

饱和吸收光谱中相干效应的 矢量模型理论

王 庆 吉
(北京大学无线电系)

提 要

本文利用微扰论和拉格朗日变换终值定理,将光学布洛赫(Bloch)方程推广应用于饱和吸收光谱之中,得到考虑相干效应的各级近似表达式,并从矢量模型出发,讨论了弱波吸收线形特性的物理过程。

一、引 言

在饱和吸收光谱中,强光不仅影响能级粒子数差,而且也改变了原子(或分子)的吸收线形。考虑上述两个因素后,对存在两个(强和弱)反向行波相互作用时的吸收线形应严格求解,显然不能用速率方程近似,而须用密度矩阵理论^[1,2]。本文提出一种新的分析相干效应的方法,即利用微扰理论和拉格朗日变换,直接求解带弛豫项的光学布洛赫方程,得到计及相干相互作用的各级近似解析表达式,其中二级或高级近似解析表达式是以往文献中没有叙及的。最后,从矢量模型出发,讨论了弱波吸收(一级近似)和强波吸收(二级近似)线形特性的物理过程。

二、二能级系统的光学布洛赫方程

孤立二能级系统,其状态可用矢量 \mathbf{R} 描述,它满足光学布洛赫方程:

$$\frac{d\mathbf{R}}{dt} = \boldsymbol{\omega}_r \times \mathbf{R}, \quad (1)$$

式中 $\boldsymbol{\omega}_r$ 是 \mathbf{R} 进动角速度。唯象引入弛豫项后,(1)式变为

$$\frac{d\mathbf{R}}{dt} = \boldsymbol{\omega}_r \times \mathbf{R} + [\Gamma, \mathbf{R}], \quad (2)$$

式中 $[\Gamma, \mathbf{R}]$ 代表弛豫作用。设能级 E_1 和 E_2 上粒子衰变速率为 γ_1 和 γ_2 , 称纵向弛豫速率; Γ 表示高频偶极矩衰变速率,称横向弛豫速率。如果自发跃迁是系统的唯一弛豫机构,则 $\gamma_1 + \gamma_2 = 2\Gamma$; 在一般情况下,由于存在碰撞等其它弛豫机构,则有 $2\Gamma > \gamma_1 + \gamma_2$ 计及碰撞影响时,有

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\tau}_{1,2} &= \tau_{1,2} + \tau_{\text{coll}}^{(2)}, \\ 2\Gamma &= \tilde{\tau}_1 + \tilde{\tau}_2 + \Delta\omega_{\text{coll}} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

在衰变常数相等 ($\gamma_1 = \gamma_2 = \Gamma$) 时, 相干效应贡献最大, \mathbf{R} 满足如(2)式所给出的光学布洛赫方程。式中 Γ 决定了粒子系统的均匀半线宽。

三、饱和光谱中布洛赫方程的微扰解法

设系统与两个频率相同、偏振方向 (x 方向) 相同而强度不等的沿 z 向的逆向行波 $\varepsilon_1 = E_1 \cos(\omega t + kz)$ 和 $\varepsilon_2 = E \cos(\omega t - kz)$ 相互作用, 式中 k 是波数, E_1 是逆向弱波振幅, E 是强波振幅。在以速度 v 沿 z 轴运动的参考系 μ 中, 由于多普勒效应, 粒子(系统)同时感受两个不同频率的光场 $\varepsilon_1 = E_1 \cos(\omega_+ t + \varphi_0)$ 和 $\varepsilon_2 = E \cos(\omega_- t - \varphi_0)$ 作用, 式中 $\omega_{\pm} = \omega \pm kv$, $\varphi_0 = kz_0$ 是粒子的初位相。这时 \mathbf{R} 进动的角速度 ω_r 应是强波与弱波引起的角速度 ω 与 $\delta\omega$ 之和, 即 $\omega_r = \omega + \delta\omega$ 设偶极矩阵元为 μ_{12} , 粒子的玻尔频率为 ω_0 , 则 ω 与 $\delta\omega$ 的分量式为

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \frac{2\mu_{12}E}{\hbar} \cos(\omega_- t - \varphi_0), & \delta\omega_1 &= -\frac{2\mu_{12}E_1}{\hbar} \cos(\omega_+ t + \varphi_0), \\ \omega_2 &= 0, & \delta\omega_2 &= 0, \\ \omega_3 &= \omega_0, & \delta\omega_3 &= 0,\end{aligned}$$

把 μ 系变换到以 ω_- 绕 R_3 旋转的 μ' 系中, 并设 $\alpha = \omega_+ - \omega_-$, 则得到

$$\left. \begin{aligned}\omega'_1 &= \frac{\mu_{12}E}{\hbar} \cos \varphi_0, & \delta\omega'_1 &= -\frac{\mu_{12}E_1}{\hbar} \cos(\alpha t + \varphi_0), \\ \omega'_2 &= \frac{\mu_{12}E}{\hbar} \sin \varphi_0, & \delta\omega'_2 &= -\frac{\mu_{12}E_1}{\hbar} \sin(\alpha t + \varphi_0), \\ \omega'_3 &= \omega_0 - \omega_- = \Delta & \delta\omega'_3 &= 0.\end{aligned}\right\} \quad (4)$$

在 μ' 系中, 布洛赫方程变为

$$\frac{d\mathbf{R}'}{dt} = \omega' \times \mathbf{R}' + [\Gamma, \mathbf{R}'], \quad (5)$$

式中 $\omega'_r = \omega' + \delta\omega'$ 。(5) 式是变系数微分方程组, 无法直接求解。但是, 由(4)式可见, 含时间 t 的因子仅存在于 $\delta\omega'$ 中, 故在 $E_1 \ll E$ 的条件下, 可利用微扰论方法求解方程(5)。为此, 将 \mathbf{R}' 按弱波振幅 E_1 作泰勒展开*

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}^{(0)} + \mathbf{R}^{(1)}E_1 + \mathbf{R}^{(2)}E_1^2 + \cdots + \mathbf{R}^{(n)}E_1^n + \cdots, \quad (6)$$

将(6)式代入(5)式并比较 E_1 同次幂系数, 则有

$$\frac{d\mathbf{R}^{(0)}}{dt} = \omega \times \mathbf{R}^{(0)} + [\Gamma, \mathbf{R}^{(0)}], \quad (7)$$

$$\frac{d\mathbf{R}^{(n)}}{dt} = \omega \times \mathbf{R}^{(n)} + \frac{1}{E_1} \delta\omega \times \mathbf{R}^{(n-1)} + [\Gamma, \mathbf{R}^{(n)}]. \quad (8)$$

(7)和(8)是 $\mathbf{R}^{(0)}$ 和 $\mathbf{R}^{(n)}$ 的常系数微分方程, 它们的解算原则上不存在任何困难。

四、利用拉格朗日变换求解布洛赫方程

由(7)可求出弱波不存在时, $\mathbf{R}(t)$ 的零级近似, 即强波对粒子系统的作用。设 $t=0$ 时上能级是空的, 则有 $R_1^{(0)} = R_2^{(0)} = 0$, $R_3^{(0)} = 1$ 。利用拉格朗日变换和拉格朗日变换终值定

* 为书写方便, 以下公式略去“'”。

$\lim_{\delta \rightarrow 0} R_i^{(n)}(S)$ (S 是拉格朗日变换宗量) 求出 $R^{(0)}(S)$ 和 $R^{(0)}(\infty)$ (稳态解)

$$\left. \begin{aligned} R_1^{(0)}(S) &= \frac{\omega_1 \Delta + \omega_2 (S + \Gamma)}{S[(S + \Gamma)^2 + \Omega^2]}, & R_1^{(0)}(\infty) &= \frac{\omega_1 \Delta + \omega_2 \Gamma}{\Gamma^2 + \Omega^2}, \\ R_2^{(0)}(S) &= \frac{\omega_1 (S + \Gamma) + \omega_2 \Delta}{S[(S + \Gamma)^2 + \Omega^2]}, & \text{和 } R_2^{(0)}(\infty) &= \frac{\omega_1 \Gamma + \omega_2 \Delta}{\Gamma^2 + \Omega^2}, \\ R_3^{(0)}(S) &= -\frac{(S + \Gamma)^2 + \Delta^2}{S[(S + \Gamma)^2 + \Omega^2]}, & R_3^{(0)}(\infty) &= -\frac{\Gamma^2 + \Delta^2}{\Gamma^2 + \Omega^2}, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

式中 $\Omega^2 = G + \Delta^2$, $G = (\mu_{12} E / \hbar \Gamma)^2$ 称为饱和参量。将 $R^{(0)}(\infty)$ 变换到实验室坐标系得到 $R^{(0)}$ 的稳态解

$$\left. \begin{aligned} R_1^{(0)}(t) &= \frac{\omega_1 \Gamma + \omega_2 \Delta}{\Gamma^2 + \Omega^2} \sin \omega t + \frac{\omega_1 \Delta + \omega_2 \Gamma}{\Gamma^2 + \Omega^2} \cos \omega t, \\ R_2^{(0)}(t) &= \frac{\omega_1 \Delta + \omega_2 \Gamma}{\Gamma^2 + \Omega^2} \sin \omega t + \frac{\omega_1 \Gamma + \omega_2 \Delta}{\Gamma^2 + \Omega^2} \cos \omega t, \\ R_3^{(0)}(t) &= -\frac{\Gamma^2 - \Delta^2}{\Gamma^2 + \Omega^2}, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

(10) 式表明, $R^{(0)}(t)$ 绕 $R_3^{(0)}$ 以角频率 ω 旋进, 这就是在强波作用下, R 旋进的矢量模型。

由 (8) 式可解出 $R^{(n)}(t)$ ($n \geq 1$)。设 $t=0$ 时, $R^{(n)}(t)$ 应满足初始条件, 当 $n \geq 1$ 时

$$R_1^{(n)}(0) = R_2^{(n)}(0) = R_3^{(n)}(0) = 0.$$

利用求 R 的类似方法, 可得 $R^{(n)}(t)$ 的拉格朗日变换。

$$\left. \begin{aligned} R_1^{(n)}(S) &= \frac{a_1^{(n)}(S)[(S + \Gamma)^2 + \omega_1^2] + a_2^{(n)}(S)[(S + \Gamma)\Delta + \omega_1 \omega_2] + a_3^{(n)}(S)[\omega_2(S + \Gamma) - \omega_1 \Delta]}{(S + \Gamma)[(S + \Gamma)^2 + \Omega^2]}, \\ R_2^{(n)}(S) &= \frac{a_1^{(n)}(S)[\omega_1 \omega_2 - (S + \Gamma)\Delta] + a_2^{(n)}(S)[(S + \Gamma)^2 + \omega_2^2] + a_3^{(n)}(S)[\omega_1(S + \Gamma) - \omega_2 \Delta]}{(S + \Gamma)[(S + \Gamma)^2 + \Omega^2]}, \\ R_3^{(n)}(S) &= -\frac{a_1^{(n)}(S)[(S + \Gamma)\omega_2 + \omega_1 \Delta] + a_2^{(n)}(S)[(S + \Gamma)\omega_1 - \omega_2 \Delta] + a_3^{(n)}(S)[(S + \Gamma)^2 + \Delta^2]}{(S + \Gamma)[(S + \Gamma)^2 + \Omega^2]}, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} a_1^{(n)}(S) &= i \frac{\mu_{12}}{2\hbar} [\exp(i\varphi_0) R_3^{(n-1)}(S - i\alpha) - \exp(-i\varphi_0) R_3^{(n-1)}(S + i\alpha)], \\ a_2^{(n)}(S) &= \frac{\mu_{12}}{2\hbar} [\exp(i\varphi_0) R_3^{(n-1)}(S - i\alpha) + \exp(-i\varphi_0) R_3^{(n-1)}(S + i\alpha)], \\ a_3^{(n)}(S) &= -\frac{\mu_{12}}{2\hbar} [\exp(i\varphi_0) R_2^{(n-1)}(S - i\alpha) + \exp(-i\varphi_0) R_2^{(n-1)}(S + i\alpha) \\ &\quad + i \frac{\mu_{12}}{2\hbar} [\exp(-i\varphi_0) R_1^{(n-1)}(S + i\alpha) - \exp(i\varphi_0) R_1^{(n-1)}(S - i\alpha)], \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

最后再利用拉格朗日变换终值定理即可求出 $R^{(n)}(t)$ 。在饱和吸收光谱中, 更关心的是介质对光的吸收和色散特性, 这就是说, 找出介质复电极化率 $\chi = \chi' - i\chi''$ 与矢量 R 的关系, 而不是 R 本身。

五、考虑相干效应时饱和吸收线形

设介质中粒子数密度为 N , 介电常数为 ϵ_0 , 则介质宏观感应偶极矩应为

$$P = N \langle \mu \rangle = 2\mu_{12} N \operatorname{Re} [(R_1 - iR_2) \exp(-i\omega t)] = \operatorname{Re} \{ \varepsilon_0 E (\chi' - i\chi'') \exp[i(\omega t - \varphi_0)] \}, \quad (13)$$

由此得到复电极化率与 R 的关系

$$\chi' = \frac{N\mu_{12}}{\varepsilon_0 E} (R_1 \cos \varphi_0 - R_2 \sin \varphi_0), \quad \chi'' = -\frac{N\mu_{12}}{\varepsilon_0 E} (R_2 \cos \varphi_0 + R_1 \sin \varphi_0). \quad (14)$$

若设 $\chi = \chi^{(0)} + \chi^{(1)} E_1 + \chi^{(2)} E_1^2 + \dots + \chi^{(n)} E_1^n + \dots$, 则有

$$\chi^{(n)} = \frac{N\mu_{12}}{\varepsilon_0 E} (R_1^{(n)} \cos \varphi_0 - R_2^{(n)} \sin \varphi_0), \quad \chi''^{(n)} = -\frac{N\mu_{12}}{\varepsilon_0 E} (R_2^{(n)} \cos \varphi_0 + R_1^{(n)} \sin \varphi_0). \quad (15)$$

(15) 式中 $R_1^{(n)}$ 和 $R_2^{(n)}$ 可用终值定理求出, 将所得结果代入 (15) 式中并对 φ_0 取平均, 得到

$$\left. \begin{aligned} \chi'^{(n)} &= \frac{N\mu_{12}}{\varepsilon_0 E} \frac{1}{2\pi} \int d\varphi_0 \lim_{s \rightarrow 0} S [R_1^{(n)}(S) \cos \varphi_0 - R_2^{(n)}(S) \sin \varphi_0], \\ \chi''^{(n)} &= -\frac{N\mu_{12}}{\varepsilon_0 E} \frac{1}{2\pi} \int d\varphi_0 \lim_{s \rightarrow 0} S [R_2^{(n)}(S) \cos \varphi_0 + R_1^{(n)}(S) \sin \varphi_0]. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

同理, 可得到介质对弱波的复电极化率

$$\left. \begin{aligned} \delta\chi'^{(n)} &= \frac{N\mu_{12}}{\varepsilon_0 E_1} \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{2\pi} \int d\varphi_0 \lim_{s \rightarrow \infty} S [R_1^{(n)}(S - i\alpha) - iR_2^{(n)}(S - i\alpha)] \exp(i\varphi_0), \right. \\ \delta\chi''^{(n)} &= \frac{N\mu_{12}}{\varepsilon_0 E_1} \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{2\pi} \int d\varphi_0 \lim_{s \rightarrow 0} S [R_2^{(n)}(S - i\alpha) + iR_1^{(n)}(S - i\alpha)] \exp(i\varphi_0). \right. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

不难验证, 当 n 为奇数时, $\chi^{(n)} = 0$; 当 n 为偶数时, $\delta\chi^{(n)} = 0$ 。即 $\delta\chi^{(1)}$ 代表在强波作用下, 介质对弱波的复极化率(吸收和色散), 或者说, $\delta\chi^{(1)}$ 是考虑强波相干相互作用时介质对弱波的吸收和色散, 这是本文主要研究内容之一。二级近似 $\chi^{(2)}$ 则表示弱波存在时介质对强波的吸收和色散。更高级近似结果的物理含意可依次类推。

利用 (9)、(11)、(12) 式求出 $R_{1,2}^{(1)}(S)$ 后代入 (17) 式中, 化简后得

$$\delta\chi''^{(1)} = \frac{N\mu_{12}^2}{\varepsilon_0 \hbar T} \frac{(1+x'^2) \eta(G, y^2, z) - GQ}{\xi(y, z)}, \quad (18)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} x' &= x - (1/2)z, \quad x = (\omega - \omega_0) / \Gamma, \quad z = 2kv / \Gamma, \quad y^2 = x'^2 + G; \\ \eta(G, y^2, z) &= (1 - y^2 - 3z^2) [1 + z(x' - z) + (1/2)G] + z(z^2 - y^2 - 3)(x' - 2z); \\ \xi(y, z) &= (1 + y^2)(1 + z^2) [(1 - y^2 - z^2)^2 + 4z^2]; \\ Q &= \frac{1}{4}(Q_1 - Q_3); \\ Q_1 &= 2x'^2(1 + y^2 - z^2) + 2x'z[1 - z(x' - z)], \\ Q_3 &= 2(1 + y^2 - z^2)[1 - 2x'z - (x' - z)z]. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

(18) 式给出的是轴向速率 $v_x = v$ 的一群粒子对弱波的吸收, 为获得各种不同速率的粒子对弱波的吸收, 需将 $\delta\chi''^{(1)}$ 对速度分布求平均。图 1 给出计及强波相干作用时, 弱波的吸收线形。

同理, 令 $n=2$, 将 $R_{1,2}^{(2)}(S)$ 代入 (11)、(12) 式中, 由 (16) 式求出二级近似

$$\chi''^{(2)} = -\frac{N\mu_{12}}{\varepsilon_0 \hbar T} \left(\frac{\mu_{12}}{2\hbar T} \right)^2 \frac{A_1 x' + A_2 + A_3}{1 + y^2}, \quad (20)$$

其中

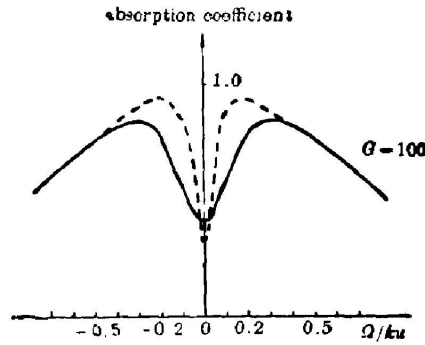


Fig. 1 Absorption line shape for a weak probe wave. Calculations were carried out with coherence (Solid curve) and rate-equation approximation broken curve)

$$\left. \begin{aligned}
 A_1 &= [z/\xi(y, z)] [(3+y^2-z^2)(2-2x'z+2x'^2-z^2) - (3-x'z+x'^2)(1+y^2-2z^2)], \\
 A_2 &= [z^2/\xi(y, z)] [(3+y^2-z^2)(x-x'z+x'^2) + (1+y^2-3z^2)(2-2x'z+2x'^2-z^2)], \\
 A_3 &= [1/\xi(y, z)] [2(1+x'^2)(1+x'z-z^2) + x'zG](1+y^2-3z^2) \\
 &\quad - z(3+y^2-z^2)[2(1+x'^2)(x'^2-2z) + zG].
 \end{aligned} \right\} \tag{21}$$

在求解 $\chi''^{(2)}$ 过程中发现

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{1}{2\pi} \int d\varphi_0 \lim_{\delta \rightarrow 0} S R_1^{(n)}(S) \cos \varphi_0 &= \frac{1}{2\pi} \int d\varphi_0 \lim_{\delta \rightarrow 0} S R_2^{(n)}(S) \sin \varphi_0, \\
 \frac{1}{2\pi} \int d\varphi_0 \lim_{\delta \rightarrow 0} S R_1^{(n)}(S) \sin \varphi_0 &= \frac{1}{2\pi} \int d\varphi_0 \lim_{\delta \rightarrow 0} S R_2^{(n)}(S) \cos \varphi_0.
 \end{aligned} \right\} \tag{22}$$

(22)式表明, R 的横向分量 R_1 和 R_2 对强波复极化率的贡献是相等的。

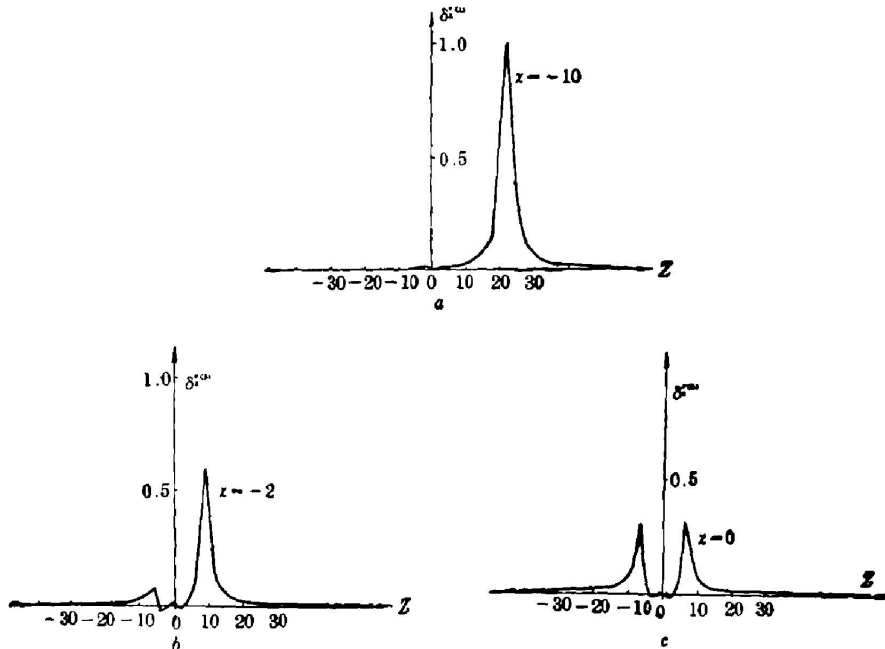


Fig. 2 Absorption line shape of a probe wave in the presence of a strong wave for $G=30$

根据(18)式和(20)式用计算机画出 $G=30$ 时, $\delta\chi^{(2)}$ 与 $z=(2kv/\Gamma)$ 的关系曲线(对 $x=[(\omega-\omega_0/\Gamma)=10, -2, 0]$ 以及 $\chi^{(2)}$ 与 z 的关系曲线(对 $x=0$), 它们分别示于图 2 和图 3 中。实验结果与用密度矩阵方程求得的结果^[3]完全相符, 而本文所给出的 $\chi^{(2)}$ 的解析表达式(20)式是在以往文献中未能述及的。此外, 利用类似的方法可以求得 δx 和 x 的更高级近似的数学表达式。

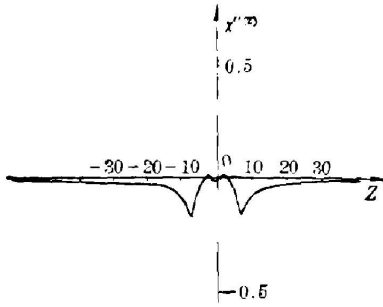


Fig. 3 Absorption line shape of a strong wave in the presence of a weak wave for $G=30$

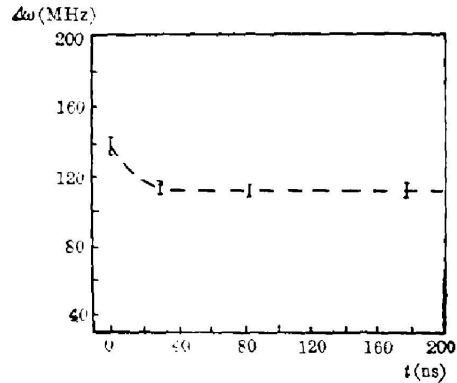


Fig. 4 Experimental dependence of the dip width $\Delta\omega$ of D line of Na observed by the probe-counter-wave method on the delay Δt of the probe pulse relative to the strong laser pulse

六、吸收线形特性的物理讨论

(1) 相干效应使窄饱和谐振产生附加增宽, 如图 1 所示。实验测量了相干相互作用对窄谐振加宽的贡献^[3]。图 4 给出了在脉宽为几个 ns 的强波相干相互作用后, 谐振宽度 $\Delta\omega$ 与弱试探脉冲延迟时间 t 之间的实验曲线。当相干效应消失时, 凹陷宽度变窄。相干效应与强波存在有关。从物理上看, 凹陷的附加增宽是由强波作用引起的二能级系统的相干振荡(光学章动)产生的。

(2) 二能级系统的光学章动可用类似磁共振的矢量模型^[4]予以说明, 如图 5 所示。 E_0 是加在偶极介质上的恒定场, 它与偶极矩固有进动角速度 ω_0 的关系是 $\omega_0 = -gE_0$ 。若介质同时受强波 E 的作用, 则在随 E 旋转的参考系中将有如图 5(b) 所示之情况, 此时偶极矩将绕 E_0 进动(E_0 称有效场), 进动频率是 $\sqrt{(\omega_0 - \omega_0)^2 + (\mu_{12}E/\hbar)^2}$ 。在实验室参考系中, 偶极矩作章动, 对它作傅里叶分析, 其频谱为

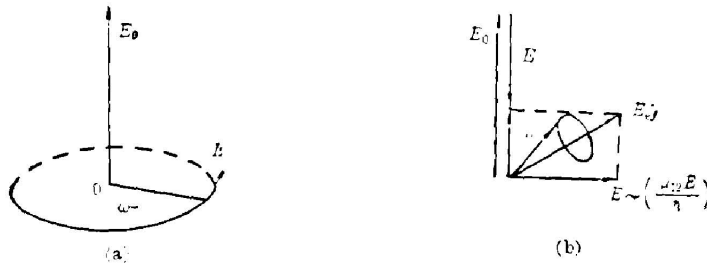


Fig. 5 Nutation of the moment μ in the rotation coordinate system

$$\omega_{1,2} = \omega_- \pm \sqrt{(\omega_- - \omega_0)^2 + (\mu_{12}E/\hbar)^2}, \quad \omega_3 = \omega_- \quad (23)$$

旁频的出现使吸收窄谱展宽。

(3) 强波的相干相互作用, 使粒子系统有三个谐振频率, 当逆向弱波频率 ω_+ 满足 $\omega_+ = \omega_{1,2,3}$ 时, 可得出粒子系统与弱波发生谐振相互作用的粒子速度

$$(kv)_{1,2} = -\frac{1}{3}(\omega - \omega_0) \pm \frac{2}{3}\sqrt{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\mu_{12}E}{2\hbar}\right)^2}, \quad (kv)_3 = 0.$$

在谱线中心处 ($\omega = \omega_0$), 对弱波吸收有主要贡献的粒子速度是

$$(kv)_{1,2} = (\pm\sqrt{3}/3)(\mu_{12}E/\hbar).$$

将图 1 中有关参数代入 $(kv)_{1,2,3}$ 中, 找到三种情况 ($x = [(\omega - \omega_0)/\Gamma] = -10, -2, 0$), 下弱波谐振吸收的相应速度 (即 $z = 2kv/\Gamma$) 分别为

$$x = -10 \text{ 时, } z_{1,2} \doteq 21.4, -8; \quad z_3 = 0;$$

$$x = -2 \text{ 时, } z_{1,2} \doteq 8.2, -5.6; \quad z_3 = 0;$$

$$x = 0 \text{ 时, } z_{1,2} \doteq \pm 6.4.$$

这与图 2 所示曲线相符, 也与文献 [2] 所得结果一致。

(4) 比较图 2 ($x=0$ 的曲线) 和图 3, 对应弱波的两个正吸收峰, 强波有两个负吸收线, 且后者幅值是前者的一半。作者认为这是由喇曼跃迁过程所致, 即粒子吸收两个弱波光子的同时又释放一个强波光子而从下能级跃迁至上能级 (粒子数差增加); 对应弱波两个负吸收峰, 强波有两个正吸收峰, 且两者幅值相等。这来源于瑞利跃迁, 即粒子吸收一个强波光子的同时释放一个弱波光子, 使弱波得到放大, 而粒子本身能量不变, 对粒子数差也无影响。

(5) 失谐时 ($x \neq 0$), 弱波强吸收峰的位置 ($kv > 0$) 偏离速率方程近似求得的谐振位置 ($kv = \omega_0 - \omega$), 这是由于非共振强波使粒子能级发生移动的结果^[5]。

中国计量科学院赵克功院长审阅了本文的初稿, 表示感谢。

参 考 文 献

- [1] E. V. Baklanov, B. П. Чеботаев; *ЖЭТФ*, 1971, **60**, Вып. 2 (Фев), 552.
- [2] S. Haroche, F. Hartmann; *Phys. Rev. (A)*, 1972, **6**, No. 4 (Apr), 1280.
- [3] I. S. Shahin, T. W. Hansch; *Opt. Commun.*, 1972, **8**, No. 2 (Feb), 312.
- [4] A. Yariv; *Quantum Electronics* (second edition), (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1975), **330**.
- [5] 王义道, 王庆吉; *物理*, 1981, **10**, No. 8 (Aug), 467.

Vector-model theory of coherence effects in saturated spectroscopy

WANG QINGJI

(Radio-Electronics Department, Beijing University)

(Received 14 November 1985; revised 24 February 1986)

Abstract

In this paper, the optical Bloch equation with relaxation term in saturated spectroscopy is solved directly with the help of the perturbation theory and Laplace inversion, giving approximate results of any order when coherence effects in the strong field are taken into account. Peculiarities of the line shape of weak-wave absorption can be explained by the vector model.