光激射器

[美] B. A. [illegible] 著

[illegible] [illegible] 译

[illegible] 校

光 激 射 器

〔美〕B. A. 藍格耶耳　著
凌君达　孙占鰲　譯
李有宜　校

內 容 提 要

本书系統而簡要地介紹光激射器的理論基础，对受激光发射原理及器件研制中的关鍵問題作了論述．

本书內容包括：輻射的基本知識，光激射器的一般描述，工作原理，固体光激射器，流体光激射器以及光激射器的应用和发展等 6 个部分．对于 1962 年 10 月以前的有关受激光发射研究的主要成就都有所反映．

本书适合无綫电物理学及物理学专业的师生作参考书，也适合从事量子电子学工作的研究人員和工程人員作参考书．

LASERS

GENERATION OF LIGHT BY STIMULATED EMISSION

Bela A. Lengyel

John Wiley, 1963

光 激 射 器

凌君达 孙占鰲 譯 李有宜 校

上海科学技术出版社出版（上海瑞金二路 450 号）

上海市书刊出版业营业許可証出 093 号

上海洪兴印刷厂印刷 新华书店上海发行所发行

开本 850×1156 1/32 印張 3 22/32 排版字数 92,000

1965 年 6 月第 1 版 1965 年 6 月第 1 次印刷

印数 1—3,500

統一书号 13119·651 定价（科六）0.60 元

目　录

簡　史

对于一个还只有两年寿命的題目，从某种意义說来，似乎无須有历史的介紹．其实，这題目的根源比肤淺想象的要深得多，而是值得作簡短探討的．

在1953和1954年間，Weber, Townes 以及 Прохоров 和 Басов 各自独立地建議用受激发射作微波放大．自从制成了这种微波放大器（微波量子放大器）时起，就推測到将这原理扩展到光区域进行放大和产生的可能性．在1960年 Maiman 成功地制成第一个光放大器（光激射器）之前，就有了相当数量的分析工作．最值得注意的是 Schawlow 和 Townes 的成果[S2, S5]．他們探索了气体或固体光激射器工作所需的普遍物理条件，并且分析了几个具体系統的現实性，諸如光激励鉀蒸气，甚至也分析了光激励紅宝石的几根熒光綫，后来发見紅宝石是适合于光激射作用的．Schawlow 指出，紅宝石 R_1 綫很难产生受激发射，因为这根綫終止在基态．后来不久 Maiman 以强暴力的方法克服了这个困难，他使用了比以前可能想象的强度大得多的激励．

关于在气体中产生負吸收态，曾有大量的推測．1959年 Javan[J2] 和 Sanders[S1] 对电子激励和激发轉移作为产生負吸收的方法，探索了它的效率．这工作导致1960年秋 Javan 的氦-氖光激射器，稍晚于 Maiman 发现的紅宝石光激射器．同时，Бутаева 和 Фабрикант[B11] 观察到汞气体放电中的光放大，在此处不同原子激发的轉移作为产生負吸收的方法，这工作是在1957年完成的．随后，Басов 等[R1, B1] 进行了关于混合气体中激发的轉移导致負吸收条件的数学分析．这个工作发表于1960年，稍晚于 Javan 的发現．

1961年，对于改进已发現的光激射器和寻找新材料的活动都大为扩大．然而，这不再是历史：它是以下各章中討論的課題．

輻射的基础知識

1．光以及輻射的普遍定律

本书的主題是以輻射的受激发射来放大光和产生光．所以，恰当的办法是首先从經典电磁理論和普通光学搜集材料，作为討論这个題目的必需基础，并将不厌其煩地从基础性质的定义和說明开始．

这里討論的是位于或近于可見光范圍的电磁輻射．在这个范圍里，波长为0.3到3微米，而頻率为10^{14}到10^{15}赫．这里着重的是电磁輻射，而不管它是否可見．我們将避免一切在普通光学中通用的术語，这些术語是根据光对人眼的效应而加以評价的．因此，这里将不說发光量，而說輻射量，后者是用檢測器确定的，这种檢測器記录以电磁輻射方式傳輸的能量．我們扼要地重述与傳輸能量有关的基本术語．

普通光学中光通量的对应量是輻射通量．这是輻射通过一个表面的速率，用功率的单位，卽用瓦（每秒焦耳）或每秒尔格．入射到一个表面的輻射强度是輻射通量密度，它的MKS制单位是每平方米瓦．为了指出一个輻射表面的輻射方向性分布，需要用到指定方向輻射的概念．这就是在指定方向的单位立体角內，輻射体单位投影面积的輻射通量．它通常用符号N表示，其意义可闡明如下：已知輻射表面的面积为A，而所取方向同表面法綫成θ角，于是在圍繞指定方向的球面度$d\Omega$的小錐体內，輻射通量是$NA\cos\theta d\Omega$．当N不依賴方向时，我們說这表面按朗伯定律輻射或散射．在这种情况下，表面的总輻射是$W=\pi NA$．与N相联系

的是輻射的能量密度 u，它簡单地是单位体积內包含的輻射能量.

現在利用滤光器和单色仪将輻射按頻率或波长分开. 一切属于輻射的量可以当作頻率 ν 或波长 λ 的函数：因此它們的符号須給以适当的下标. 符号 u_ν 的定义如下：在頻率 ν 和 $\nu+d\nu$ 之間的輻射能量密度是 $u_\nu d\nu$. 符号 u_λ 表示在波长間隔 λ 到 $\lambda+d\lambda$ 中的能量密度；因此，u_ν 和 u_λ 是相互有关的，但是变量的不同函数. 当 $d\nu/\nu=d\lambda/\lambda$ 时，頻率間隔 ν, $\nu+d\nu$ 和波长間隔 λ, $\lambda+d\lambda$ 是同一頻譜范圍的等效描述. 不难証明：$u_\nu d\nu=u_\lambda d\lambda$. 此处 ν 和 λ 用任意单位，但是它們的乘积是光速.

在实驗或应用方面，以波长来表征輻射通常要方便些；但在理論計算中，特别是在那些包含能量的計算中，頻率是更合适的变量. 当腔內的电磁輻射在絕对温度 T 处于热平衡时，輻射密度按頻率的分布服从普朗克定律：

$$u_\nu d\nu=\frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\,\frac{d\nu}{\exp(h\nu/kT)-1}; \tag{1.1}$$

式中，h 是普朗克常数；k 是玻耳玆曼常数；c 是光速. 它們的数值列在第 4 节.

輻射通过这种腔壁上的孔时，将以每单位孔面积 $W=uc/4$ 的速率逸出. 这就是在腔出口的輻射通量密度；它叫做黑体輻射，而很多固体就象理想黑体而輻射的. 所以从固体表面輻射通量的頻率分布可用普朗克公式作近似.

在实驗工作中采用按波长的分布較宜，这时輻射公式取下面形式：

$$W(\lambda,\ T)d\lambda=\frac{C_1\lambda^{-5}d\lambda}{\exp(C_2/\lambda T)-1}; \tag{1.2}$$

式中，$C_1=2\pi hc^2$; $C_2=hc/k$. 然而，与其采用純 CGS 或 MKS 单位，常不如用每平方厘米瓦表示 W 和用埃量度 λ 和 $d\lambda$ 方便. 作这些变化后，諸常数成为

$C_1=3.74\times10^{20}$ 瓦/厘米^2·埃^4，$C_2=1.438\times10^8$ 埃·°K.

按斯忒藩-玻耳兹曼定律,总黑体輻射为

$$W=\int_0^\infty W(\lambda,\ T)\,d\lambda=\sigma T^4,\quad \sigma=5.679\times10^{-12}\ \text{瓦/厘米}^2\cdot\text{度}^4. \tag{1.3}$$

根据上述,一个白熾固体是輻射源,它的能量不是集中在任何頻率范圍中.对于每一温度,必然有一个发射輻射为最大的波长.这个波长 λ_M 可从維恩位移定律算出:

$$\lambda_M T=2.898\times10^7\ \text{埃}\cdot{}^\circ\text{K}, \tag{1.4}$$

而对于指定温度 T, $W(\lambda,\ T)$ 的峰值是

$$W_M(T)=W(\lambda_M,\ T)=1.290\times10^{-19}T^5\ \text{瓦/厘米}^2\cdot\text{埃}. \tag{1.5}$$

引入变量 $x=\lambda T$, 可簡化在指定的頻譜范圍里黑体輻射的数值計算,因为函数 $W(\lambda,\ T)/W_M(T)$ 和 $\int_0^\lambda Wd\lambda/W_T$ 只是变量 x 的函数. 这两个函数已列表[A4]. 利用式 (1.3) 或 (1.4) 先找出总輻射或峰值后, 就可进行計算. 然后利用表来找相对輻射密度或积分相对輻射密度.

在温度 5200°K, 黑体輻射的峰值在 5575 埃, 它大約是可見光譜的中心, 而是对人眼最敏感的部分. 这个黑体的輻射仍然大約只有 40% 落在光譜的可見部分, 約 6% 在紫外, 而其余部分在紅外.

当气体光源在低压工作时, 它所发射的輻射包含一群多少有点尖銳的譜綫, 并且还可能有一强度較弱的連續譜. 譜綫的頻率依賴于气体的成分;它們的强度和綫寬依賴于若干因素,諸如气体的压强和温度以及激励方法. 在低压,譜綫是銳的,但是气体的亮度作为灯光仍嫌低. 当压强增加时,亮度将增加,而綫寬也增加,有些扩展到几十埃, 直到最后譜綫相互重迭, 而使譜的分立特征消失.

最亮的源——在可見范圍有最大的輻射通量——是高压弧光灯和閃光灯. 为了得到最大亮度, 閃光灯須在极高的功率电平工

作，高到它只能支持很短的时間．这就要求以低重复循环間歇地工作．它們的能量来自大电容器放电，电容范圍是从几百到几千微法，而以1000到3000伏的电压充电．这样激励的氙灯具有毫秒数量級的閃光，其光譜分布接近6500到10000°K的黑体．根据Evtuhov未发表的测量数据，輸入电能的百分之十五到二十轉换为3500到6500埃光譜范圍中的輻射．

从上述的源射出的光，一般将向一切可能方向輻射．从白熾固体平坦表面发射出的光，将充滿 2π 球面度（强度不是均匀的，而是按朗伯定律!）．为了从上述的源获得平行輻射束，必須将輻射体置于光学系統的焦平面內．由于源的尺寸是有限的，所得的光束将不是平行的，它的角发散等于从光学系統的一个主平面观察到源的角度尺寸．为了得到銳光束，只能利用扩展光源的一小部分．此外，并非从这个准点光源輻射的全部能量都能利用，因为光学系統的孔作为一个有效的阻擋，限制了大部分的輻射．所以，普通光源似乎只有极小一部分能量轉换为近似平行光．对平行度的要求愈高，这一部分就愈小．

一組反射鏡和透鏡可用来将輻射从光源引到目的物上去．这种方式可将光集中到靶子上，并可能使我們設計出一种光学系統，它在某一表面上产生一个像，比原来的扩展光源更亮．用目前的术語，这就是說，形成了源的像，它有比源更高的輻射通量．一个著名的經典光学定理表明，这是办不到的．更确切些說，如果物空間和像空間的折射系数相同，用朗伯定律輻射体，这是办不到的[B5]．

我們可以把經典光源的主要限制总結如下：

自强光源輻射的能量是分布在一个相当寬的頻譜范圍中．强单色光源是不存在的．

輻射能的准直性一般是差的，而且除非牺牲可用光强，准直性是不能改善的．

来自扩展光源的輻射不能靠成象来增加亮度．

我們将看到，在相干光源的情况下，这些限制如何被克服.

2. 相干性和非相干性

迄今我們只討論过光的那些可用强度来描述的性质. 作为电磁輻射，除了强度之外，光还具有偏振和相位. 将偏振擱在一边，現在来探討属于相位的問題.

存在相位的証据来自經典的干涉实驗. 它証明，当光由一点光源发出时分为两束，經过不同路徑而达到同一終点，其幅度必須按熟知的矢量加法規律相加，并且各相加矢量的方向依賴于所經路程的长度.

一切經典光源的共同特性是：从輻射体不同点发出的光之間缺乏相干性. 相干性或空間相干性一詞，指的是从两个不同点发出的单色輻射的相位間的相关性. 精确些說，我們不应該說相干光和非相干光，而应該說不同程度的相关性，同样不应該用“单色的”这一不恰当的形容詞，因为眞正的单色輻射是不存在的. 然而，从实用观点，如果我們观察到来自两个不同光源的輻射强度是相加的，就可把它們看作是非相干的. 这一点可作为已經确立的实驗事实：从普通光源上相距远大于一个波长的两点发出的光，即使用极好的濾光器分出“单色”成分，也不能导致干涉. 这就是由于相距远的輻射体缺乏相位間的相关性.

另一种概念是在时間范疇内的相干性. 通常情况下，当从单一点光源发出的光分开后，通过不同路徑而达同一区域时，将观察到干涉現象，但其程差必須不大于几厘米. 例如，当程差超过 30 厘米时，就观察不到干涉現象，因为在光經过这个距离所需时間后，光源不再保持其輻射的相位了. 在理想的单色波場中，任一确定点的振幅不变，而相位則随时間綫性地变化. 实际光源所产生的波場并不是这样；幅度和相位都經受不規則的起伏，其速率依賴于頻譜寬度 $\Delta\nu$. 时間間隔 $\Delta t=1/\Delta\nu$ 是相干时間. 在比 Δt 短很多的时間間隔里，輻射的行为象眞正的单色波；这对較长的时間間隔

是不正确的.

設更严密地考虑波場中两点 P_1 和 P_2 的电磁矢量，这波場是由远离 P_1 和 P_2 很多个波长的扩展单色光源形成的.如果 P_1 和 P_2 彼此靠得这样近，以致于从每个源点 S 来的路程之差 SP_1-SP_2 小于波长 λ，則可預期在 P_1 和 P_2 的起伏实际上将是一样的. 更进一步，当 P_1 和 P_2 的間距較大时，只要程差不超过相干长度 $c\Delta t \sim c/\Delta\nu$，也可預期有一定的相关性存在. 利用电磁扰动的相关性，就可限定基本上单色的光源的波場中任一点周圍的相干区域.

将相关性概念推广到多色（非单色）場是十分直截了当的，但数学上的要求較多. 輻射必須用傅里叶积分来表示，并且交叉相关性必須象在稳态随机过程理論中那样加以規定. 这分析可查文献[B5]. 其結果为，对指定的两点和指定的时間間隔 τ，相干度 $\gamma_{12}(\tau)$ 是可計算的，它的絕对値由 0 变到 1. 有了这概念，就可以討論扩展光源波場相干度的变化. P_1 和 P_2 点輻射間的相干度可以同光源的衍射图形联系起来，光源当作具有一定相位和幅度分布的孔. 这就是 Van Cittert-Zernike 定理[B5] 的內容，它可以計算扩展的非相干光源所照亮的平面中 $\gamma(0)$ 的变化.

在理想情况，$\gamma(0)=1$ 代表一个完全相干的平面波，其相前同观察平面重合. 当然，这不能从有限的非相干源得到. 点 P_1 保持固定，而将 P_2 自 P_1 移开，相干度 $|\gamma(0)|$ 将减小. 将容許极限 $|\gamma|\geqslant 0.88$ 任意指定为某一范圍，其中的輻射叫做"几乎相干"的. 在 Van Cittert-Zernike 定理的完整数学形式中，它表明了被角半徑为 $\alpha=\rho/R$ 的准单色、均匀、圓形、非相干光源所照射的圓面积，当其直徑 $d=0.16\lambda/\alpha$ 时，照射是几乎相干的. 这里角半徑 α 由光源半徑 ρ 和观察点的距离 R 所决定[B5].

值得記住的是，从一非相干光源可得到一有限截面的几乎相干的光束，但是在此过程中，輻射能量只有很小一部分可利用. 为了在 5000 埃得到直徑 1 厘米的几乎相干的光束，光源在光学上必

須离得远，而使它的角半徑 α 为 8×10^{-6} 弧度．如果光通量密度为 w_s 和表面积为 A 的光源按朗伯定律輻射，則离輻射体的距离为 R 并且接近其表面法綫处的光通量密度为

$$w_p=\frac{AN}{R^2}=\frac{Aw_s}{\pi R^2}.$$

所以，对于半徑为 ρ 的圓輻射体，

$$w_p=\frac{\rho^2 w_s}{R^2}.$$

为了在 1 厘米之內得到相干性，必須有 $\alpha=\rho/R=0.16\lambda$；所以

$$w_p=(0.16\lambda)^2 w_s=0.64\times10^{-10}w_s.$$

在这种情况下，在光束几乎相干部分的通量密度小于源所輻射出的通量的 10^{-10}．

一个几乎相干的光束能聚焦到一个区域，它的尺寸取波长的数量級．一旦得到几乎相干的光束时，就可能集中这能量，而集中的程度决定于光束的相干程度．

現在已可认識到相干或几乎相干光源的一些优点，它的輻射已經是具有有限截面的球面波或平面波．这种輻射可用透鏡和反射鏡集中成比源亮很多的像．再者，从源发射的輻射已經形成近似平面波形式，能对准远距离的物体，而衍射效应引起的損耗則可以忽略，但从非相干光源中的輻射中，只有一小部分能够轉換成近似的平面波．

3．輻射的发射、吸收和放大

人們熟知，如原子、离子和分子等原子系統可存在于一定稳态，每一个稳态对应一定的能量值．态以量子数表征．这些能量值称为原子系統的能級．当两个或更多个态有同样的能量时，能級称为簡并的，而具有相同能量的态的数目称为**能級的多重数**．态这个詞通常是指能級；具有相同能量的一切态当作全同的．稳态之間可以发生跃迁，伴随着发射或吸收而輻射能量，能量或傳給其

他系統或得自其他系統. 如果跃迁是輻射的，則系統吸收或发射的輻射頻率由波尔頻率条件規定：

$$h\nu=E_2-E_1; \tag{3.1}$$

式中，E_1 和 E_2 是发生跃迁的态的能量；h 是普朗克常数。

系統能量最低的能級是基能級；其他任何能級都是激发能級. 基态和激发态这两个术語也可使用. 处于基能級的原子只能吸收輻射. 从基能級开始，我們按能量增加的順序来将能級編号. 当原子系統不在基能級时，无需任何外来的原因，就可发射輻射而变到較低能級去. 这就是自发輻射現象. 单位时間內，在能級 n 的一个原子自发地变到較低能級 m 的几率称为自发跃迁几率†. 它以 A_{nm} 代表. 这个量是这一对有关能級的特性. 多重能級的情况下，在各对能态間取总和就得到 A_{nm}. 如果有原子系統的一个大集合，而 N_n 是第 n 个能級上的系統数目，則自 n 能級到 m 能級跃迁的总数将近似地为每秒 N_nA_{nm}，而以頻率 $\nu_{nm}=(E_n-E_m)/h$ 輻射的功率将为 $N_n(E_n-E_m)A_{nm}$. 自发輻射以随机相位从集合中的原子发出，所以独立的原子集合（气体）将作为非相干源发射这些輻射.

在原子或分子的不同能級間，跃迁不仅可以自发地发生，也可在适当頻率的电磁輻射刺激下发生. 在单位时間內，原子系統由指标为 n 的能級变到指标为 m 的較低能級的总几率是

$$P_{nm}=A_{nm}+u_\nu B_{nm}; \tag{3.2}$$

式中，u_ν 是頻率对应于能級差額的輻射密度；A_{nm} 和 B_{nm} 是由原子系統所决定的常数. 在适当頻率的輻射存在时，原子系統也可以从較低能級过渡到較高能級. 这种事件（吸收）的几率是

$$P_{mn}=u_\nu B_{mn}. \tag{3.3}$$

在有外界輻射存在时，原子系統发射的輻射包括两部分. 强度同 A_{nm} 成比例的部分是自发輻射，它的相位不依賴于外界輻射.

† 严格説来，我們所研究的量应叫做速率，而非几率. 它們的量綱是时間倒数. 在这一节末将进一步討論这个問題.

强度同 uB_{nm} 成比例的部分是受激輻射，它的相位等于刺激它的外界輻射.

按最終的分析，沒有一种輻射是严格单色的. 为了簡单起見，在此假定每一条原子綫的頻譜范圍很窄，以致于在譜綫內能量按頻率的分布是无法分辨的，而观察到的只是发射和吸收的总能量. 这里也默认輻射密度 u 在譜綫頻率范圍內不显著地改变.

A 和 B 之間的关系是熟知的爱因斯坦关系. 它們通常以下面形式写出：

$$B_{nm}=B_{mn},\quad A_{nm}=\frac{8\pi h\nu^3}{c^3}B_{nm}. \tag{3.4}$$

在眞空中，对于非簡并能級的粒子，这些公式是正确的. 当能級簡并时，爱因斯坦第一关系式取下面形式[K4]：

$$g_nB_{nm}=g_mB_{mn}; \tag{3.5}$$

式中，g_n 和 g_m 分别为能級 n 和 m 的多重数. 第二关系式不受多重性的影响. 在折射率 η 和 1 相差較大的固体中，第二关系式必須換成

$$A_{nm}=\frac{8\pi h\nu^3\eta^3}{c^3}B_{nm}. \tag{3.6}$$

出現 η 的理由是，因为在 B_{nm} 前的因子来自体积元內輻射模式的計数. 进入这个計算的波数是用頻率和材料中輻射的速度确定的. 事实上，$k^2=(2\pi\nu)^2/v^2$，这样就将式(3.4)中的 c 换成 $v=c/\eta$.

对于已知的大数目 N_0 个原子，在絕对温度 T 的热平衡时，这些原子在不同能态間的分布遵循玻耳茲曼定律；在态 j 的原子数目将是

$$N_j=\frac{N_0\exp(-E_j/kT)}{\sum\limits_i \exp(-E_i/kT)}; \tag{3.7}$$

式中，E_j 是态 j 的能量. 同一能級的一切态是同等占有的；所以在能級 n 的原子数目是 $N_n=g_nN'_n$；其中 N'_n 代表能級 n 的每一个态的占有数. 于是从式(3.7)推出能級 n 和 m 的占有数由下式联

系着：

$$\frac{N_n}{g_n}=\frac{N_m}{g_m}\exp\left(-\frac{E_n-E_m}{kT}\right).\tag{3.8}$$

在絕对零度，一切原子都在基态. 在任何温度的热平衡，要求能量較低的态的占有数比能量較高的态的占有数更密.

現在考慮一个原来在絕对零度的原子集合. 这一集合只吸收頻率包含在序列$(E_i-E_1)/h$中的輻射$(i=2, 3, \cdots)$. 如果集合在一有限温度T是平衡的，則不仅基态是占有的；因此頻率对应于激发态之間的跃迁的輻射也可以被吸收. 事实上最好記住，大部分原子和离子的第一激发能級比基态至少高出2×10^{-12}尔格，而$T=500°K$时，乘积kT近似为0.07×10^{-12}尔格. 所以，在适中的温度，同基态的占有数相比时，甚至在第一激发态一般也只有少数原子，这是因为在式(3.8)中的指数因子太小了. 从激发态跃迁而产生的輻射吸收将是弱的，因为自能級n到能級m的跃迁数目正比于$N_nB_{nm}u$.

由于輻射的吸收，集合的平衡将被破坏. 現在假定吸收了单色輻射. 靠輻射的吸收，被激发到第一激发能級以上的原子，可以通过自发輻射或受激輻射直接回到基态，也可以通过其他路徑变到非基态的較低能級. 以这种方式，它們順能量坐标逐級地下落，而在每一步发射輻射的頻率不同于原来从基态将它們升高的頻率. 因为关系式(3.1)将頻率和能量联系着，所以在逐級发射輻射的过程中就具有比激励輻射低的頻率，这种輻射称为熒光.

現在考慮一个不一定处在热平衡的集合，仍把态n的单位体积的原子数叫做N_n. 假定$n>m$，对于密度为u和頻率为ν_{nm}的准直輻射，集合有何反应？从能級n到能級m的向下跃迁数为每秒$(A_{nm}+uB_{mn})N_n$，而向上跃迁数为$uB_{mn}N_m$. 在$N_n<N_m$的平常情况，入射光束每秒将淨損失$(N_m-N_n)uB_{nm}$个量子，自发輻射的$A_{nm}N_n$个量子将以散射輻射出現. 所以，一个光束通过的物质中，如果低能态比高能态有更多的占有数，总将損失其强度；这

种材料具有正吸收系数.

至少在理論上不难构造这样的集合,使得在态 n 的原子数 N_n 大于 N_m, 即使 $n>m$ 时也如此. 这集合称为具有占有数反轉. 它肯定不是处于热力学平衡. 現在假定在一对能級 1 和 2 之間設法实現占有数反轉. 这意味着,我們找到稳定而非平衡的过程,使得 $N_2>N_1$. 在这情况下,材料将自发輻射. 它也可以在适当的頻率, $\nu=(E_2-E_1)/h$, 作为輻射的放大器;同样頻率的自发輻射将表現为放大器的噪声.

为了推导支配这一放大过程的定量关系, 最好进一步观察吸收过程,并且抛弃以前关于能級和譜綫无限銳度的数学理想化. 当强度 I_0 恒定而頻率可变的光入射到一个吸收媒质时,在这媒质中深度为 x 处的光强度遵循下面的規律

$$I_\nu=I_0\exp(-k_\nu x). \tag{3.9}$$

确定式 (3.9) 的可观察材料通常具有图 1 所示的形式. 图 1 代表在吸收材料中一定深度的强度. 頻率 ν_0 是吸收綫的中心. 当 x 以厘米計时, k_ν 以厘米$^{-1}$ 表示. 从这些观測可以得到 k_ν 作为頻率的函数, 而当这样做后将有一条类似图 2 所示的曲綫. 在 k_ν 降到它的峰值 k_{max} 一半处,曲綫总寬度是吸收綫寬度,以 $\Delta\nu$ 表示之. 这个量时常称为"半寬度". 它的含意不是曲綫寬度的一半,而是峰值一半处的全寬度. 这里将不用这个名詞.

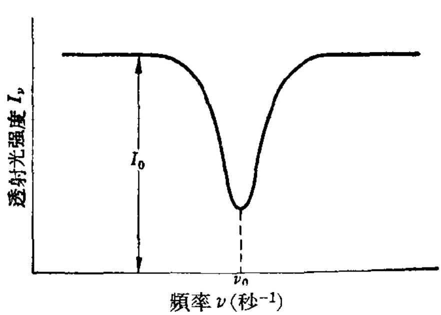

图 1　一条吸收綫