用能. 注意, 耦合常数 k 正比于原子偶极矩.

求出此闭合系统的本征态并不困难, 结果揭示出, 其能谱是由双重态一组无穷序列^[5]

$$E_n^\pm = \hbar\omega_0(n - 1/2) \pm \hbar k \sqrt{n}, \quad (1.1)$$

$$n = 1, 2, \dots, \infty,$$

加上一个单态(基态能量)

$$E_0 = -\frac{1}{2} \hbar\omega_0 \quad (1.2)$$

组成的. 这些频谱的结构在图 2 中作了图示说

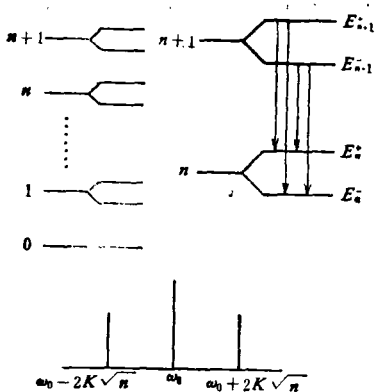


图2 原子-场耦合系统的能谱(上左), 真空引起能量本征态之间向下的跃迁(上右), 这就导致发射频率为 ω_0 和 $\omega_0 \pm 2k\sqrt{n}$ 的三条不同的谱线

明. 当然, 如果该系统恰巧处在对应于(1.1)式能量的一个本征态上, 它将永远停留在那个态上. 这里我们可以看出真空起伏的作用. 真空起伏与原子-场系统的弱耦合, 引起本征态对之间满足选择定则 $n_{\text{上}} - n_{\text{下}} = 1$ 的向下跃迁的可能性, 真空起伏引起的可能的向下跃迁如图2中所示: 显然可能发出三种不同的光子, 一个在共振原子的频率 ω_0 , 两个在旁带频率 $\omega_0 \pm 2k\sqrt{n}$, 由于每条谱线线宽估计约为自发衰变速率 γ 的量级, 只有在 $k\sqrt{n}$ 与 γ 相比足够大时旁带才是可分辨的, 因而, 在强场的条件下, 可以期望, 共振荧光光谱应当是由三条很好分辨的, 等间距谱线所组成的. 事实上, 这一预言已为实验很好地证实了^[6].

从这个简单的讨论中还无法取得关于光谱结构更详细的资料, 例如, 如果想研究这三条谱线峰的相对高度或线宽就必须用到动力学的计算, 这样的计算用量子光学的方法是不难完成的. 为简单起见, 这里我们只把强场极限下 ($k\sqrt{n} \gg \gamma$) 的一些理论预言概述如下:

- (1) 共振荧光显示出三峰的频谱;
- (2) 中间峰比两条旁带约高 2 倍;
- (3) 两条旁带的宽度比中间峰宽 0.5 倍;
- (4) 旁带离开中间峰的距离正比于原子偶极矩和驱动场强.

要详细地证实这些预言必须用到高分辨率

光谱学, 由于从这个问题里的特征频率单位是自发弛豫速率(典型地说, 对碱金属原子为几兆赫兹)这一事实, 人们容易了解这一点. 还有, 实验上主要需要解决的技术问题还不在于高分辨率(一个高质量的法布里-珀罗标准具就足以很好地分辨光谱的细节). 问题在于消除多普勒效应, 选择一个好的二能级系统以及建立极好稳频的驱动激光源.

多普勒加宽所引起的困难确实很严重, 尤其当我们考虑到像钠那样的原子在 300°C 时的热运动, 相当于在 5000 \AA 附近有 1GHz 量级的多普勒线宽, 这个线宽足以抹掉多峰结构的痕迹.

选择一个较好的近似二能级系统也是一个关键因素, 这是由于旁带的位移不只是正比于驱动场强, 同时也正比于原子有关能级的偶极矩, 如果同时有几个具有不同偶极矩的能级被外场驱动^[6], 则每一个能级将会贡献一对旁带, 并使得总频谱非常难于解释. 驱动激光的稳定性与线宽也应有仔细的考虑: 因为光强与频率的起伏会很容易掩盖荧光光谱的主要特征.

还应当提及, 光束剖面上光强的明显变化

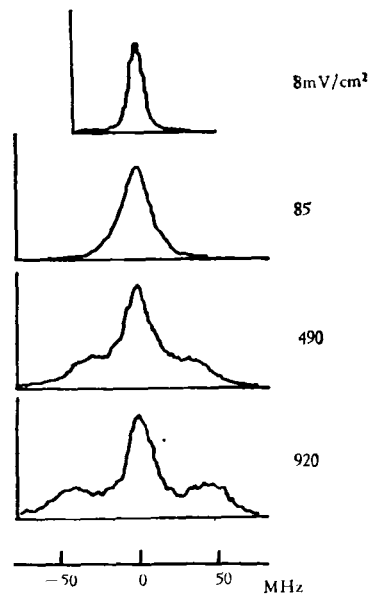


图3 由可调谐激光束在垂直方向上驱动的钠束的 90° 方向上所观察到的实验荧光光谱. 注意, 在最高驱动场强上出现的可分辨旁带. 仔细的数据分析表明与理论预言符合的极好(据文献[6])

也是一种不希望有的效应。这是因为这种光强的变化使得原子在通过照明区域时会仿佛“看见”不同的光束强度，因而产生随时间变化的旁带分裂。

原则上，可以用高强度驱动场和产生相应大的分裂来减少某些困难。然而，问题在于从单模可调谐且非常稳定的激光器，实际上得到的连续激光功率是有限的。此外，强激光束会对原子产生显著的辐射压力效应，并使原子轨道产生可观的偏转。

Ezekiel 和他的同事在钠原子束上^[6]曾经用了一系列很精明的高精度测量方法在很大程度上已经克服了上述技术上的问题。有关实验装置的详情，请读者参看原文，一些证实了理论预言的有关的实验结果示于图 3。

2. 发射光的高阶相关性质

到目前为止，我们只强调了共振荧光的光谱特性，自然，如所周知，只有电磁场的谱不足以给出其统计性质的完整描述^[7]。事实上，已经觉察到，如果将普通的热光源与一稳定的激光器放在相同盒子里，同时装备适当的光学元件(衰减器、准直器、偏振器、滤光片等)，使得它们的输出强度、波阵面和光谱分布都完全一样，则任何经典的干涉或衍射测量均无法区分这两个辐射源。然而，十分明显的是，就算在刚才所说的理想化的条件下，我们应当能够区分出一般的热灯与激光，这个问题的答案在于分析辐射的高阶相关性质，或者简单地说，在于研究高于一阶的场强之间的相关，这些相关可以利用放置在不同时空点上的光电探测器通过 n 重延迟符合实验来测量。

从历史上说，窄带辐射中的高阶相关效应存在的第一次证明是由 Hanbury-Brown 和 Twiss 完成的^[10]。来自放电管的辐射经滤波，由一个半透镜分束，再由两个光电倍增管检测，当测量作为到达探测器的两个信号之间光程差的函数的平均符合率时，他们发现除了偶然背景符合(这与光延迟无关)之外，在延迟很小的情形下，也能观测到少数的附加符合，这个效应之

所以很小，多半是因为仪器的响应时间与光强起伏的相关时间相近。如果类似的实验用有较长的强度相关时间的热光源来做，作为延迟时间函数的符合率的行为定性地在图 4 中绘出(曲线 1)^[11]。在适当地标定数据之后，在延迟为零时的符合率是背景值的两倍，曲线中的“隆起”部分反映了热光源特征强度起伏的性质，又称为“光子聚束”。按 Glauber 的意见它也是没有二阶相干性的反映。相反，同样的实验用远高于阈值的单模激光器来做，根本显示不出任何过剩的符合。因而在实验精度之内确认了光源的二阶相干性(图 4，曲线 2)。

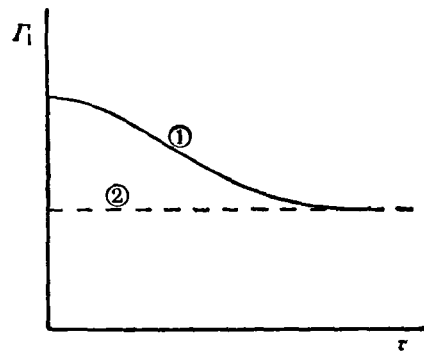


图 4 窄带热光源(曲线 1)与高度稳定的激光光源(曲线 2)的强度相关函数

由于符合率曲线在很短的延迟时间存在明显的极小值，单原子发射的共振荧光辐射与热光源及激光的光都有很大的差异。正是这一极小值(或光子反聚束)，使 Mandel 和他的同事^[12]追溯到发射过程的量子力学方面。定性地说，这个效应是容易理解的：在一个原子进入照明

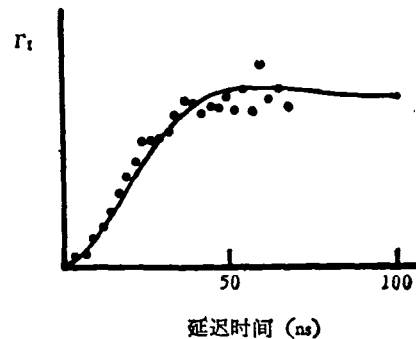


图 5 在修正了原子数涨落和有限渡越时间效应后的强度相关函数(据文献 [12](b))

区并被激发之后,它会在 τ^{-1} 量级的时间里辐射然后回到基态. 观察到第二个发射过程的几率随着连续观察间的延迟时间的减小而变得越来越小. 因而,符合率在延迟为零时预期也是零. 此效应已由 Mandel 及其同事在实验上证实了(图 5). 至此我们完成了对单个原子在强场中行为的讨论.

3. 原子合作效应

几年之前, Agarwal 等人^[13]提出原子的合作和长程偶极-偶极相互作用对于共振荧光光谱的影响问题. 随后,这方面的大量研究工作已出现在文献中,当然其中不是没有争论的. 对于预期的与单原子行为相背离的实验证据看来是难于得到的. 此结果在很大程度上只有学术意义. 不过,作为第三节讨论的一个入门,评述这个问题的本质将会是有意义的.

对于这个感兴趣的问题可以概述如下: 给定一个有 N 个平均原子间隔为 d 的两能级原子的集合和一个高强度的相干外场,共振荧光光谱的性质是什么,这个问题的数学表述是很复杂的,特别是当原子间隔与发射的辐射波长可以比较或计及长程偶极-偶极相互作用的影响时,更是如此^[14]. 文献[14]的研究结果表明,发出的辐射的光谱在频率 $\omega_0 \pm 4k\sqrt{n}$ 处显现附

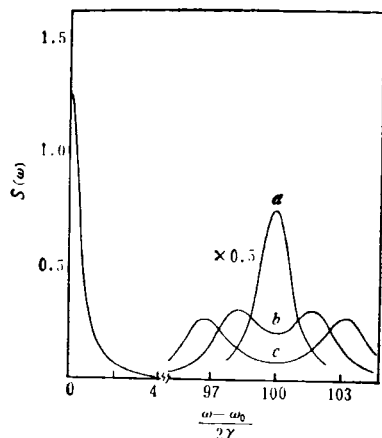


图 6 两个原子的间距与发射波长可比较的原子系统的共振荧光光谱,注意,当原子间距逐渐变小时,普通的 Rabi 旁带明显分裂 [(a) $kr = 0.5$, (b) $kr = 0.125$, (c) $kr = 0.075$]

加的弱旁带. 而且原来在 $\pm 2k\sqrt{n}$ 处的 Rabi 旁带分裂为双重线. 可以把两倍 Rabi 频率处的附加谱线归因于原子间的合作相互作用,而双重线结构是长程偶极-偶极力的结果. 这些效应只有在很高的原子密度和外场很强的情形下才会变得重要(图 6).

参 考 文 献

- [2] H. Haken, *Synergetics-An Introduction*, Springer Verlag, Heidelberg, (1977).
- [3] V. Weisskopf, E. Wigner, *Z. Phys.*, **63**, 54 (1930).
- [4] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloe, *Quantum Mechanics*, Vols. 1 & 2, Wiley-Interscience, NY, (1977).
- [5] W. H. Louisell, *Radiation and Noise in Quantum Electronics*, McGraw-Hill, NY, (1964), p. 212.
- [6] F. Y. Wu, R. E. Grove, S. Ezekiel, *Phys. Rev. Lett.*, **35**, 1426 (1975); R. E. Grove, F. Y. Wu, S. Ezekiel, *Phys. Rev. A*, **15**, 227 (1977).
- [7] G. S. Agarwal, *Quantum Optics*, Springer Tracts in Modern Physics, edited by G. Honler et al. Springer, Berlin, (1974), Vol. 70.
- [8] This is the rule, rather than the exception, especially in the presence of magnetic sublevels.
- [9] R. J. Glauber, *Optical Coherence and Photon Statistics*, in *Quantum Optics and Electronics*, Les Houches Lectures 1964, edited by C. deWitt, A. Blandin and C. Cohen Tannoudji, p. 63, Gordon and Breach, NY, (1965).
- [10] R. Hanbury-Brown, R. Q. Twiss, *Nature*, **177**, 27 (1956).
- [11] F. T. Arcechi, in *International School of Physics Enrico Fermi, XLII Course*, edited by R. J. Glauber, Academic Press, NY 1968; D. Meltzer and L. Mandel, *IEEE Journal Quantum Electronics*, **JQE6**, 661 (1970); P. Furcinitti, J. D. Kuppenheimer, L. M. Narducci, R. A. Tuft, *J. Opt. Soc. Am.*, **62**, 792 (1972).
- [12] (a) H. J. Kimble, M. Dagenais, L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 691 (1977); (b) H. J. Kimble, M. Dagenais, L. Mandel, *Phys. Rev. A* **18**, 201 (1978).
- [13] G. S. Agarwal, A. C. Brown, L. M. Narducci, G. Vetri, *Phys. Rev. A* **15**, 1613 (1977).
- [14] G. S. Agarwal, L. M. Narducci, E. Apostolidis, *Opt. Comm.*, **36**, 285 (1981); E. P. Apostolidis, L. M. Narducci, G. S. Agarwal, *Proceedings of the International Conference on Lasers'80*, edited by C. B. Collins, STS Press, (1981) p. 767.

(厚美英 译)