

磁场中窄禁带半导体的高阶光学性质(I)

柳 树 政¹⁾

(北京大学物理系)

1983年11月14日收到

提 要

本文计算了在磁场中,窄禁带半导体的能级和波函数、双光子跃迁的选择定则以及双光子磁吸收系数,并将计算结果与实验进行了比较。

一、引 言

在窄禁带半导体的非线性光学现象中,双光子磁吸收是研究得最普遍的一种^[1-3]。但是迄今为止,除了 Nguyen 等人^[7]简略地讨论了吸收线的强度以外,绝大多数的文献都只是讨论了吸收线的位置。从与实验工作的对照看,对于各吸收线的强度的细致考虑是有必要的。双光子吸收可以看作是介质的三阶非线性极化率的虚部的表现,由这一点我们自然就可以联想到,在双光子吸收线附近,三阶极化率的实部也会有相应的共振结构。在某些情况下,与实部有关的现象的实验观测可能是有意义的。

本文以 InSb 为例,讨论了窄禁带半导体由于价带电子的一次带间(价带-导带)跃迁和一次带内跃迁而导致的双光子磁吸收,以及相应的三阶光学非线性。

二、在磁场中 InSb 的磁能级以及它们之间的跃迁

1. InSb 的磁能级和波函数

根据 Pidgeon^[9]和 Grisar^[2]等人的分析,在磁场中,InSb 类型的窄禁带半导体的有效质量哈密顿量可以写成如下 8×8 的矩阵形式:

$$D = D_0 + D_1 \quad (1)$$

$$D_1 = D_w + D_{k_x} + D_K + D_G. \quad (2)$$

其中 D_0 是 $k_x = 0$ 的“球形对称”部分,它与磁场和晶向的相对取向有关; D_w 是各向异性部分,它与参数 $\Delta\gamma$ 有关; D_{k_x} 是 $k_x \neq 0$ 的部分,因为取 H 在 z 轴方向,所以 k_x 是一个运动常数,它在 D 中作为参量出现; D_K 是线性项,它是闪锌矿结构没有对称中心的结果,可以用参数 K 来描述; D_G 是与参数 G 有关的项,它是由于把价带和导带一起考虑而产生的,也是反演不对称的结果。 D_0 是可以严格求解的,它的解相当于“球形近似”。 D_0 又可以分为两个 4×4 的矩阵

1) 现在中央广播电视大学工作。

$$D_0 = \begin{vmatrix} D_a \\ D_b \end{vmatrix}. \quad (3)$$

如果引入产生算符和消灭算符

$$a^+ = \sqrt{\frac{1}{2s}} (k_x + ik_y),$$

$$a = \sqrt{\frac{1}{2s}} (k_x - ik_y),$$

$$N = a^+ a;$$

则 D_a , D_b 和 D_1 可以表为

$$D_a = \begin{vmatrix} E_g + 2sF\left(N + \frac{1}{2}\right) + \eta s(N+1) & -i\sqrt{s}Pa \\ -\frac{i}{\sqrt{3}}\sqrt{s}Pa^+ & E_g + 2sF\left(N + \frac{1}{2}\right) + \eta s(N+1) \end{vmatrix} \quad \begin{matrix} \text{hermitian} & \text{conjugate} \end{matrix}$$

$$D_a = \begin{vmatrix} -\eta s \left[(\gamma_1 + \gamma_2) \left(N + \frac{1}{2} \right) + \frac{3}{2} \left(\kappa + \frac{9}{4} q \right) \right] & -\eta s \left[(\gamma_1 - \gamma_2) \left(N + \frac{1}{2} \right) - \frac{1}{2} \left(\kappa + \frac{q}{4} \right) \right] \\ -\sqrt{\frac{3}{2}} \eta s (\gamma_2 + \gamma_3) a^{+2} & -i\sqrt{2} \eta s \left[\gamma_2 \left(N + \frac{1}{2} \right) - \eta s \left[\gamma_1 \left(N + \frac{1}{2} \right) - \left(\kappa + \frac{1}{2} \right) \right] - \Delta \right] \end{vmatrix} \quad (4)$$

$$D_b = \begin{vmatrix} E_g + 2sF\left(N + \frac{1}{2}\right) + \eta sN & -\frac{i}{\sqrt{3}}\sqrt{s}Pa \\ -i\sqrt{s}Pa^+ & E_g + 2sF\left(N + \frac{1}{2}\right) + \eta sN \end{vmatrix} \quad \begin{matrix} \text{hermitian} & \text{conjugate} \end{matrix}$$

$$D_b = \begin{vmatrix} -\eta s \left[(\gamma_1 - \gamma_2) \left(N + \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2} \left(\kappa + \frac{q}{4} \right) \right] & -\eta s \left[(\gamma_1 + \gamma_2) \left(N + \frac{1}{2} \right) - \frac{3}{2} \left(\kappa + \frac{9}{4} q \right) \right] \\ -i\sqrt{2} \eta s \left[\gamma_2 \left(N + \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2} \left(\kappa + 1 \right) \right] & -\eta s \left[\gamma_1 \left(N + \frac{1}{2} \right) + \kappa + \frac{1}{2} \right] - \Delta \end{vmatrix} \quad (5)$$

$(F + \frac{\eta}{2})k_z^2$	$-2i\sqrt{s}Gk_za^+$	$i\frac{2}{\sqrt{3}}\sqrt{s}Gk_za$	$-2\sqrt{\frac{2}{3}}sGk_za$	0	$\sqrt{\frac{2}{3}}[Pk_z + sG(a^2 - a^{+2})]$	0	$\frac{i}{\sqrt{3}}[-Pk_z + sG(a^2 - a^{+2})]$
	$\eta\left(\gamma_2 - \frac{\gamma_1}{2}\right)k_z^2$	$\frac{\sqrt{3}\eta s\Delta\gamma a^2}{2} - 2Kk_z$	$i\frac{\sqrt{3}}{2}\eta s\Delta\gamma a^2 + i\sqrt{2}Kk_z$	0	$\sqrt{\frac{2}{3}}[Pk_z + sG(a^2 - a^{+2})]$	$-i\sqrt{6s\eta\gamma_3k_za^+} + i\sqrt{2s}Ka$	$\sqrt{s}Ka - \sqrt{3s\eta\gamma_3k_za^+}$
	$-\eta\left(\gamma_2 + \frac{\gamma_1}{2}\right)k_z^2$		$i\sqrt{2}\eta\gamma_2k_z^2$	$-\frac{1}{2}\eta\gamma_1k_z^2$	$\frac{i}{\sqrt{3}}[Pk_z + sG(a^2 - a^{+2})]$	$i\sqrt{6s\eta\gamma_3k_za^+} + i\sqrt{2s}Ka$	$\sqrt{3s\eta\gamma_3k_za^+}$
				$\frac{i}{\sqrt{3}}[Pk_z + sG(a^2 - a^{+2})]$	$\sqrt{\frac{2}{3}}[Pk_z + sG(a^2 - a^{+2})]$	$-3\eta\sqrt{s\gamma_3k_za} + \sqrt{3s}Ka^+$	0
				$-\frac{i}{\sqrt{3}}\sqrt{s}[Pa + 2Gk_za^+]$	$-\frac{i}{\sqrt{3}}\sqrt{s}[Pa + 2Gk_za^+]$	$-3\eta\sqrt{s\gamma_3k_za} + \sqrt{3s}Ka^+$	$\sqrt{\frac{2}{3}}s[Pa + 2Gk_za^+]$
				$-\eta\left(\gamma_2 + \frac{\gamma_1}{2}\right)k_z^2$		$i\sqrt{s}[-Pa^+ + 2Gk_za]$	$i\sqrt{2}\eta\gamma_2k_z^2$
						$-\sqrt{3s\eta\gamma_3k_za^+} - \sqrt{s}Ka$	$i\sqrt{\frac{3}{2}}\eta s\left[-(\gamma_2 + \frac{\gamma_1}{2})k_z^2 + \gamma_3a^2 + \Delta\gamma a^{+2}\right] - i\sqrt{2}Kk_z$

$D_1 =$

其中 $\eta = \hbar^2/m$; $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \Delta\gamma, \kappa$ 的定义见文献[9]; F, G, K, P 的定义见文献[10]; s, q 的定义见文献[11]. D_a 和 D_b 的解可以分别写成

$$f_a = \begin{bmatrix} f_1 \\ f_3 \\ f_5 \\ f_7 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_1\varphi_n \\ a_3\varphi_{n-1} \\ a_5\varphi_{n+1} \\ a_7\varphi_{n+1} \end{bmatrix}, \quad f_b = \begin{bmatrix} f_2 \\ f_6 \\ f_4 \\ f_8 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_2\varphi_n \\ a_6\varphi_{n-1} \\ a_4\varphi_{n+1} \\ a_8\varphi_{n-1} \end{bmatrix}. \quad (7)$$

这里, φ_n 是能级为 n 的谐振子函数, 系数 a_1, a_3, a_5, a_7 和 a_2, a_6, a_4, a_8 可分别由(4)式和(5)式求出. D_1 作为微扰项来处理.

我们根据这个有效质量哈密顿量, 具体计算了在 $H/(1, 0, 0)$ 和 H 在 0—100 kG 范围内的磁能级的位置与波函数. 各个参数的取值为

$$\begin{aligned} E_g &= 0.2355(\text{eV}), & \Delta &= 0.9(\text{eV}), \\ P^2 &= 0.403(\text{a.u.}), & \gamma_1^L &= 32.5, \\ \gamma_2^L &= 14.3, & \gamma_3^L &= 15.4, \\ \kappa_L &= 13.4, & F &= 0, \\ q &= 0. \end{aligned}$$

2. 磁能级间双光子跃迁的选择定则

我们知道, 在电磁场的作用下, 应将载流子的哈密顿量中 p 换成 $p + \frac{e}{c} \mathbf{A}$. 这里, $\mathbf{A}$ 是电磁场的矢量势. 考虑偶极近似, 电磁波与载流子相互作用的哈密顿量为

$$H' = \frac{e}{c} \mathbf{p} \cdot \mathbf{A} = \frac{e}{c} \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}} \cdot \mathbf{A}.$$

与(1)式相对应, 有效质量的相互作用哈密顿量为

$$H' = \frac{e}{c\hbar} \frac{\partial D}{\partial \mathbf{k}} \cdot \mathbf{A}. \quad (8)$$

利用这个微扰哈密顿量可以求得单光子的跃迁选择定则, 结果如表 1 所示.

表 1

	Δs	Δn	
$E \parallel H, \pi$ 光	0		$0(k_x), \pm 4(W, k_x), \pm 2(K), \pm 6(W, K)$
	-1	+1(s)	$-3, +5(W), -1, +3(k_x, K)$
	+1	-1(s)	$+3, -5(W), +1, -3(k_x, K)$
$E \perp H, \sigma_L$ 光	0	+1(s)	$-3, +5(W), -1, +3(k_x, K)$
	-1		$+2(k_x), -2, +6(W, k_x), 0, +4(K), -4, +8(W, K)$
	+1		$0(k_x), \pm 4(W, k_x), \pm 2(K), \pm 6(W, K)$
$E \perp H, \sigma_R$ 光	0	-1(s)	$+3, -5(W), +1, -3(k_x, K)$
	-1		$0(k_x), \pm 4(W, k_x), \pm 2(K), \pm 6(W, K)$
	+1		$-2(k_x), +2, -6(W, k_x), 0, -4(K), +4, -8(W, K)$

表 1 中 Δs 描述初态和末态“自旋”的变化,即

$$\Delta s = \begin{cases} 0 & a \rightarrow a, b \rightarrow b \\ +1 & b \rightarrow a \\ -1 & a \rightarrow b; \end{cases}$$

括弧内的符号表示引起跃迁的来源, s 表示由 D_0 引起的跃迁, D_K 和 D_G 引起的跃迁是相同的. 由价带到导带的一次带间,一次带内跃迁的选择定则如表 2 所示.

表 2

		Δs	Δn
$E \parallel H, \pi$ 光		0	$-1(s, s)$ $+3, -5(i), +1, -3(j, k)$
		-1	$0(k), \pm 4(i, k), \pm 2(j), \pm 6(i, j)$
		+1	$-2(k), +2, -6(i, k), 0, -4(j), +4, -8(i, j)$
$E \perp H$	$\sigma_L + \sigma_L$	0	$+1(s, s)$ $-3, +5(i), -1, +3(j, k)$
		-1	$+2(k), -2, +6(i, k), 0, +4(j), -4, +8(i, j)$
		+1	$0(k), \pm 4(i, k), \pm 2(j), \pm 6(i, j)$
	$\sigma_R + \sigma_R$	0	$-3(s, s)$ $+1, -7(i), -1, -5(j, k)$
		-1	$-2(k), +2, -6(i, k), 0, -4(j), +4, -8(i, j)$
		+1	$-4(k), 0, -8(i, k), -2, -6(j), +2, -10(i, j)$
	$\sigma_L + \sigma_R$	0	$-1(s, s)$ $+3, -5(i), +1, -3(j, k)$
		-1	$0(k), \pm 4(i, k), \pm 2(j), \pm 6(i, j)$
		+1	$-2(k), +2, -6(i, k), 0, -4(j), +4, -8(i, j)$
	$\pi + \sigma_L$	0	$0(k), \pm 4(i, k), \pm 2(j), \pm 6(i, j)$
		-1	$+1(s, s)$ $-3, +5(i), -1, +3(j, k)$
		+1	$-1(s, s)$ $+3, -5(i), +1, -3(j, k)$
$E, H_{\text{解交}}$	$\pi + \sigma_R$	0	$-2(k), +2, -6(i, k), 0, -4(j), +4, -8(i, j)$
		-1	$+3, -5(i), +1, -3(j, k)$
		+1	$-3(s, s)$ $+1, -7(i), -1, -5(j, k)$

表 2 中 i, j, k 分别表示双光子跃迁一次由 D_0 项引起,另一次由 D_w, D_K, D_{kk} 项引起. 本文只考虑两次都是由“球形项” D_0 引起的跃迁,这是最强的跃迁(表 2 中用 s, s 表示).

所谓一次带间一次带内双光子跃迁,指的是跃迁的中间态处在价带或导带上. 由于 InSb 具有复杂的价带结构,可能的中间态将不只一个. 下面,我们通过一个具体例子来说明可能的跃迁路径. 表 2 中,“ $E \perp H, \sigma_L + \sigma_R, \Delta s = 0, \Delta n = -1$ ”的意思是,当光的偏振方向与磁场方向垂直,并且在跃迁过程中分别吸收了一个 σ_L 光子和一个 σ_R 光子时,可能的跃迁为 $a^\pm(n+1) \rightarrow a^c(n)$ 或 $b^\pm(n+1) \rightarrow b^c(n)$. 对于 $a^+(n+1) \rightarrow$

$a^c(n)$ 的跃迁, 若忽略中间态在自旋分离带的情形, 可能的跃迁路径有六条, 可以用单粒子跃迁表示为

$$a^+(n+1) \left\{ \begin{array}{l} \xrightarrow{\sigma_L} a^+(n+2) \xrightarrow{\sigma_R} \\ \xrightarrow{\sigma_R} a^+(n) \xrightarrow{\sigma_L} \\ \xrightarrow{\sigma_L} a^c(n+1) \xrightarrow{\sigma_R} \\ \xrightarrow{\sigma_R} a^c(n-1) \xrightarrow{\sigma_L} \\ \xrightarrow{\sigma_R} a^-(n) \xrightarrow{\sigma_L} \\ \xrightarrow{\sigma_L} a^-(n+2) \xrightarrow{\sigma_R} \end{array} \right\} a^c(n)$$

我们将跃迁的路径表示在 InSb 的磁能级图上(见图 1)。

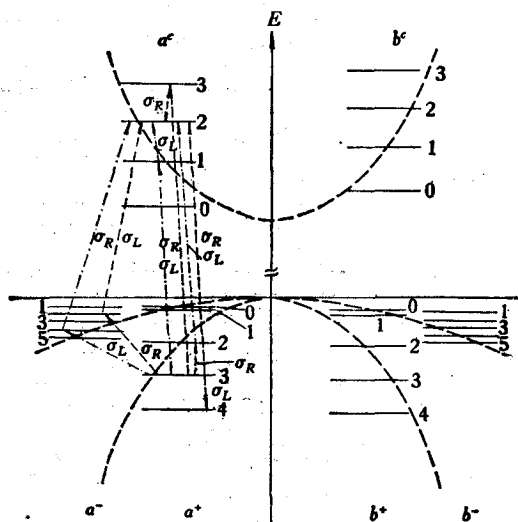


图 1

3. 双光子吸收峰的强度计算

一般双光子跃迁的速率可以写为

$$p = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{fi}|^2 \xi_{fi}(\omega).$$

这里, i 是初态, f 是终态, $\xi_{fi}(\omega)$ 是线型函数, 而

$$M_{fi} = \sum_m \frac{\langle f | H' | m \rangle \langle m | H' | i \rangle}{E_i - E_m + \hbar\omega}.$$

m 是中间态.

在文献[13]中, 对每个磁能级的 x 方向的动能作抛物近似, 并假定能级的宽度为 Γ , 从而求得在双光子跃迁共振点附近, 双光子磁吸收系数为

Faraday 位形

表 3

编号	类型	跃迁标记	$\bar{\nu}_1 = 1045\text{cm}^{-1}$			$\bar{\nu}_2 = 973.5\text{cm}^{-1}$		
			$H_{\text{res}}(\text{kG})$	$W(\times 10^{-30}\text{P}^4)$	$H_{\text{res}} \cdot W$	$H_{\text{res}}(\text{kG})$	$W(10^{-30}\text{P}^4)$	$H_{\text{res}} \cdot W$
1	W_{+-+}	$a^+(1) \rightarrow a^c(0)$	49.5	0.45	22	12.4	2.7	33
2		$a^+(2) \rightarrow a^c(1)$	12.7	2.2	28	3.3	0.86	2.8
3		$a^-(2) \rightarrow a^c(1)$	22.7	0.39	8.9	5.7	0.18	1.0
4		$b^+(1) \rightarrow b^c(0)$	22.2	10	2.2×10^2	5.6	4.3	24
5		$b^+(2) \rightarrow b^c(1)$	9.2	3.2	29	2.3	1.2	2.8
6		$b^-(2) \rightarrow b^c(1)$	18.2	0.91	17	4.7	1.5	7.1
7	W_{++++}	$a^+(3) \rightarrow a^c(0)$	13.2	0.74	9.8	3.6	0.21	0.76
8		$a^-(3) \rightarrow a^c(0)$	68.5	8.2	5.6×10^2	17.3	0.029	0.50
9		$b^+(3) \rightarrow b^c(0)$	10.2	3.8	39	2.4	1.9	4.6
10		$b^-(3) \rightarrow b^c(0)$	43.0	0.68	29	11.9	1.3	15
11	W_{----}	$a^+(0) \rightarrow a^c(1)$	23.1	0.22	5.1	5.8	0.069	0.40
12		$b^+(0) \rightarrow b^c(1)$	18.0	10	1.8×10^2	4.7	6.8	32
13	W_{zzzz}	$a^+(1) \rightarrow a^c(0)$	49.5	5.0	2.5×10^2	12.4	1.2	15
14		$a^+(2) \rightarrow a^c(1)$	12.7	7.8	99	3.3	3.7	12
15		$a^-(2) \rightarrow a^c(1)$	22.7	6.5	1.5×10^2	5.7	4.2	24
16		$b^+(1) \rightarrow b^c(0)$	22.2	2.3	51	5.6	0.68	3.8
17		$b^+(2) \rightarrow b^c(1)$	9.2	3.8	35	2.3	1.1	2.5
18		$b^-(2) \rightarrow b^c(1)$	18.2	0.011	0.20	4.7	0.0025	0.12
19	W_{z++z}	$a^+(1) \rightarrow b^c(0)$	32.5	0.95	31	7.9	1.2	9.5
20		$a^+(2) \rightarrow b^c(1)$	11.3	1.8	20	2.8	0.80	2.2
21		$a^-(2) \rightarrow b^c(1)$	18.5	1.8	33	4.5	1.2	5.4
22		$b^+(3) \rightarrow a^c(0)$	11.4	0.51	5.8	2.8	0.26	0.73
23		$b^-(3) \rightarrow a^c(0)$	76.5	0.98	75	18.8	0.069	1.3
24	W_{z---z}	$a^+(0) \rightarrow b^c(1)$	19.0	2.7	51	4.6	0.84	3.9
25		$a^+(1) \rightarrow b^c(2)$	13.2	2.6	34	2.6	0.63	1.6
26		$a^+(2) \rightarrow b^c(3)$	6.6	0.61	4.0	1.5	0.22	0.33
27		$a^-(2) \rightarrow b^c(3)$	8.6	0.34	2.9	2.0	0.16	0.32
28		$b^+(1) \rightarrow a^c(0)$	29.6	1.9	56	7.3	1.4	10
29		$b^+(2) \rightarrow a^c(1)$	10.6	0.10	1.1	2.6	0.092	0.24
30		$b^-(2) \rightarrow a^c(1)$	23.4	3.4	80	5.7	1.8	10
31	W_{zz+-}	$a^+(1) \rightarrow a^c(0)$	49.5	$-0.30 + 1.5i$	$-15 + 74i$	12.4	$-1.8 - 0.043i$	$-2.2 - 0.53i$
32		$a^+(2) \rightarrow a^c(1)$	12.7	$3.9 + 1.4i$	$50 + 18i$	3.3	$1.7 + 0.62i$	$5.6 + 2.0i$
33		$a^-(2) \rightarrow a^c(1)$	22.7	$-1.5 - 0.52i$	$-34 - 12i$	5.7	$-0.42 - 0.76i$	$-2.4 - 4.3i$
34		$b^+(1) \rightarrow b^c(0)$	22.2	$3.7 - 3.2i$	$82 - 71i$	5.6	$1.3 - 1.2i$	$7.3 - 6.7i$
35		$b^+(2) \rightarrow b^c(1)$	9.2	$3.4 + 0.87i$	$31 + 8.0i$	2.3	$1.1 + 0.33i$	$2.5 + 0.76i$
36		$b^-(2) \rightarrow b^c(1)$	18.2	$-0.038 - 0.090i$	$-0.69 - 1.6i$	4.7	$0.012 - 0.060i$	$0.056 - 0.28i$

$$\alpha = \frac{\alpha_R + \alpha_L}{2} = \frac{e^5 E^2 \sqrt{m_{fi,0/2}^*}}{4c^2 \hbar^4 m^4 \omega^3 |\bar{\eta}|} \cdot H \cdot (W_{++++} + W_{----} + 4W_{+-+-}) \\ \times \operatorname{Im} \left(\frac{i}{\sqrt{2\hbar\delta\omega + i\hbar\Gamma_{fi}}} \right),$$

Voigt 位形

$$\alpha = \frac{\alpha_{\perp} + \alpha_{\parallel}}{2} = \frac{e^5 E^2 \sqrt{m_{fi,0/2}^*}}{4c^2 \hbar^4 m^4 \omega^3 |\bar{\eta}|} \cdot H \cdot \left[W_{zzzz} + W_{+-+-} + \frac{1}{4} (W_{++++} \right. \\ \left. + W_{----}) + 2(W_{z+++} + W_{z---}) + 2\operatorname{Re}(W_{zz+-}) \right] \cdot \operatorname{Im} \left(\frac{i}{\sqrt{2\hbar\delta\omega + i\hbar\Gamma_{fi}}} \right). \quad (9)$$

其中各量的含义是 $\frac{1}{m_{fi,0}^*} = \frac{1}{m_{f,0}^*} + \frac{1}{m_{i,0}^*}$, $m_{f,0}^*$ 和 $m_{i,0}^*$ 分别是载流子在终态和初态能级上,且 $k_x = 0$ 时的有效质量; $\Gamma_{fi} = \Gamma_f + \Gamma_i$; $\delta\omega$ 是双光子共振的失谐度, $2\hbar\delta\omega = 2\hbar\omega - (E_{f,0} - E_{i,0})$; 可是两种偏振光复折射率 η 的平均值. W 的意义将在文献[13]中再具体说明. 表 3 是 W 在紧靠带边的几个跃迁的共振点上的值.

跃迁的共振点可以从图 2 求出, 其中曲线代表不同跃迁的 $E_{f,0} - E_{i,0}$ 随 H 的变化, 平行于横轴的虚线表示 $2\hbar\omega$ 值, 两者的交点确定了发生共振时的磁场值 H_{res} . 文献[13]图 2 表示双光子吸收峰的线型, 它显示出双光子吸收峰的位置并不与共振峰的位置 H_{res} 重合.

表 4 Faraday 位形

编 号	类型	跃迁标记	$\tilde{\nu}_1 = 1045\text{cm}^{-1}$		$\tilde{\nu}_2 = 973.5\text{cm}^{-1}$	
			$H_{\text{res}}(\text{kG})$	$\left(\alpha \cdot \frac{\omega^3}{E^2}\right)_{\text{rel}}$	$H_{\text{res}}(\text{kG})$	$\left(\alpha \cdot \frac{\omega^3}{E^2}\right)_{\text{rel}}$
1	W_{+-+-}	$a^+(1) \rightarrow a^c(0)$	49.5	88	12.4	1.3×10^2
2		$a^+(2) \rightarrow a^c(1)$	12.7	1.1×10^2	3.3	11
3		$a^-(2) \rightarrow a^c(1)$	22.7	36	5.7	4.0
4		$b^+(1) \rightarrow b^c(0)$	22.2	8.8×10^2	5.6	96
5		$b^+(2) \rightarrow b^c(1)$	9.2	1.2×10^2	2.3	11
6		$b^-(2) \rightarrow b^c(1)$	18.2	68	4.7	28
7	W_{++++}	$a^+(3) \rightarrow a^c(0)$	13.2	9.8	3.6	0.76
8		$a^-(3) \rightarrow a^c(0)$	68.5	5.6×10^2	17.3	0.50
9		$b^+(3) \rightarrow b^c(0)$	10.2	39	2.4	4.6
10		$b^-(3) \rightarrow b^c(0)$	43.0	29	11.9	15
11	W_{----}	$a^+(0) \rightarrow a^c(1)$	23.1	5.1	5.8	0.40
12		$b^+(0) \rightarrow b^c(1)$	18.0	1.8×10^2	4.7	32

由于各个 W 值对应的选择定则不同,而不同的选择定则导致不同的共振点,所以(9)式右边各项分别在不同的共振点起作用. 由表 4 和表 5 可以得到 $\alpha \cdot \frac{\omega^3}{E^2}$ 在紧靠带边的几个

表 5 Voigt 位形

编 号	类型	跃迁标记	$\bar{\nu}_1 = 1045\text{cm}^{-1}$		$\bar{\nu}_2 = 973.5\text{cm}^{-1}$	
			$H_{\text{res}}(\text{kG})$	$\left(\alpha \cdot \frac{\omega^3}{E^2}\right)_{\text{rel}}$	$H_{\text{res}}(\text{kG})$	$\left(\alpha \cdot \frac{\omega^3}{E^2}\right)_{\text{rel}}$
1	W_{xxxx} W_{+-+-} W_{xx+-}	$a^+(1) \rightarrow a^c(0)$	49.5	2.4×10^2	12.4	4.0
2		$a^+(2) \rightarrow a^c(1)$	12.7	2.3×10^2	3.3	26
3		$a^-(2) \rightarrow a^c(1)$	22.7	91	5.7	20
4		$b^+(1) \rightarrow b^c(0)$	22.2	4.4×10^2	5.6	42
5		$b^+(2) \rightarrow b^c(1)$	9.2	1.3×10^2	2.3	10
6		$b^-(2) \rightarrow b^c(1)$	18.2	16	4.7	7.3
7	W_{++++}	$a^+(3) \rightarrow a^c(0)$	13.2	2.5	3.6	0.19
8		$a^-(3) \rightarrow a^c(0)$	68.5	1.4×10^2	17.3	0.13
9		$b^+(3) \rightarrow b^c(0)$	10.2	9.8	2.4	1.2
10		$b^-(3) \rightarrow b^c(0)$	43.0	7.3	11.9	3.8
11	W_{----}	$a^+(0) \rightarrow a^c(1)$	23.1	1.3	5.8	0.10
12		$b^+(0) \rightarrow b^c(1)$	18.0	45	4.7	8.0
13	W_{x+++}	$a^+(1) \rightarrow b^c(0)$	32.5	62	7.9	19
14		$a^+(2) \rightarrow b^c(1)$	11.3	40	2.8	4.4
15		$a^-(2) \rightarrow b^c(1)$	18.5	66	4.5	11
16		$b^+(3) \rightarrow a^c(0)$	11.4	12	2.8	1.5
17		$b^-(3) \rightarrow a^c(0)$	76.5	1.5×10^2	18.8	2.6
18	W_{x---x}	$a^+(0) \rightarrow b^c(1)$	19.0	1.0×10^2	4.6	7.8
19		$a^+(1) \rightarrow b^c(2)$	13.2	68	2.6	3.2
20		$a^+(2) \rightarrow b^c(3)$	6.6	8.0	1.5	0.66
21		$a^-(2) \rightarrow b^c(3)$	8.6	5.8	2.0	0.64
22		$b^+(1) \rightarrow a^c(0)$	29.6	1.1×10^2	7.3	20
23		$b^+(2) \rightarrow a^c(1)$	10.6	2.2	2.6	0.48
24		$b^-(2) \rightarrow a^c(1)$	23.4	1.6×10^2	5.7	20

跃迁共振点上的相对值。

4. 与双光子磁吸收实验的比较

由表 4 和表 5 可以看出,在同一频率下, α/E^2 值对于不同的跃迁差别很大。这是能带量子效应的反映。我们将表 4 列出的双光子共振的位置与光电导法测定的结果进行了比较,并且将比较的结果按计算出的强度的大小,由大到小排列在表 6 和表 7 中。这里,实验的误差为 5%,磁场的变化范围是 0—40kG。

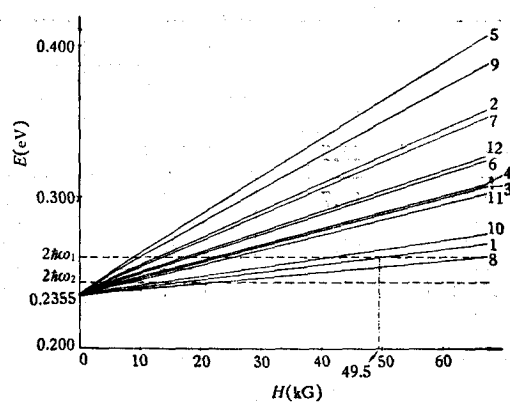


图 2

表 6 $\tilde{\nu}_1 = 1045\text{cm}^{-1}$

编 号	4	8	12	5	2	1	6	9	3	10	7	11
理论值(kG)	22.2	68.5	18.0	9.2	12.7	49.5	18.2	10.2	22.7	43.0	13.2	23.1
实验值(kG)	21.3	—	18.2	8.5		—	18.2	10.6	23.1	—		23.1

表 7 $\tilde{\nu} = 973.5\text{cm}^{-1}$

编 号	1	4	12	6	10	2	5	9	3	7	8	11
理论值(kG)	12.4	5.6	4.7	4.7	11.9	3.3	2.3	2.4	5.7	3.6	17.3	5.8
实验值(kG)	13.7	6.8	4.9	4.9	13.7	3.3			6.8	3.7	17.8	6.8

除此之外,在实验中观测到的吸收线还有

$\tilde{\nu}_1 = 1045\text{cm}^{-1}$ 时: 3.7, 7.3, 16.8, 33.3kG;

$\tilde{\nu}_2 = 973.5\text{cm}^{-1}$ 时: 3.8, 10.0, 17.8, 22.5, 32.0kG.

由这些结果可以看出,对表 4 中强度较大的谱线,理论计算的谱线位置与实验结果符合较好;而对强度较小的谱线,在实验中往往没有观察到. 这说明强度的计算有助于判断吸收线的跃迁性质.

三、小 结

从以上讨论看到,对于强度较大的谱线,理论计算的谱线位置与实验是符合得较好. 关于强度的比较,由于过去的实验工作在这方面并无定量的结果,所以难以进行更准确的比较. 最近, Goodwin 等人^[12]发表了用连续激光测量的双光子磁吸收. 用这样的实验方法应该可以得到更准确的双光子磁吸收强度的值. 这样的实验数据与理论比较,将是更为有利的.

可以提出一个问题,带间-带间跃迁,即先由价带跃迁到其他更高的导带作为中间态,

再跃迁到导带, 这样的跃迁几率有多大? 下面简单的估计说明它是可以忽略的: 对于 InSb 来说, 紧靠 Γ_6 导带的是 Γ_7 , Γ_8 导带, 其波函数和磁能级可以类比于价带来考虑, 其跃迁矩阵元的数量级与 P 相等; 由于 Γ_7 , Γ_8 导带与价带顶之间的距离, 比禁带宽度大一个数量级以上, 所以带间-带间跃迁的跃迁几率, 比一次带间一次带内跃迁小很多。

本文是在甘子钊副教授指导下完成的研究生毕业论文的一部分。北京大学物理系能谱研究室王学忠等同志提供了实验数据。一并表示感谢。

参 考 文 献

- [1] U. Zawadzki, J. Dlasak, *J. Phys. C*, 9(1976), L663.
- [2] R. Grisar *et al.*, *Phys. Rev. B*, 18 (1978), 4335.
- [3] K. J. Button *et al.*, *Phys. Rev. Letters*, 17(1966), 1005.
- [4] R. L. Bell, K. J. Rogers, *Phys. Rev.*, 152(1966), 746.
- [5] M. Weiler *et al.*, *Phys. Rev.*, 184(1969), 709.
- [6] Karji Kubota, *J. Phys. Soc. Japan*, 29(1970), 986.
- [7] V. T. Nguyen *et al.*, *Phys. Rev. Letters*, 26 (1971), 1171.
- [8] S. K. Manlief, E. D. Palik, *Solid State Commun.*, 12(1973), 1071.
- [9] C. R. Pidgeon, R. N. Brown, *Phys. Rev.*, 146(1966), 575.
- [10] E. O. Kane, *J. Phys. Chem. Solids*, 1(1956), 249.
- [11] J. M. Luttinger, *Phys. Rev.*, 102 (1956), 1030.
- [12] M. W. Goodwin *et al.*, *Phys. Rev. B*, 25(1982), 6300.
- [13] 柳树政, 本刊本期.

ON THE HIGH ORDER OPTICAL PROPERTIES OF NARROW-GAP SEMICONDUCTOR IN A MAGNETIC FIELD (I)

LIU SHU-ZHENG

(Department of Physics, Peking University)

ABSTRACT

In this paper, we have calculated the energy levels and wave functions, selection rules of two-photon transition and two-photon magnetoabsorption of narrow-gap semiconductor in a magnetic field. The comparison of theoretical result and experimental spectra is given.