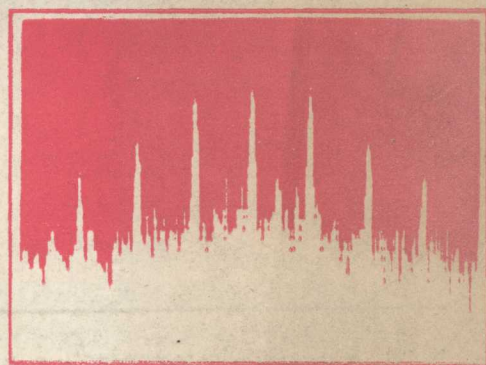
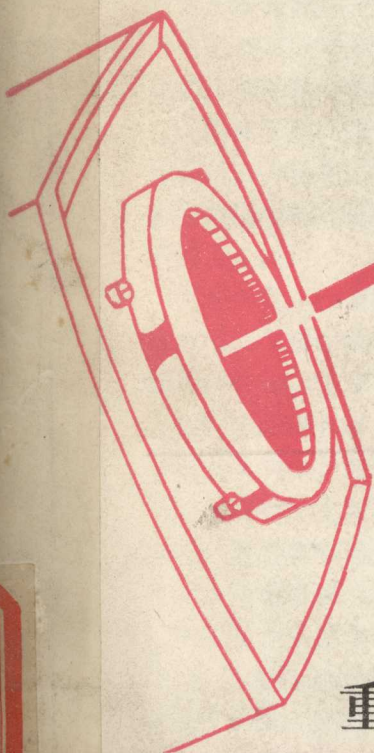


激态噪声特性

(译文集)



重庆市光学机械研究所

1983年

前言

785282

《激光噪声特性》(译文集)经过一年多的筹备出版过程,终于诞生,与读者见面了。

激光噪声特性对激光的许多应用有重要影响。由于存在激光噪声,使得激光器在许多应用领域中的性能受到了限制,例如,当激光用于信息处理和信息传递时,噪声的存在就是很大的障碍。为了应用的需要,一些激光应用技术如激光通讯、精密测量、信息存储、光传感技术、视频圆盘录相系统等,都对激光噪声提出了严格的要求,要求把噪声电平限制在一个很低的水平以下。因此,激光噪声产生的理论及激光噪声抑制技术的研究日益受到各国激光科技工作者的重视,不断有研究成果出现,各种低噪声激光器也相继问世,其中有的已大量商品化生产,在实际应用中已经和正在发挥着重要的作用。由此可见,激光噪声及其抑制技术的研究具有重大的实用价值。

为了把国外有关激光噪声的研究成果介绍给国内广大读者,在重庆市光学机械研究所党委和所领导的关怀与支持下,我们编辑出版了这本《激光噪声特性》(译文集),希望能促进国内对激光噪声特性的研究和激光应用技术的研究,以利于社会主义的四个现代化建设。

本译文集包括有关激光噪声理论和He—Ne激光器、Co₂激光器、Ar⁺激光器、YAG激光器、金属蒸汽激光器、染料激光器、半导体激光器等的噪声特性研究论文约80篇。这些论文的内容涉及面广,不仅包括激光噪声特性及有关激光噪声理论的研究,而且包括抑制激光噪声的机理和技术措施的研究,制造低噪声激光器的技术工艺以及激光噪声测量技术等。此外,本书还包括激光噪声特性论文文摘30多篇和论文目录索引100多条。

本译文集的选题主要不是着眼于论文是否是近期的,而是着眼于力图反映国外激光噪声特性研究的全貌。因此,选题的范围不仅包括近期的论文,而且也有早期的论文,甚至包括激光诞生初期的某些论文。(已在国内正式出版的译文集和期刊上刊登过的论文,本译文集不再选入。)

本译文集在筹备出版的过程中,得到了南开大学、清华大学、中山大学、南京工学院、成都电讯工程学院、中国科学院电子学研究所、中国科学院计算研究所、中国科学院上海硅酸盐研究所、中国科技情报研究所重庆分所、上海市激光技术研究所、煤炭工业部煤炭科学研究院抚顺研究所、电子工业部1444研究所、北京科学仪器厂、重庆市环境保护研究所、重庆市光学机械研究所等十多个单位的激光界同行的30多位同志的大力支持。他们积极为译文集提供待选论文目录,参加翻译和校对工作等。此外,重庆光机所的李文进、魏永昌、陈良才、周晶、谭芝琼等同志承担了本书的全部插图工作。中国科技情报所重庆分所和重庆市科技情报所为本书复制了照片。本书的诞生是激光界同行社会主义大协作的成果,是社会主义精神文明的又一生动体现。在此,我们特向给予我们巨大支持的单位和同志们表示衷心的感谢。

把许多国外作者在不同时期写的风格各异的约80篇论文组织成一本有一定有机联系的较完整的书,这是我们编辑组的又一希望。为此,我们在全书统一方面作了一些工作。例如:

1. 原文凡有“提要”者,均统一在提要部份前冠以“提要”二字表示之;



2. 对参考文献, 统一以置于右上角的〔 〕号表示之;

3. 对大多数物理名词的译法, 尽可能作到全书统一, 如“moving striation (移动辉纹)”、“noise level (噪声电平)”等; 但也有少数名词如“fluctuation (波动、起伏、涨落)”等, 未予全书统一, 但在同一篇文章中也只取一种译法。

还需要附带说明的是, 本书中还有少数几张照片, 由于原文的照片模糊不清等原因, 故只得用描图法根据原复印的资料复制之, 尚请读者鉴谅。

本译文集编辑组的成员如下:

主编: 殷一贤

付主编: 向立人

编委: 魏永昌、陈光银、王友德、李秋玉、王玉明

由于编辑者的水平所限, 本译文集难免存在不少缺点和错误, 欢迎读者批评指正。

重庆市光学机械研究所《激光噪声特性》(译文集)编辑组

1983年6月

目 录

前 言	(1)
1. 激光器中的发射噪声理论	A. van der Ziel (1)
2. 自发发射噪声	Robert T. Young, Jr. 等 (3)
3. 量子噪声	高桥秀俊 (5)
4. 激光器噪声效应的理论	Y. K. Wang 等 (13)
5. 内腔激光光谱的量子噪声	V. R. Mironenko 等 (23)
6. 激光器噪声	加藤大典 (31)
7. 激光器的噪声	铃木健夫等 (39)
8. 存储应用的激光噪声	A. D. Berg 等 (46)
9. He-Ne 激光的噪声	新宅敬一 (54)
10. 凹面镜光学谐振腔振荡模之间的差拍频率	John P. Goldsborough (59)
11. 多模激光器中的过量光子噪声	H. Hodara 等 (69)
12. 在不同放电条件下运转的He-Ne激光器的噪声功率谱特性	A. Waksberg 等 (75)
13. 氦-氖激光器的动态特性和噪声	本乡昭三等 (86)
14. He-Ne激光器噪声中的动态模式竞争	Takeo Suzuki (96)
15. 非锁定多模He-Ne激光器的低频噪声	Takeo Suzuki等 (98)
16. 氦-氖激光器的机械振动噪声	铃木健夫 (104)
17. He-Ne激光器中的准周期性噪声	I. Kitazima (111)
18. 0.63和1.15微米激光器噪声特性的比较	И. П. Мазанько 等 (114)
19. 具有平面球面谐振腔的氦-氖激光器辐射功率不稳定性的研究	В. Л. Колтун 等 (117)
20. He-Ne激光器中的移动辉纹	A. Garscadden 等 (121)
21. He-Ne激光器中的移动辉纹和电泳效应	A. Garscadden (123)
22. He-Ne激光器中利用高频放电抑制移动辉纹	J. P. Novák (127)
23. 气体激光器中移动辉纹自激励的条件	Ya. A. Fofanov (129)
24. He-Ne激光器中辉纹和受激发射之间的关系	H. Amemiya 等 (131)
25. He-Ne激光器中放电电流噪声和激光噪声间的相互关系	L. J. Prescott 等 (135)
26. He-Ne激光器中的气体放电调制噪声	L. J. Prescott 等 (137)
27. 等离子起伏对气体激光噪声的影响	Uichi Kubo 等 (144)
28. He-Ne激光辐射中的放电调制噪声	P. T. Bolwijn (146)
29. He-Ne气体激光器的放电电流调制及噪声	上原 信吾等 (148)
30. 6328埃He-Ne气体激光器的调制噪声	Shigebumi Saito 等 (157)
31. He-Ne激光器中的放电调制噪声	G. Forgó 等 (160)

32. 用外调制器抑制气体激光器的放电调制噪声G. Forgó等 (163)
33. He-Ne激光器和氩激光器的锁模抑制Russell Targ等 (165)
34. 气体激光器电流调制噪声的抑制Takeo Suzuki (167)
35. He-Ne激光器中模相干噪声的抑制P. Anastasovski等 (169)
36. 单频可调He-Ne激光器的噪声抑制Им Тхек-Де, В. П. Тимофеев (172)
37. 氦-氩激光器的输出功率的稳定R. Nowicki (175)
38. 激光器的辐射功率稳定器И. Н. Говор等 (179)
39. He-Ne激光振荡器的噪声测量Jules A. Bellisio等 (181)
40. He-Ne激光器中自发发射噪声的探测L. J. Prescott等 (183)
41. He-Ne激光放大器中的噪声测量R. A. Paananen等 (185)
42. He-Ne激光器中量子相位噪声的进一步测量R. Arrathoon等 (187)
43. 一种低噪声He-Ne激光管Takeo Suzuki (189)
44. 低辐射噪声He-Ne激光器K. G. Herngvist (191)
45. 低噪声He-Ne激光器K. Rózsa等 (194)
46. 玻璃完全密封的低噪声激光管Taizo Oikado等 (197)
47. 制造低噪声He-Ne激光器J. U. Eynon等 (202)
48. 低噪声He-Ne激光管的制造——用作频率高稳定的3.39微米激光大井みさほ等 (207)
49. 录象盘用的He-Ne激光管老门泰三等 (213)
50. CO₂激光器中等离子体感应起伏F. M. Shofner等 (214)
51. CO₂激光器放电中的电离不稳定性William L. Nighan等 (217)
52. CO₂激光器功率的噪声、波动和稳定W. Michalski等 (223)
53. 用斯塔克盒降低CO₂激光辐射的噪声电平Douma Bindert S.等 (227)
54. 调频氩激光器的频率稳定和噪声抑制Russell Targ等 (229)
55. 氩离子激光器等离子管中相干振荡的研究D. C. Galehouse等 (234)
56. 直流激励Ar⁺激光器中的放电电流噪声Takeo Suzuki (236)
57. 激光等离子体的振荡及其对氩离子激光器辐射强度的影响A. Ә. Фотиади等 (243)
58. 氩离子激光器中振荡的缓慢建立效应С. С. Каргалева等 (246)
59. 脉冲氩离子激光器放电中的电流调制John D. Litke (249)
60. 简易分段孔径低噪声He-Cd激光器W. T. Silfvast等 (251)
61. He-Cd⁺激光器中的噪声研究David C. Brown等 (255)
62. 自加热442毫微米He-Cd激光器的最佳功率输出和光束噪声的起源Thomas F. Johnston, Jr.等 (259)
63. 长寿命、低噪声He-Cd激光器上出 帆等 (271)
64. 低噪声连续波空心阴极锌离子激光器R. C. Jensen等 (279)
65. He-Se激光器的噪声特性Takeo Suzuki等 (281)
66. 金属离子激光器的噪声铃木健夫 (284)
67. 彭宁过程对气体放电激光器的噪声的影响В. А. Васьков等 (292)
68. 连续波染料激光器频率和强度的长期稳定J. A. Abate (294)

69.	连续YAG:Nd ³⁺ 激光器输出的寄生噪声	Gary D. Baldwin等	(298)
70.	激光脉冲串中基线噪声的降低	James M. Thorne等	(302)
71.	固体激光辐射的噪声	V. V. Azarova等	(305)
72.	半导体激光器的噪声	Hartmut Haug	(313)
73.	铅盐半导体激光器的低频噪声特性	R. S. Eng等	(314)
74.	半导体激光放大器的噪声特性	T. Mukai等	(321)
75.	单模二极管激光器的相位噪声	A. Dandridge等	(324)
76.	半导体激光器相位噪声的表征	S. Piazzolla等	(327)
77.	半导体激光器中光相位噪声的衰减	K. W. Cobb等	(330)
78.	多重量子阱注入式激光器的动态和噪声特性	C. Lindström等	(333)
79.	光通讯用窄条质子隔离双异质结AlGaAs激光器在加速寿命试验期间的高频强度噪声性能	J. W. M. Biesterbos等	(338)
80.	宽带光传输线中的激光模式分配噪声	G. Grosskopf等	(342)
81.	简讯: 飞利浦将生产应用于英国视频唱片系统的He-Ne激光器		(346)
82.	激光噪声特性论文文摘		(347)
83.	激光噪声特性论文目录索引		(360)

激光器中的发射噪声理论

A. van der Ziel

Gordon^[1] 最近计算过由激活介质中的发射噪声引起的旁频带中的功率密度。这里, 我们给出这个结果的简单推导。

考虑激光系统具有长度 L 的激活介质和在距离 L 上具有两块反射镜 1 和 2, 反射率分别为 R_1 和 R_2 。决定在激活介质中功率增益的方程是:

$$P_s(x) = P_s(0) \exp\{[w_i(n_2 - n_1) - \alpha]x\}. \quad (1)$$

式中, w_i 是每单位强度、每单位时间受激发射进入一定模式的几率; n_2 是受激态的密度; n_1 是较低态的密度; α 是计量在介质中的损耗。因此, 一次通过长度 L 的激活介质的波的功率增益 G 是:

$$G = \exp\{[w_i(n_2 - n_1) - \alpha]L\}. \quad (2)$$

其次, 必须计算在 Δx 段中产生的、在每个方向上经过激活介质传播的噪声功率有多少。它是[2]:

$$\Delta P_0 = P_0 \Delta x = \{w_i hf n_2 df + ahf df / [\exp(hf/kT) - 1]\} \Delta x. \quad (3)$$

式中, 第一项是由发射噪声引起的, 第二项是热噪声损耗。在振荡的边界, $\alpha = w_i(n_2 - n_1)$, 而当激光器正在振荡时, 则 $\alpha < w_i(n_2 - n_1)$ 。因为 $w_i n_2 > w_i(n_2 - n_1)$, 并且 $[\exp(hf/kT) - 1]$ 是一个大的数, 所以, (4)中的第二项同第一项相比较是可以忽略的。因此, 良好的近似是,

$$P_0 = w_i hf n_2 df \quad (4)$$

现在, 我们计算距反射镜1的距离为 x 的 Δx 段上到达反射镜1的噪声功率有多少。这个噪声沿着两条路径到达反射镜1。

1) 直接地, 在长度 x 之上增长后到达。

2) 间接地, 在具有相位反转和功率减小系数为 R_2 的反射镜2反射后到达; 这个波在长度 $(2L - x)$ 上增长。

设 E_0 是 Δx 段上两个噪声波的场强, 设到达反射镜1的两个噪声波分别具有场强 E_a 和 E_b 。其次, 如果 v 是激活介质中波的相速度, 则

$$E_a = E_0 \exp\{1/2[w_i(n_1 - n_2 - \alpha)x - j\omega x/v]\}, \quad (5)$$

$$E_b = -E_0 R_2^{1/2} \exp\{1/2[w_i(n_1 - n_2) - \alpha] \cdot (2L - x) - j\omega(2L - x)/v\}. \quad (6)$$

从 Δx 段到达反射镜1的功率 ΔP 是,

$$\begin{aligned} \Delta P &= P_0 \Delta x |E_a + E_b|^2 / |E_0|^2 \\ &= P_0 \Delta x \{ \exp\{[w_i(n_2 - n_1) - \alpha]x\} \\ &\quad + R_2 \exp\{[w_i(n_2 - n_1) - \alpha](2L - x)\} \\ &\quad + 2R_2^{1/2} G \cos[2\omega(L - x)/v] \}. \end{aligned} \quad (7)$$

由界限0和 L 之间积分所获得的激活介质的总贡献是,

$$P = \int_0^L dp$$

$$=P_0\{(G-1)(GR_2+1)[w_i(n_2-n_1)-\alpha]^{-1} + 2R_2^{1/2}G(v/2\omega)\sin(2\omega L/v)\} \quad (8)$$

下面将看到, 对于所产生的频率 ω_0 , $(2\omega_0 L/v)$ 是一个积分数乘 2π 。因此, 对于 $(\omega-\omega_0)$ 的小值,

$$\sin(2\omega L/v) = \sin[2(\omega-\omega_0)L/v] \simeq 2(\omega-\omega_0)L/v \quad (9)$$

于是, 在(8)式中的最后一项与 $(\omega-\omega_0)/\omega_0$ 同数量级, 而 $(\omega-\omega_0)/\omega_0$ 是可以忽略的。所以

$$P = h f d f w_i n_2 [w_i(n_2-n_1)-\alpha]^{-1} \cdot (G-1)(GR_2+1). \quad (8a)$$

P 是到达设有反馈的反射镜1的功率。设 E_1 是与 P 相关联的场强。如果 E_2 是到达具有反馈的反射镜1的波的场强, 那么¹

$$E_2 = E_1 + E_2 \text{ 或者 } E_2 = E_1/(1-g) \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \text{式中} \quad g &= R_1^{1/2} R_2^{1/2} \{\exp\{1/2[w_i(n_2-n_1)-\alpha](2L)\} \cdot \exp(-2j\omega L/v)\} \\ &= GR_1^{1/2} R_2^{1/2} \exp(-2j\omega L/v) \end{aligned} \quad (11)$$

是在反射镜1上和反射镜2上然后又返回反射镜1上所反射的波的增益。所以, 返回的信号必须恰好具有振荡频率 ω_0 的初始信号的相位, $(2\omega_0 L/v)$ 必须是一个积分数乘 2π 。

从没有反馈的反射镜1出来的噪声功率是 $P(1-R_1)$, 因此, 从具有反馈的反射镜1出来的噪声功率是:

$$P_n = P(1-R_1)/|1-g|^2. \quad (12)$$

替换 P 和 g , 并且考虑到(9), 得到

$$\begin{aligned} P_n &= h f d f \left[\frac{w_i n_2}{w_i(n_2-n_1)-\alpha} \right] \\ &\quad \cdot \frac{(G-1)(GR_2+1)(1-R_1)}{[(GR_1^{1/2}R_2^{1/2}-1)^2 + 4GR_1^{1/2}R_2^{1/2}(\omega-\omega_0)^2 L^2/v^2]} \end{aligned} \quad (13)$$

除损耗系数 α 外, (Gordon 忽略了这个系数,) 这是 Gordon 计算的结果。系数 α 在气体激光器中也许不很重要, 但是, 在结型激光器中必须考虑到。

Prescott 和 A. van der Ziel[3]最近在振荡阈值附近运转的激光器中探测了这种噪声。远离这个阈值, 这种噪声则淹没在光电探测器的散粒噪声背景之中。

参 考 文 献

- [1] E. I. Gordon, "Optical maser oscillators and noise," Bell Sys. Tech. J., Vol. 43, pp. 507-540; January, 1964.
- [2] J. P. Wittke, "Molecular amplification and generation of microwaves," Proc. IRE, Vol. 45, pp. 291-316, March, 1957.
- [3] L. J. Prescott and A. van der Ziel, "Detection of spontaneous emission noise in He-Ne lasers," Physics Letters, Vol. 12, October, 15, 1964.

1. 这个处理避免了无穷级数 $\sum_{n=0}^{\infty} g^n$ 的求和, 该级数对 $|g|>1$ 不收敛。我们的处理类似于在反馈理论中所采用的处理。

沈铁流译自《Proc. IEEE》, 1964, Vol. 52, No. 12, p.1738.

殷一贤校

自发发射噪声

Robert T. Young, Jr, Robert T. Maupin

过去几年里,发表了关于气体激光器中低频率噪声的许多论文^[1-10]。一致的意见是,在许多以单模运转的直流激励气体激光器中所观察到的过量噪声(同探测器的散粒噪声有关)是由于放电电流的波动引起的(在多模运转中,模式之间无规则的变化能够产生大量的噪声)^[11]。Bolwijn^[6]研究了6328埃谱线的自发发射噪声,并且测定了自发发射噪声和与放电电流噪声同样变化的激光噪声。

如果把自发发射中的过量光噪声归因于放电电流的波动,那么

$$N \propto (ds/di) F, \quad (1)$$

式中, N 是光噪声; s 是谱线的强度; i 是放电电流; F 是放电电流噪声。强度和噪声的测量是在 5:1 的 He-Ne 混合气中和通常范围内的纯 Ne 中的几条光谱线上进行的。放电管的直径是 10 毫米, 正柱的长度为 25 厘米。对于 He-Ne 混合气 PD (气压 X 直径) 值是 4.0 托·毫米, 对于纯 Ne, PD 值为 2.2 托·毫米。在 5:1 的 He-Ne 混合气中, 对于 6328 埃的最佳增益所需的 PD 值为 4 托·毫米 (Smith)^[12]; 对于纯 Ne 放电的 PD 值为 2.2 托·毫米, 纯 Ne 放电的电子温度与混合气中放电的电子温度相同^[13,14]。来自管子正柱的光正对着射入 Czerny-Turner I 米扫描分光计的入射狭缝。探测器是一只室温下运转的 S-20 光电倍增管。光电倍增管电流被具有 0 至大于 70 千赫的恒定频率响应的高增益线性直流放大器放大。谱线强度由放大器的直流输出所测定。进行噪声测量时, 使直流放大器的输出通过一个具有带宽为 2.6 千赫、带中心为 5.4 千赫的滤波器, 然后馈给一个均方根值电压表。

表 I. 放电电流为 100 毫安时所观测的噪声与散粒噪声之比

波长 (埃)	$N_{Ne}/$ 散粒噪声	$N_{He+Ne}/$ 散粒噪声	$N_{He+Ne}/$ 散粒噪声
			$N_{Ne}/$ 散粒噪声
上能级 $3s_2$			
6293	60	140	2.3
6328	90	190	2.1
6401	70	130	1.9
上能级 $2p$			
5944	150	150	1.0
6304	150	200	1.3
6334	120	130	1.1
6402	120	140	1.2

对下述谱线组进行观测: 6293 埃 ($3S_2-2P_5$) (帕邢符号法), 6328 埃 ($3S_2-2P_4$) (最强的激光谱线), 6401 埃 ($3S_2-2P_2$), 它们都具有 $3S_2$ 上能级, 以及 5944 埃 ($2P_4-1S_5$), 6304

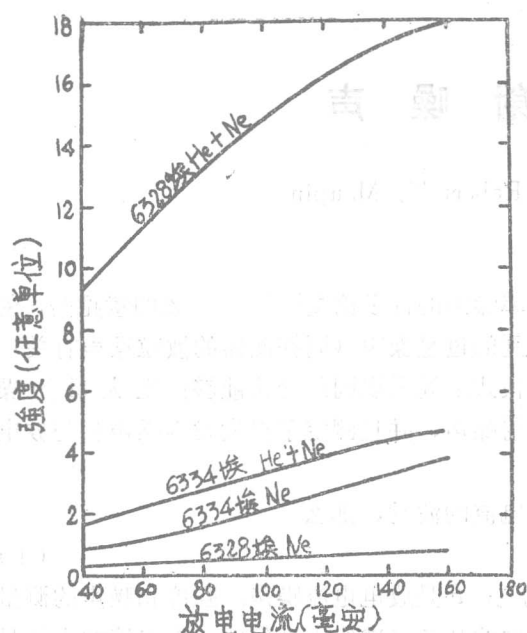


图1 在Ne[注]和He-Ne放电中, 对于6328埃和6334埃谱线的谱线强度与放电电流的关系。〔注〕: 原文为He, 可能有误, 似应为Ne。——译者)

埃 ($2P_0-1S_4$), 6334埃 ($2P_0-1S_5$) 和6402埃 ($2P_0-1S_6$), 它们都具有2P能级中的一个能级作为上能态。表 I 给出了一组噪声的数据。从这些数据引出的主要结论是: 从纯 Ne 到He+Ne 的噪声比的增加是具有 $3S_2$ 上能级的谱线比起始于 $2P_1$ 能级中的一个能级的谱线有很 有意义的变大。对于 50 毫安和150毫安所获得的数据与这个结论大体上是一致的。

应用方程 (1) 阐明这个结果。图 1 给出所观测的6328埃谱线和6334埃谱线的强度的曲线。这些曲线的斜率已被计算, 并且在表 II 中给出了在三种不同电流情况下所测量的斜率和所观测的噪声的比较。可以看到, 从纯Ne到He-Ne混合气的6328埃谱线和6334埃谱线的噪声的变化约略地如方程 (1) 所预示。

在He-Ne 混合气中 6328 埃 谱线的强度对电流的曲线开始显示出饱和。这点已经由 White 和 Gordon^[15] 指出, 他们把它归因于亚稳 He 的饱和。运转于强度对电流的曲线的尽

可能平坦的部分的He-Ne激光器将具有最小的噪声。

表 II. 强度对电流的曲线斜率之比和所观察到的噪声之比; 强度和噪声的值的单位为任意单位

i (毫安)	6328 埃		6334 埃	
	$(ds/di)_{He+Ne}$	N_{He+Ne}	$(ds/di)_{He+Ne}$	N_{He+Ne}
	$(ds/di)_{Ne}$	N_{Ne}	$(ds/di)_{Ne}$	N_{Ne}
50	18	16	1.5	1.5
100	17	10	1.1	1.4
150	11	8	0.6	0.9

参 考 文 献

- [1] P. T. Bolwijn, C. Th. J. Alkemade and G. A. Borchloo, Phys. Lett. 4, 59 (1963).
- [2] H. Z. Cummins, Phys. Lett. 5, 39 (1963).
- [3] J. A. Bellisio, C. Freed and H. A. Haus, Appl. Phys. Lett. 4, 5 (1954).
- [4] L. J. Prescott and A. van der Ziel, Appl. Phys. Lett. 5, 48 (1964).
- [5] P. T. Bolwijn, Phys. Lett. 13, 311 (1964).
- [6] R. L. Bailey and J. H. Sanders, Phys. Lett. 10, 295 (1964).
- [7] L. J. Prescott and A. van der Ziel, IEEE J. Quantum Electron. 2, 173 (1966).
- [8] U. Kubo et al., J. Appl. Phys. Japan 5, 731 (1966).

量 子 噪 声

高桥秀俊

什么叫量子噪声

要继续提高电压、力等宏观量的测量灵敏度时，必然要碰到一个在过去的宏观考虑中没有预料到的壁。换言之，分母中有阿佛加得罗常数的效应要表面化起来。其中一个著名的例子就是布朗运动或热噪声。在那里，微观量 kT 出现在宏观的测量中。作为另一个重要微观量的能量量子 $h\nu$ 当然也应出现在测量中。但是，在过去电气测量对象频率 (10^{11} 赫兹以下) 中，由于通常温度下 $h\nu \ll kT$ ，所以它隐含于热噪声中，问题显现不出来。然而，随着激光技术的进步，在用有问题的相干可见光信号的通信和测量中，事情就反过来，成为 $h\nu \gg kT$ ，也就是说，这种测量的灵敏度的极限不是由热噪声，而是由量子效应，即由能量存在最小单位这一事实决定的。这种由量子力学的原因而出现的噪声称之为量子噪声。

量子噪声与经典噪声（例如热噪声）的最大不同点在于它是量子力学现象，即受测不准关系支配的现象。在量子力学中，必须明确区分客观存在的“实在”和测量“实在”所得的结果。不仅如此，认为朴素意义下的实在本来就不存在，这是今天的“观测理论”的主流。但是，我们认为“状态”或“波函数”是在某种意义下与实在相当的东西（在更一般的情况下，必须考虑密度矩阵）。然而，实际被观测的东西是对此“状态”进行“观测”操作的结果，并且这种操作会使“状态”发生不可挽回的变化，这是量子力学观测的特点。

其结果，就不能同时精确地观测一对量，例如粒子的位置 x 和动量 p 。对于它们的观测误差之积 $\Delta x \cdot \Delta p$ ，存在一个条件（测不准关系）：

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq h, (h \text{ 为普朗克常数}).$$

就电磁波而言，与 x, p 相当的量是量的 $\cos$ 成份和 $\sin$ 成份。因此，在量子噪声成为问题时，必须明确“到底观测什么”。具体而言，到底是观测场量本身（即考虑了相位的 $\cos$ 成份和 $\sin$ 成份（线性量）呢，还是观测能量，即正比于场的二次方的量（2 次量）呢，理解必须进行这种区分，这是理解量子噪声的根本点。

-
- [9] G. Forgo and M. J. O. Strutt, IEEE J. Quantum Electron, 3, 417 (1967).
 - [10] P. T. Bolwijn, Phys. Lett. 24A, 285 (1967).
 - [11] R. Targ and J. M. Yarborough, Appl. Phys. Lett. 12, 3 (1968).
 - [12] P. W. Smith, IEEE J. Quantum Electron, 2, 77 (1966).
 - [13] R. T. Young, Jr., J. Appl Phys. 36, 2324 (1965).
 - [14] R. T. Young, Jr., C. S. Willett, R. T. Maupin, Bull. Amer. Phys. Soc. 13, 206 (1968).
 - [15] A. D. White and E. S. Cordon, Appl. Phys. Lett. 3, 197 (1963).

沈铁流译自 «J. Appl. Phys.», 1969, Vol.40, No9, p.3881-3882.

殷一贤校

光 信 号 测 量 的 模 型

在量子噪声成为问题的频率中,要做的测量实际上只限于电磁波(红外线,可见光等),因此,下文只以电磁波作为测量对象。这时,电磁波按理是外来的行波,但是,研究行波本身是困难的,所以把它封入一个完全导体的空腔中,而对这种驻波来进行观测,这就是所采用的模型。在这里,设空腔是长为 l 的圆筒,一端完全封闭,另一端是开口的,但有一个盖子,这子盖子只在一定的时间 Δt 打开,然后就盖上。设 Δt 只是电磁波在圆筒中往复的时间:

$$\Delta t = 2l/c,$$

则由于外来的电磁波进入圆筒,在端部被反射回开口处时,盖子盖上了,所以外场的样品就封入空腔中了。

空腔中的场有各种模式。现在仔细加工圆筒,使得可以不考虑横向模式,则纵向第 n 次模式的频率为 $\nu = nc/2l$ 。这样,在频带宽度 $\Delta\nu$ 中的模式数为:

$$\Delta n = 2l\Delta\nu/c = \Delta t\Delta\nu,$$

由此可见, Δt 给出了模式的频率分布密度。

空腔中的这些模式可以看成是一个一个的谐振子。因为每一个模式都可以看成是完全独立的,所以关于收集在空腔中的信号的测量,就归结为对各个谐振子的振幅或能量的观测。所谓量子噪声无非是这种测量结果中出现的分散。

量 子 计 数 的 噪 声

首先考虑测量场的二次量的能量的情况。众所周知,振子的能量是“量子化”的,它只取能量量子 $h\omega$ (ω 为光的角频率)的整数倍值。具体而言,适当地从空腔中取出电磁波,用光子计数器(光电倍增管等)进行计数,就能观测它。这里假定计数器的量子效率为100%,并可正确测量振子的能量。

这样一来,这种测定器实际上就成了对从空腔的入口进入的电磁波进行正确的、无噪声的测量的仪器。但是,实际的信号源(即测量对象)是在空腔外面的。因此,实际存在的电磁波的能量为 $nh\omega$ 时,只有其中的一部分进入空腔的入口,结果,实际测定的光子数 m 并不是准确确定的,而有某种几率分布。这正是这种场合的量子噪声。所以用信号源放出 n 个光子时,探测到 m 个光子的几率 P_{nm} 来表示这种噪声。

为了求出 P_{nm} ,现在可用 x 表示信号源(也把它看作振子)的位移,而接收器的谐振子的位移为 $\bar{x}$,取二者的能量本征值的单位为 $(1/2), (3/2), \dots, n + (1/2), \dots$ 。这样一来,在经典情况下,如果没有噪声, $\bar{x}$ 和 x 的关系可以简单地写为: $\bar{x} = kx$ ($|k| < 1$),但在量子力学情况下,这就不完全了,实际上必须写成:

$$\bar{x} = kx + k'y \quad (k' = \sqrt{1-k^2}). \quad (1)$$

也就是说,不是简单的衰减,还必须考虑信号的叠加。这里的 y 是把有可能向空腔注入能量(即与空腔相耦合)的所有外界系统也看作为一个振子时的振子位移。例如,在观测星星时,看到星星周围的来自空间的电磁波就用 y 来表示。若是经典系统,空间的绝对温度为零时, $y=0$,就没有必要考虑它;但在量子力学中,即使没有热振动,也不能把 y 看成

零。

在这里, 信号源的状态可用波函数 $\psi(x)$ 表示。对于有 n 个光子被激发的光源, 波函数的函数形式为:

$$\psi(x) = \psi_n(x) \equiv \pi^{-1/4} \frac{1}{\sqrt{n!}} H_n(\sqrt{2}x) e^{-x^2/2} \quad (2)$$

同样, 由于 y 方面完全不激发, 故为:

$$\psi(y) = \psi_0(y) \equiv \pi^{-1/4} e^{-y^2/2}, \quad (3)$$

最初存在的状态为二者之积: $\psi_n(x) \cdot \psi_0(y)$; 与此相对, 关于 $\bar{x}$ 的最终存在的波函数为 $\psi_m(\bar{x})$ 。实际上, 把 $\psi_n(x) \psi_0(y)$ 的变数作下列正交变换:

$$\left. \begin{aligned} x &= k\bar{x} - k'\bar{y} \\ y &= -k'\bar{x} - k\bar{y} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

并将其展开成 $\bar{\psi}(\bar{x}) \cdot \bar{\psi}_0(\bar{y})$ 乘积之和就可得到 $\psi_m(\bar{x})$ 。也就是说, 求出展开式:

$$\psi_n(k\bar{x} - k'\bar{y}) \psi_0(-k'\bar{x} - k\bar{y}) = \sum C_m \psi_m(\bar{x}) \psi_{n-m}(\bar{y}) \quad (5)$$

的系数 C_m , 并将其平方, 就得到几率。而且, 观测到 m 个光子的几率为:

$$P_{nm} = C_m^2 = \frac{n!}{m! (n-m)!} (k^2)^m (1-k^2)^{n-m}, \quad (6)$$

这就是著名的二项展开式。也就是说, 有 n 个小球, 每一个小球以 k^2 的几率独立放入时, 正好放入全部 m 个时的几率。这样, 虽以量子力学模型进行了计算, 但结果和用光子模型进行简单的几率计算的结果相同。

例如, 利用(6)式, 可以得到对激光那样的振幅非常明确的强光源发出的光的微小部分进行计数时的几率分布。此处取 $n \rightarrow \infty$, $k \rightarrow 0$, 而令 $k^2 n = a$ 保持有限即可。这时:

$$P_{nm} = \frac{n^m}{m!} (k^2)^m e^{-k^2 n} = \frac{a^m}{m!} e^{-a} \quad (7)$$

这正是对 m 的泊松分布。

与热噪声的比较

以下研究光源是白炽灯那样的高温热辐射的情况。这时是统计光源, 光源振子放射出的光子数 n 在温度 T 时的热平衡状态下的几率分布为:

$$P_n = (1-u) u^n, \quad (8)$$

式中,

$$u = e^{-h\omega/kT}$$

另外, 在接收方面也是几率 P_n 下的 P_{nm} 的平均值:

$$\bar{P}_m = \sum_{n=m}^{\infty} P_n P_{nm} = \sum_{n=m}^{\infty} (1-u) u^n \frac{n! k^{2m} (1-k^2)^{n-m}}{m! (n-m)!} = (1-u) u^m, \quad (9)$$

式中,

$$v = \frac{k^2 u}{1-u+k^2 u}. \quad (10)$$

(10)式表明, 这时所观测量到的光子数的几率分布仍是和热辐射形式相同的分布, 只是其“有效温度”比 T 低。(9)式那样的分布相当于经典的振幅的高斯分布。这里所得的结果

说明这样一个事实：“高斯分布噪声虽然振幅减小了，但仍是高斯分布”。

我们已知(7)式和(9)式这二个典型能量分布。(7)式在光子数尖锐地确定的光源的情况下，其 m 的分散为：

$$\langle (\Delta m)^2 \rangle = a = \langle m \rangle, \quad (11)$$

是比较小的。另一方面，作为一个极端情况，在纯热噪声光源的情况下，(10)式的分散为：

$$\langle (\Delta m)^2 \rangle = \frac{\nu}{(1-\nu)^2} = \langle m \rangle (\langle m \rangle + 1), \quad (12)$$

是相当大的。(12)式在 $\langle m \rangle$ 很大时，正比于 $\langle m \rangle^2$ ，这与(11)式有很大的不同。

稳定光源和热噪声共存时的情况

以下研究存在热噪声时的情况，把它作为来自周围的输入 y 。于是，首先给出从 y 方面输入一定光子数 l 时的式子。为此，与(5)式一样，将 $\psi_n(x)\psi_l(y)$ 展开成乘积之和的形式：

$$\psi_n(x)\psi_l(y) = \sum_m A_{nlm} \psi_m(\bar{x}) \psi_{n+l-m}(\bar{y})$$

计算结果为：

$$A_{nlm} = \sum_r (-1)^r \frac{\sqrt{n!l!m!(n+l-m)!}}{r!(n-r)!(m-r)!(l-m+r)!} \cdot k^{l-m+2r} (1-k^2)^{(n+m)/2-r}, \quad (13)$$

再对 l 给出初始值的几率分布：

$$P_l = (1-u)u^l, \quad (14)$$

则得到观测值的几率分布：

$$P_{nm}(u) = \sum_l P_l A_{nlm}^2 = \frac{(1-k^2)^{n+m} (1-u) u^m}{(1-k^2 u)^{n+m+1}} \cdot \sum_r \frac{n!m!}{r!r!(n-r)!(m-r)!} \left(\frac{k^2(1-u)^2}{(1-k^2)^2 \cdot u} \right)^r. \quad (15)$$

(15)式是(9)式的推广，它是在量子噪声中加有热噪声时的表达式。

这里必须注意，(15)式与把(6)式和(9)式简单求和所得的几率分布不一样。这是由于二个输入之间的相位相关而发生了干涉的缘故。这时不能用简单的光子模型来处理。

谐振子的波束

作为谐振子的波函数，除了众所周知的稳态解 ψ_n [(2)式]外，还有一个含有时间的薛定谔方程式的解：

$$\Psi = \frac{1}{\pi^{1/4}} e^{-x^2/2} + x_0 x e^{it} - (x_0^2/4) e^{2it} - x_0^2/4 + it/2, \quad (16)$$

(式中，令 $\hbar=1$ ，振动的角频率 $\omega=1$ 来选取长度和时间等的单位)，这个式子稍微复杂了一点，但其绝对值为：

$$|\Psi|^2 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-(x-x_0 \cos t)^2}, \quad (17)$$

即， X 的几率分布是高斯型的。分散是一定的，其中心按 $x_0 \cos t$ 形式振动。这是一种波束，

当然，它作为稳态下的各种波函数的叠加，必须表示为：

$$\Psi = \sum c_n \psi_n(x) e^{n i t}.$$

实际上，

$$C_n = \frac{1}{\sqrt{n!}} \left(\frac{x_0}{\sqrt{2}} \right)^n e^{-x_0^2/4} \quad (18)$$

c_n^2 正是泊松分布。（注：(16)式正是Glauber所谓的相干态）。

对于从振幅和相位都非常明确地确定的强信号源（经典光源）发出的信号，而又只取出非常小的一部分时，其状态就用这种 Ψ 来表示。因此，用光子计数器来测量它的能量时，就得到相当于(18)式列出的 C_n^2 的光子数几率分布。可以看出，这和(16)式大致一样。

(16) 式那样的波函数的一个特点就是叠加不变性。若定义一个含有参量 a 的波函数：

$$F(x, a) = \frac{1}{\pi^{1/4}} e^{-x^2/2 + ax - a^2/4 - aa^*/4 + it/2}, \quad (19)$$

则在 $x, y, \bar{x}, \bar{y}$ 满足(4)式的变换关系时有下列关系：

$$F(\bar{x}, \bar{a}) F(\bar{y}, \bar{b}) = F(x, a) F(y, b), \quad (20)$$

式中：

$$\left. \begin{aligned} \bar{a} &= ka + k'b \\ \bar{b} &= k'a - kb \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

一般而言，要把对于二个坐标的波函数的乘积表示成对于另外坐标轴的二个波函数之积时，用(5)式那样的乘积之和的形式就可以了。但是在这种波束的情况下，只用一项就可表示。这表明，用(16)式那样的波函数表示的状态存在时即使用绝对零度的物质来吸收这个波，或只取出一部分而使其衰减，对于整个系统而言，也不会由于观测而引起信息损失。所以，

(21) 式的关系表明，波的振幅的线性关系（叠加）是经典关系，一般而言，只要限于谐振子，即使是用量子力学的方法来处理，也可保证与经典力学没有本质上的差异。也就是说，

(16) 式那样的波束只不过是处于高斯分布而使经典振动粒子（实际上不是粒子，而是表示场强的点）“变模糊了”。所有的量都象 $e^{-(x-x_0)^2}$ 那样变模糊了。只要加上一个伴随所谓零点振动而引起的变化，则之后几乎所有的经典力学都原封不动地适用。

测量一次量时的情况

有了以上的预备知识，下面便考虑测量场的一次量（即本身） x 时的量子噪声。我们研究下列具体测量法：(1)外差法，(2)量子放大器（激光器）放大法，(3)参量放大器放大法等等。

(1)那样的外差法被认为是当前最实用的方法。实际上，在测量微弱的散射光等时，重叠加上原来光源的光，用光子计数器来检测它，并观测和光源同相位的成分，这是除去外来噪声的有效方法；在这种情况下，观测的就是 x 这种量。

在外差法中，观测的信号 x 和基准信号 y 也有(1)式那样的叠加关系：

$$kx + k'y,$$

但是，通常 y 非常强，因此， $|k'|$ 很小，而 $k \approx 1$ 。这样， $k'y$ 又可写成 $a \cos t$ 。同时，由于 x 在振动着，所以不指明观测的瞬间就没有意义。假设在 $t=0$ 进行观测，则计数的是 $\bar{x} = a + x$ 的振动的能量量子数，即

$$\frac{(a+x)^2 + p^2}{2}$$

的量子数 n 。把 n 的分散 Δn 换算成 x 的分散时, (设 $|a| \gg |x|$) 有:

$$\Delta n = a \cdot \Delta x$$

因此, 若 x 也和 a 一样是由 (16) 式表示的信号时, 则由于 $\langle (\Delta n)^2 \rangle = n$, 所以有:

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle = \frac{\langle (\Delta n)^2 \rangle}{a^2} = \frac{n}{a^2} \approx \frac{1}{2} \quad (22)$$

这就是说, 计数 n 时的分散又给出对观测 x 的标准分散为 $1/\sqrt{2}$ 。这里重要的是, 在外差测量时, 实际测量的是称为 n 的整数, 但是, n 只取分散值的影响并不成为问题, 而这个 n 自身的分散给出了观测 x 的精度极限。而且, 这和重迭信号的强度 a 无关。

考察 n 的分布的形状时, 则很大时它是高斯函数; 若换算成 x , 则是 $e^{-(x-x_0)^2}$ 的形式。这时, $a+x$ 的信号若写成波函数的形式, 则成为 (19) 式的样子, 这当然是预料之中的。

此时, 若用 $a \sin t$ 作为重叠信号, 则可测量 p 、而不测量 x 。 p 的分散还是:

$$\langle (\Delta p)^2 \rangle \approx \frac{1}{2} \quad (23)$$

因此, x 和 p 的测量精度的测不准关系满足:

$$\Delta x \Delta p \approx \frac{1}{2} \quad (24)$$

此处应注意的是, (24) 式是测量 x 或 p 的精度。若测量 x , 则不能测量 p 。如果想同时测量 x 和 p , 则有必要把信号在途中分为二部分。对一部分测量 x , 对另一部分则测量 p 。这时, 不管哪一部分信号的振幅都要减弱到 $1/\sqrt{2}$ 倍。换算成原来的信号时的分散要增加到 $\sqrt{2}$ 倍。因此, 同时测量的误差就不是 (24) 式, 而是:

$$\Delta x \Delta p \approx 1 \quad (25)$$

利用激光放大器的测量

激光器是把光的电磁波的相位正确的线性放大仪器, 因此, 用它将信号放大, 在不产生量子效应问题而放大到一定程度后, 若用适当的方法测量 $\cos$ 成份和 $\sin$ 成份, 则和直接测量 x 一样。为了求出这时的噪声, 必须知道激光放大器的输入输出关系。

由于放大器是一个线性系统, 所以预期会有和 (4) 式相似的关系存在, 但是, 这时要写出相当于 (4) 式的关系是困难的。实际上, 这时引入“反粒子”的考虑是有可能解决问题的, 但是, 作为另一个方法, 可把放大看成是和激光媒质的连续相互作用, 今说明如后。

现设电磁波的光子数为 n 的几率为 p_n , 并设它是时间 t 的函数。而且由于电磁场和激光物质的相位作用而放出光子, n 是有增有减的。设激光媒质有上下两个能级, 选用适当的单位, 令上能级的分子数为 α , 下能级的分子数为 β 。从相互作用矩阵 (生成和消灭算子) 元的形式可知: 光子放射, 即从 n 增加为 $n+1$ 的几率正比于 $(n+1)\alpha dt$; 光子吸收, 即从 n 减到 $n-1$ 的几率正比于 $n\beta dt$ 。因此, (令比例常数为 1), p_n 随时间变化的方程式为:

$$\frac{dp_n}{dt} = n\alpha p_{n-1} + (n+1)\beta p_{n+1} - [(n+1)\alpha + n\beta] p_n \quad (26)$$

若用适当的初始条件求解此方程, 并求适当 t 时的 p_n , 则 p_n 就是处于放大状态的几率分布。

因为 (26) 式是线性微分方程, 所以可以写成:

$$p_n(t) = \sum p_{nm} p_n(0) \quad (27)$$

此式可以看成是放大器的输出输入关系式。

虽然可以得到 (26) 式的一般解, 但在 $\beta=0$ 的特殊情况下, 即考虑二个能级间完全反转时, 则有:

$$p_{nm} = \frac{m!}{n! (m-n)!} (k^2)^{-(m+1)} (k^2-1)^{m-n} \quad (28)$$

这是理想放大器的特性。式中 $k^2 = e^{2I}$ 。

(28) 式虽和 (6) 式很相似, 但是 (28) 式的 $|k| > 1$, k 是激光器的振幅放大率。特别是 $n=0$, 即输入为 0 时, $p_{0m} = (1-k^{-2}) k^{-2m}$, 即输出并不为 0。这是自发辐射产生的噪声。

此外, 当有几个光子输入时, 被放大的输出的分散可由 (28) 式求得为:

$$\langle (\Delta m)^2 \rangle = k^2 (k^2 - 1) (n+1) \quad (29)$$

考虑到此时 $m \approx k^2 n$, 而且 $n \approx x^2/2$, 换算成输入量 x 的等噪声 $\langle (\Delta x)^2 \rangle$ 为:

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle = \frac{\langle (\Delta m)^2 \rangle}{k^4 x^2} = \frac{n+1}{x^2} \approx \frac{1}{2},$$

即换算成输入时, 有大约 $1/\sqrt{2}$ 的噪声存在。可是, 这是准确地输入 n 个光子时的分散。实际上, 在把激光器用于放大时, 一般都是从一个强光源信号中取出极小的一部分作为信号。因此, 它自身具有 (7) 式那样的分布, 这相当于:

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle = \frac{1}{2}$$

因而, 实际输出的分散换算成输入时为:

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle \approx 1,$$

即为外差法测量噪声 (2 次方) 的 2 倍。

这在实际上是理所当然的。因为如前所述, 激光器是相位正确的放大装置, 而放大的输出不仅是 x , 而且含有关于 p 的信息。所以, 利用同一输出, 可以同时测量 p 。如前所述, 同时测量 x 和 p 时的噪声用 (25) 式表示。所以, 用外差法测量, 或用激光器放大, 所能达到的测量精度是相同的。

参量放大器的情况, 这里有问题的是将泵浦信号的正好一半频率的信号加以放大的所谓简并参量放大器, 它只将特定相位的成分放大, 因此, 所起的作用是只将 x 取出, (与 p 分开)。这时, 虽然可以得到和 (22) 式相同的结果, 但在量子放大的领域中, 这种装置实用化的可能性不大。本文不予说明。

小 结

以上结果用一句话来说, 量子噪声无非是在进行所谓的量子力学观测时产生的测不准性。当作为测量对象的系统的“状态”和进行的观测量不匹配时, 测不准性会变得很大。观测量能量确定的状态时, 采用连相位都可测量的激光放大器引起的测不准性为 (29) 式。此外, 如 (16) 式所示, 从强光源发出的经衰减了的信号是位置和动量 (振幅和相位) 都同样程度确定的状态, 所以, 虽然同时测量二者时的测不准关系 (25) 式是理论上的最高精度,