

周期和准周期超晶格固体薄膜 表面吸附原子的共振荧光

李 孝 申¹⁾

(南京大学物理系)

龚 昌 德

(中国高等科学技术中心(世界实验室)理论物理中心; 南京大学物理系)

1987 年 11 月 6 日收到

本文使用表面修饰的光学 Bloch 方程,求得周期和准周期超晶格固体薄膜表面吸附原子的共振荧光谱,并研究了压缩效应.对该薄膜各层厚度和介电性质变化所带来的影响进行了讨论.同时,也对整个薄膜不同几何结构的影响进行了比较和分析.

一、引 言

近些年来,人们已在理论方面对固体表面吸附原子的共振荧光现象进行了较为广泛的研究^[1-6].从这些研究中,人们得出的较为普遍的结论是,上述共振荧光过程中,谱的形状与作为衬底的固体的性质密切相关.

最近,我们已研究了周期或准周期超晶格薄膜表面吸附原子的自发辐射寿命和频移^[7].本文将研究上述原子的共振荧光谱以及与该过程有关的压缩现象^[1,8].具体的做法是,采用文献[3]导出的表面修饰的光学 Bloch 方程,再由麦克斯韦方程组及边界条件求得反射场强^[1-6](即薄膜表面吸附原子辐射的电场经薄膜反射后的场强),将该反射场强再代回上述 Bloch 方程后,由文献[9]的方法(即采用量子回归定理)便求得吸附原子的共振荧光谱.同时,通过求 Bloch 方程的稳态解,对共振荧光过程中的压缩现象进行讨论.在对所得结果的分析和讨论中,我们着重讨论构成超晶格的各薄膜层的介电性质及厚度变化对上述物理量或过程的影响;同时也考虑不同几何结构造成的影响;并把周期情况的结果同准周期情况的结果作了比较.

二、共振荧光谱

根据文献[10]和[11],在外激光场照射下的二能级原子,它和激光场相互作用的哈密顿量为

¹⁾ 现在中国科学院上海冶金研究所.

$$H_{ext} = -\frac{1}{2} |P| (ES^- e^{i\omega_L t} + \text{H.c.}), \quad (1)$$

其中 E 为激光场的振幅, ω_L 为激光场的圆频率, s^- 和 s^+ 为原子偶极矩算符, $|P|$ 为原子偶极矩阵元. 把方程 (1) 用于吸附在固体表面的二能级原子^[1-6], 按文献 [3] 的方法便可求得表面修饰的光学 Bloch 方程

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \langle s^+ \rangle \\ \langle s^2 \rangle \\ \langle s^- \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i(\Delta + Q') - \Gamma & iQ & 0 \\ iQ^*/2 & -2\Gamma & -iQ/2 \\ 0 & -iQ^* & -i(\Delta + Q') - \Gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \langle s^+ \rangle \\ \langle s^2 \rangle \\ \langle s^- \rangle \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 \\ \Gamma \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

其中 Rabi 频率 $Q = |P|E$, $\Gamma = \frac{1}{2} \gamma^{(0)} + \gamma'$, $\Delta = \omega_{21} - \omega_L$, ω_{21} 为原子跃迁频率, $\langle s^2 \rangle$ 为反转算符^[11] 的平均值. 同时, $\gamma^{(0)}$ 为固体表面不存在时的衰变系数^[12], 而与表面有关的衰变率和跃迁频移则分别为

$$\gamma' = |P|^2 \text{Im}f(d_0), \quad (3)$$

$$Q' = |P|^2 \text{Re}f(d_0). \quad (4)$$

这里的 $f(d_0)$ 为吸附原子与表面距离 d_0 的函数, 它的量值取决于反射场强^[3,7]

$$E_R = |P|s^- f(d_0) = pf(d_0). \quad (5)$$

当 E_R 求出后, Bloch 方程 (即方程 (2)) 即可确定下来. 下面求反射场强在吸附原子处的值 E_R .

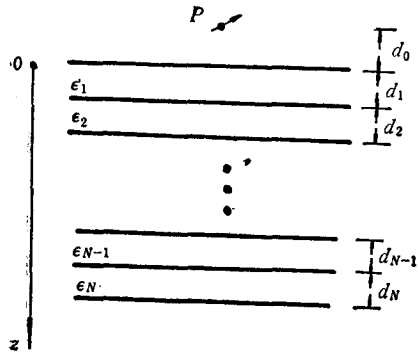


图 1 吸附原子和多层固体薄膜同处在介质 ϵ 中原子的偶极矩为 P ; 距薄膜表面距离为 d_0

如图 1 所示, 这里考虑有一 N 层的固体薄膜处于介质 (该介质的介电常数为 ϵ) 中, 吸附原子处于薄膜上方, 它与薄膜间的距离为 d_0 . 该原子可被看作是一个辐射着电磁波的偶极子, 其偶极矩为 P . 为了求出由偶极子辐射的电场经薄膜反射后的场强, 可借助于麦克斯韦方程组^[7,13]

$$\nabla \times E = -\frac{1}{c} \dot{B}, \quad \nabla \times B = 0,$$

$$\nabla \times H = \frac{1}{c} (\dot{D} + 4\pi \dot{\mathcal{P}}),$$

$$\nabla \cdot (D + 4\pi \mathcal{P}) = 0,$$

以及在 $N+1$ 个界面处相应的边界条件. 为了简便起见, 这里为避免冗长而又繁复的推导, 只列出计算结果

$$E_R'' = \frac{i}{2} \sqrt{\epsilon} K_0^3 P \int_0^\infty \frac{u du}{\mu_0} (R_0'' + \mu_0^2 R_0^\perp) \quad (\text{对于 } P \text{ 平行于界面}), \quad (6)$$

$$E_R^\perp = -i \sqrt{\epsilon} K_0^3 P \int_0^\infty \frac{u^3 du}{\mu_0} R_0^\perp \quad (\text{对于 } P \text{ 垂直于界面}), \quad (7)$$

其中

$$R_0^{\parallel, \perp} = \frac{R_{0,1}^{\parallel, \perp} + R_{1,1}^{\parallel, \perp}}{1 + R_{0,1}^{\parallel, \perp} R_{1,1}^{\parallel, \perp}} e^{i2\mu_0 d_0}, \quad (8)$$

$$\vdots$$

$$R_{k-1}^{\parallel, \perp} = \frac{R_{k-1, k}^{\parallel, \perp} + R_k^{\parallel, \perp}}{1 + R_{k-1, k}^{\parallel, \perp} R_k^{\parallel, \perp}} e^{i2\mu_{k-1}d_{k-1}}, \quad (9)$$

末项

$$R_{N, N+1}^{\parallel, \perp} = R_{N, N+1}^{\parallel, \perp} e^{i2\mu_N d_N}, \quad k = 1, 2, \dots, N, \quad (10)$$

$$\mu_0 = (1 - u^2)^{1/2}, \quad \mu_k = (\epsilon_k/\epsilon - u^2)^{1/2}, \quad (11)$$

$$d_j = \sqrt{\epsilon} k_0 d_j, \quad k_0 = \omega/c \quad j = 0, 1, 2, \dots, N, \quad (12)$$

$$R_{k-1, k}^{\parallel} = \frac{\mu_{k-1} - \mu_k}{\mu_{k-1} + \mu_k}, \quad R_{k-1, k}^{\perp} = \frac{\epsilon_{k-1}\mu_k - \epsilon_k\mu_{k-1}}{\epsilon_{k-1}\mu_k + \epsilon_k\mu_{k-1}}, \quad (13)$$

$$R_{N, N+1}^{\parallel} = \frac{\mu_N - \mu_0}{\mu_N + \mu_0}, \quad R_{N, N+1}^{\perp} = \frac{\epsilon_N\mu_0 - \epsilon\mu_N}{\epsilon_N\mu_0 + \epsilon\mu_N}. \quad (14)$$

按文献[15]的分析方法可知, (6), (7) 两式中的 $R_0^{\parallel}$ 和 $R_0^{\perp}$, 它们的极点决定了表面及界面电磁偶子的色散关系. 因此, 为了使 (6), (7) 两式中的积分收敛, 可把此二式中的 $R_0^{\parallel, \perp}$ 改写成^[16, 17]

$$R_0^{\parallel, \perp} = \frac{R_0^{\parallel, \perp} + R_1^{\parallel, \perp}}{1 + R_0^{\parallel, \perp} R_1^{\parallel, \perp} + i0^+} e^{i2\mu_0 d_0}. \quad (8')$$

对于原子偶极矩取向为各向同性分布情况^[7, 14], 反射场强为

$$E_R = \frac{2}{3} E_R^{\parallel} + \frac{1}{3} E_R^{\perp}. \quad (15)$$

因此, 结合 (5)–(7) 及 (15) 式可得

$$f(d) = -\frac{i}{3} \sqrt{\epsilon} k_0 \int_0^{\infty} \frac{u du}{\mu_0} [(2u^2 - 1)R_0^{\perp} - R_0^{\parallel}]. \quad (16)$$

这样, 把 (16) 式代入 (3), (4) 式便有

$$\gamma^s = -\frac{1}{4} \gamma^{(0)} \text{Re} \int_0^{\infty} \frac{u du}{\mu_0} [(2u^2 - 1)R_0^{\perp} - R_0^{\parallel}], \quad (17)$$

$$\mathcal{Q}' = \frac{1}{4} \gamma^{(0)} \text{Im} \int_0^{\infty} \frac{u du}{\mu_0} [(2u^2 - 1)R_0^{\perp} - R_0^{\parallel}]. \quad (18)$$

至此, 已把 Bloch 方程 (2) 与固体薄膜的性质联系起来.

由方程 (2) 并通过为人熟知的步骤^[1-7, 9, 11], 便可求得吸附原子共振荧光谱的非相干部分

$$\hat{g}(\omega) = \frac{\frac{1}{2} |\mathcal{Q}|^2 \Gamma}{\frac{1}{2} |\mathcal{Q}|^2 + |z|^2} \frac{D^2 + \frac{1}{2} |\mathcal{Q}|^2 + 4\Gamma^2}{x^2 + y^2}, \quad (19)$$

其中

$$D = \omega - \omega_L, \quad z = \Gamma + i(\Delta + \mathcal{Q}'),$$

$$x = 2\Gamma \left(\frac{1}{2} |\mathcal{Q}|^2 + |z|^2 - 2D^2 \right),$$

$$y = D(|\mathcal{Q}|^2 + |z|^2 + 4\Gamma^2 - D^2).$$

同文献[7]相似, 这里谱的性质仍通过 Γ 和 $\mathcal{Q}'$ 与作为衬底的固体薄膜的性质相联系. 一旦构成薄膜的各层材料的参数确定后, 谱也就随之确定.

如图 1 所示,这里讨论的固体薄膜在水平方向上为均匀分布,而在 z 方向则类似于二维晶格结构. 因此,本问题可与一维准周期或周期的超晶格相类比. 根据文献[18],一维准晶体(即准周期超晶格)的结构可用变换

$$\mathbf{a} \rightarrow M\mathbf{a} \quad (20)$$

来表示,其中列矢量 $\mathbf{a} = (a_1, a_2, \dots, a_g)^T$ (T 代表转置),而 M 为 $g \times g$ 的变换矩阵.

下面考虑含两种材料的超晶格,故有 $g = 2$. 其中一种为电介质(A),另一种为金属(B),它们的介电常数和无量纲厚度分别为 ϵ_A, d_A 及 G_B, d_B . 因此有列矢量

$$\mathbf{a} = \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}. \quad (21)$$

至于变换矩阵 M , 这里仍考虑两种典型情况^[7]

$$M_1 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{和} \quad M_2 = \begin{pmatrix} 1 & 2 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

它们所对应的准周期超晶格结构为

$$\begin{aligned} M_1 &= \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{matrix} AB \\ (N=2, \epsilon_1=\epsilon_A, \epsilon_2=\epsilon_B) \end{matrix} \rightarrow \begin{matrix} ABA \\ (N=3, \epsilon_1=\epsilon_B, \epsilon_2=\epsilon_A) \end{matrix} \\ &\rightarrow \begin{matrix} ABAAB \\ (N=5, \epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \epsilon_4=\epsilon_A, \epsilon_5=\epsilon_B) \end{matrix} \rightarrow \begin{matrix} ABAABABA \\ (N=8, \epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \epsilon_4, \epsilon_5, \epsilon_6, \epsilon_7=\epsilon_A, \epsilon_8=\epsilon_B) \end{matrix} \rightarrow \dots \quad (\text{结构 1}); \\ M_2 &= \begin{pmatrix} 1 & 2 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{matrix} AB \\ (N=2, \epsilon_1=\epsilon_A, \epsilon_2=\epsilon_B) \end{matrix} \rightarrow \begin{matrix} ABBA \\ (N=3, \epsilon_1, \epsilon_2=\epsilon_A, \epsilon_3=\epsilon_B) \end{matrix} \\ &\rightarrow \begin{matrix} ABBAABBB \\ (N=8, \epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \epsilon_4=\epsilon_A, \epsilon_5, \epsilon_6, \epsilon_7, \epsilon_8=\epsilon_B) \end{matrix} \rightarrow \dots \quad (\text{结构 2}). \end{aligned}$$

类似于文献[7],为了把准周期情况同周期情况相比较,这里再考虑与上述两种结构相对应的周期性结构

$$AB \rightarrow ABA \rightarrow ABABA \rightarrow ABABABAB \rightarrow \dots \quad (\text{结构 1}');$$

$$AB \rightarrow ABAB \rightarrow ABABABAB \rightarrow \dots \quad (\text{结构 2}').$$

在本文中,我们考虑环境介质的介电常数 $\epsilon = 2.25$, 表面不存在时的失谐量 $\Delta = 0$, 并且对 Γ, Q', D 和 $|Q|$ 等量采用 $\frac{1}{2} r^{(0)}$ 作为单位.

图 2 和图 3 分别显示了准周期和周期调制结构的超晶格表面吸附原子的共振荧光谱随介质 A 的厚度 d_A 的变化. 图 3(a), (b), (c), (d) 和图 2(a), (b), (c), (d) 的层数 N 分别相同,以供对照和比较. 从这两个图中可看出,当厚度 d_A 取某些值时,荧光谱中的两个边带被抑制,而只剩下中间一个峰,有时甚至出现所有三个峰都被抑制的情况. 出现这一较为特别的现象的原因在于:在吸附原子同固体薄膜非常接近的情况下,原子辐射的能量部分地转移给了在固体薄膜各界面或表面传播的电磁偶子,在 d_A 取某些值时,能量转移率变得很大. 此时,向吸附原子照射的外激光场的能量通过这一途径间接地被固体薄膜所吸收,致使被该原子非弹性散射的散射电场变得十分弱,甚至可被忽略.

从图 2 和图 3 还可看出,不同的 d_A 导致不同的峰的位置和高度;并且,峰的位置和高

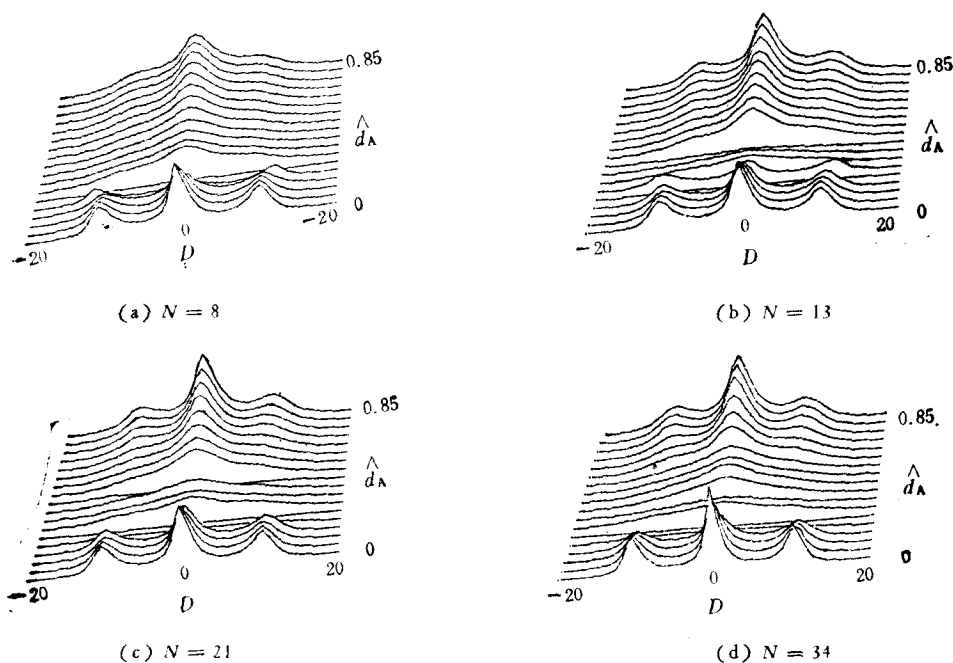


图2 准周期超晶格(结构1)表面吸附原子的共振荧光谱 $\hat{d}_0 = 0.3$, $|Q| = 10$, $\epsilon_A = 3.0$, $\epsilon_B = -1.25$, $\hat{d}_B = 0.5$

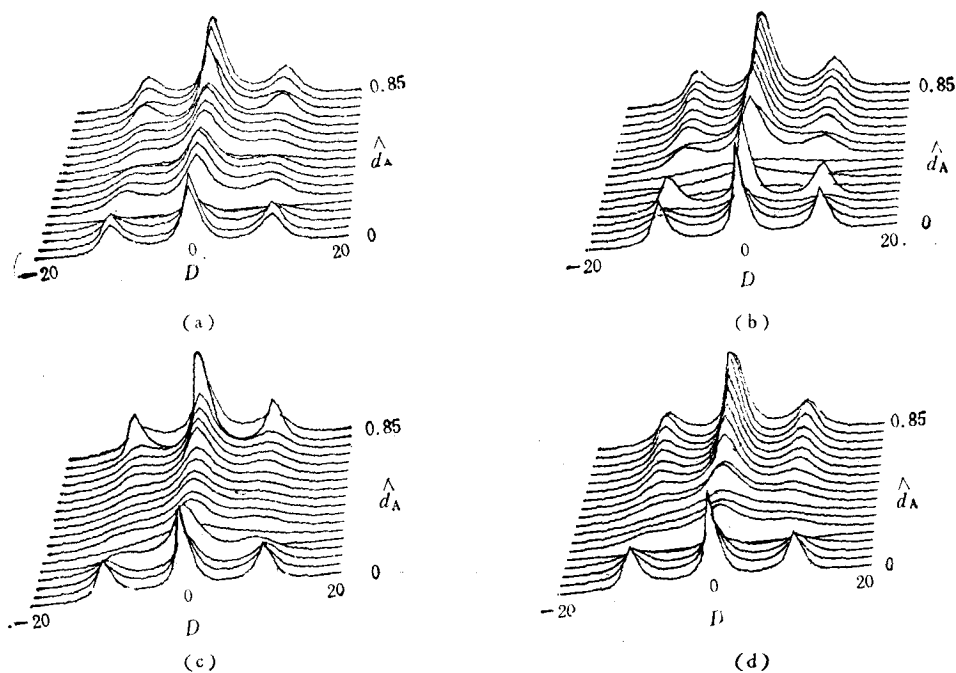


图3 与图2对应的周期性情况(结构1')

度随 d_A 的变化效应,当 d_A 较小时变得较强。另外还发现,当层数 N 增加时,谱随 d_A 的变化规律将趋于一致,对于准周期结构(结构1)和周期结构(结构1')都是如此。这是由于吸附原子辐射出的电磁波无法很深地穿透到薄膜中去(因为构成该薄膜的介质之一是金

属),所以经薄膜反射后的电场无法携带上处于深处的介质层的信息。

我们再把图 2 和图 3 作一比较后可知,准周期情况的结果与周期结构情况下的结果明显地不同。这也反映出衬底材料结构上的变化可导致吸附原子光学性质的变化^[7]。

图 4 和图 5 分别显示了另一类准周期和周期调制结构的超晶格表面吸附原子的共振荧光光谱随介质 A 的介电系数 ϵ_A 的变化。为了对照和比较,图 5 (a), (b), (c) 分别与图 4 (a), (b), (c) 相对应(即 N 相同)。通过这两个图可看出,在 $\epsilon_A = 1$ 附近, ϵ_A 的变化引起了荧光光谱形状的较大变化。谱随 ϵ_A 的变化行为或规律,对于准周期情况和周期情况而言,有明显的差别。另外,对于同一种结构而言,当层数 N 增加时,荧光光谱随 ϵ_A 变化的行为趋于一致。当 ϵ_A 取某些值时,荧光光谱的中间的一个峰被抑制,因此只有两个边带存在。

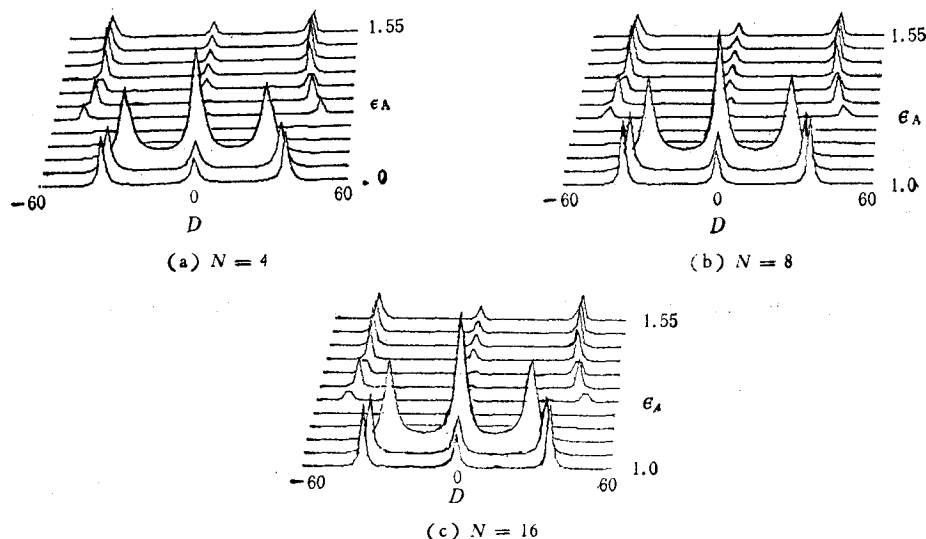


图 4 准周期超晶格(结构 2)表面吸附原子的共振荧光光谱 $d_0 = 0.4$, $|Q| = 25$, $\epsilon_B = -1.25$, $\hat{d}_A = 1.0$, $\hat{d}_B = 2.0$

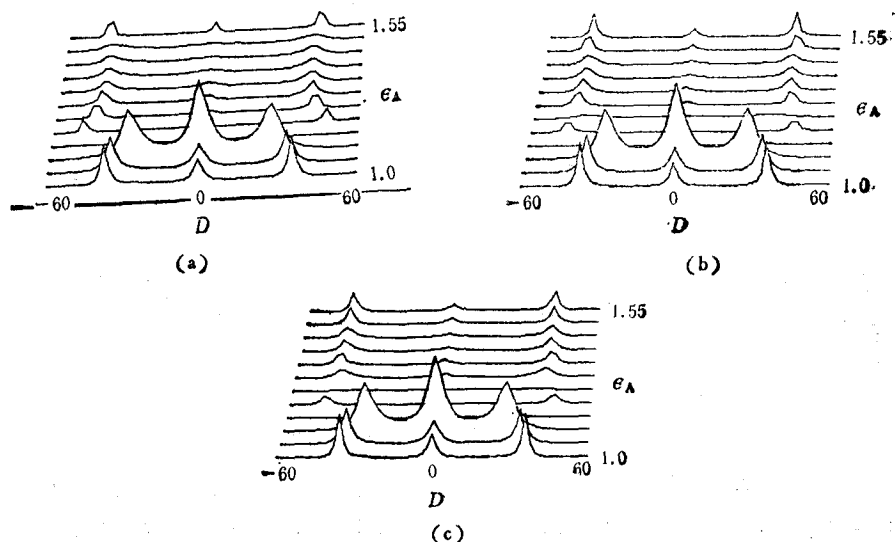


图 5 与图 4 相对应的周期性情况(结构 2')

有时, 中间的峰虽存在, 但高度却比两个边带的低. 这类新奇的谱线形状可归因于下述事实: 因固体薄膜存在而产生的吸附原子跃迁频率的移动量, 当 ϵ_A 取某些值时会变得很大, 因而导致了入射场同原子跃迁之间的较大的失谐. 另外, 由于两个边带的存在与原子的 AC Stark 效应有关^[19,20], 在 AC Stark 效应中, 产生两个边带的跃迁几率随失谐量的增大而相对增大 (相对产生中间峰的跃迁). 故出现了边带高而中间峰低的现象. 总之, 固体薄膜的存在可导致原子散射谱线的新的线型.

三、压缩现象

近些年来, 人们对压缩态进行了广泛的研究^[21-25]. 压缩态意味着某一分量具有比相干态更小的涨落, 因此它在弱场的探测、光通信等多方面有着重要的应用前景.

众所周知, 二能级原子可用 Pauli 矩阵来描述^[8,10]. 这些 Pauli 矩阵遵循对易关系

$$[\sigma_1, \sigma_2] = i\sigma_3. \quad (22)$$

因此当 σ_1 或 σ_2 满足条件

$$(\Delta\sigma_i)^2 < \frac{1}{2} |\langle\sigma_3\rangle| \quad i = 1, 2, \quad (23)$$

时, 我们就说原子处于压缩态^[8]. 如上式中的小于号改成等号, 则变成了满足相干态所需的条件. 文献 [8] 已证明, (23) 式对判断场的压缩态也适用 (但仅限于共振荧光过程).

σ_i 与本文已采用的原子算符之间的关系为

$$\sigma_1 = \frac{1}{2} (s^+ + s^-), \quad (24)$$

$$\sigma_2 = \frac{1}{2i} (s^+ - s^-), \quad (25)$$

$$\sigma_3 = s^z. \quad (26)$$

显然, σ_1 代表原子偶极矩的色散部分, 而 σ_2 代表吸收部分^[10]. 因此, 由方程 (2) 可求得稳态解

$$\langle\sigma_1\rangle = \frac{1}{2} (\Delta + Q')Q/w, \quad (27)$$

$$\langle\sigma_2\rangle = -\frac{1}{2} \Gamma Q/w, \quad (28)$$

$$\langle\sigma_3\rangle = -\frac{1}{2} |z|^2/w, \quad (29)$$

其中定义了 $w = \frac{1}{2} Q^2 + |z|^2$, 并假定了 $Q^* = Q^{[8,10]}$. 现在定义

$$Q_i = (\Delta\sigma_i)^2 - \frac{1}{2} |\langle\sigma_3\rangle|, \quad i = 1, 2. \quad (30)$$

因此压缩条件 (23) 式成为

$$Q_i < 0. \quad (31)$$

由 (27)–(30) 式得

$$Q_1 = \frac{1}{4} [1 - Q^2(\Delta + Q^2)/w^2 - |z|^2/w], \quad (32)$$

$$Q_2 = \frac{1}{4} [1 - Q^2\Gamma^2/w^2 - |z|^2/w]. \quad (33)$$

我们计算了不同结构超晶格薄膜表面吸附原子的压缩情况,但限于篇幅,这里仅给出对结构 1 和结构 1' 计算的结果,见图 6 和图 7,其中 $\Delta = 0$. 显然,压缩的存在与压缩的程

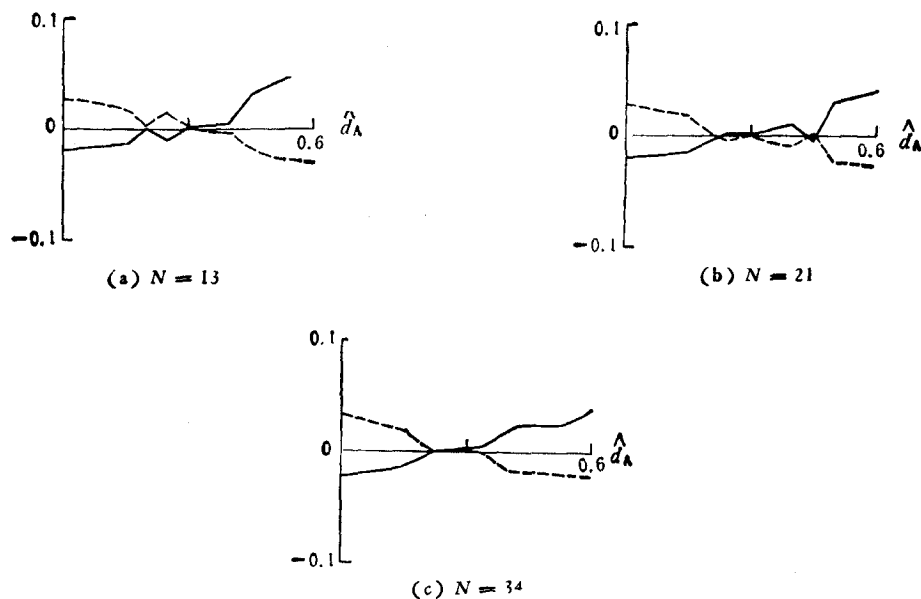


图 6 准周期情况(结构 1)下, Q_1 (实线)和 Q_2 (虚线)随 d_A 的变化
 $d_0 = 0.3$, $Q = 2$, $\theta_A = 3.0$, $\theta_B = -1.25$, $d_B = 0.5$

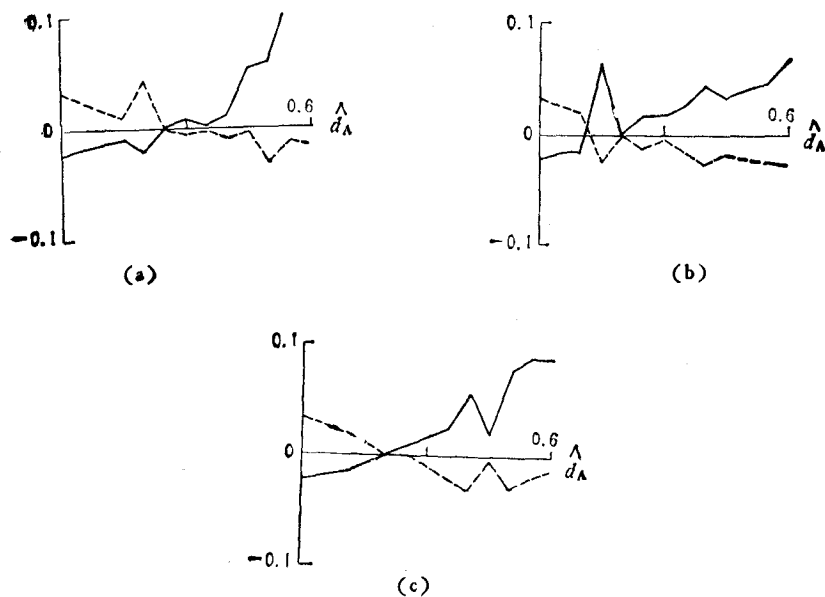


图 7 与图 6 相对应的周期性情况(结构 1')

度同 A 层的厚度、层数和几何结构有关。十分有趣的是,在 d_A 取某些特定值时,有 $Q_1 = Q_2 = 0$, 这说明原子和场同处于相干态。这些现象都起因于原子、场、固体的非线性耦合。我们知道,吸附原子辐射出的电磁场将被固体薄膜部分反射,这中间还伴随了能量转移过程。反射场又反作用于该原子,并影响它在外场中的动力学行为和统计特征。由于能量转移过程的强弱及反射场的振幅和相位与固体的光学性质和几何结构密切相关,所以,超晶格薄膜的各性质的改变都可能促使原子和散射场统计性质发生变化。

四、结 束 语

至此,我们已讨论了超晶格薄膜表面吸附原子的共振荧光。非弹性散射谱(即谱的非相干部分)显然包含了衬底的性质,因此可作为间接估测衬底(即薄膜)性质的指标。本文揭示出的复杂现象,除了上面已讨论过的种种原因能使它们发生外,电磁波在多层界面反射和折射时存在的多光束干涉效应也不容忽视,因为这一效应对反射场强 E_R 的振幅和相位有着较大的影响。然而,由于这里是对各个人射角积分(见(6),(7),(11)式,积分变量 $u = \sin \theta$, θ 即为入射角),所以上述干涉效应无法用简单地方法找出确定的规律。

- [1] X. Y. Huang *et al.*, *J. Chem. Phys.*, **80**(1984), 893.
- [2] X. Y. Huang and T. F. George, *J. Phys. Chem.*, **83**(1984), 4801.
- [3] X. S. Li and C. D. Gong, *Phys. Rev.*, **A35**(1987), 1595.
- [4] X. Y. Huang *et al.*, *J. Chem. Phys.*, **85**(1986), 567.
- [5] X. S. Li and C. D. Gong, *J. Phys. B*, to be published.
- [6] J. T. Lin *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B4**(1987), 219.
- [7] 李孝申、龚昌德,物理学报, **37**(1988), 618.
- [8] D. F. Walls and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 709.
- [9] B. R. Mollow, *Phys. Rev.*, **188**(1969), 1969.
- [10] L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, Wiley, New York, (1975).
- [11] G. S. Agarwal, *Springer Tracts in Modern Physics*, Springer-Verlag, New York, (1974), V. 70.
- [12] G. S. Agarwal and S. V. Oneil, *Phys. Rev.*, **B28**(1983), 487.
- [13] G. S. Agarwal, *Phys. Rev.*, **A11**(1975), 230.
- [14] R. R. Chance, *et al.*, *Adv. Chem. Phys.*, **37**(1978), 1.
- [15] G. S. Agarwal, *Phys. Rev.*, **A11**(1975), 243.
- [16] G. S. Agarwal, *Phys. Rev.*, **A12**(1975), 1475.
- [17] G. S. Agarwal and H. D. Vollmer, *Phys. Stat. Sol.*, **B79**(1977), 249.
- [18] J. P. Lu *et al.*, *Phys. Rev.*, **B33**(1986), 4809.
- [19] V. S. Letokhov and V. P. Chebotayev, *Nonlinear Laser Spectroscopy*, Springer-Verlag, (1977), Ch. 2.
- [20] J. H. Eberly and P. W. Milonni, *Enc. Phys. Sci. Tech.*, **11**(1987), 471.
- [21] D. A. Holm and M. Sargent, *Phys. Rev.*, **A33**(1986), 1073.
- [22] C. W. Gardiner, *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 1917.
- [23] D. A. Holm *et al.*, *Opt. Lett.*, **11**(1986), 443.
- [24] J. Janszky and Y. Y. Yushin, *Opt. Commun.*, **59**(1986), 151.
- [25] C. M. Savage and D. F. Walls, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 2164.

RESONANCE FLUORESCENCE OF AN ADATOM NEAR THE SURFACE OF A PERIODIC OR QUASI-PERIODIC SUPERLATTICE FILM

LI XIAO-SHEN

(Department of Physics, Nanjing University)

GONG CHANG-DE

(Center of Theoretical Physics, CCAST (World Laboratory), Beijing; Department of Physics, Nanjing University)

ABSTRACT

Resonance fluorescence spectrum and squeezing phenomenon are studied for an adatom near the surface of a periodic or quasi-periodic superlattice film using the surface-dressed optical Bloch equations. The influences of thickness and dielectric properties of each layer composing this film, number of layers, and geometry structures are discussed.