

# 量子阱中光致热电子荧光的偏振和 轻重空穴混合\*

黄 昆 朱邦芬

(中国科学院半导体研究所, 北京, 100083)

1990 年 11 月 21 日收到

本文在考虑量子阱中轻重空穴混合效应的理论基础上, 导出线偏振激光激发的热电子荧光的偏振度。结果和 B. P. Zakharchenya 等及 D. N. Mirlin 等最近采用的, 直接从三维体材料理论移植过来的公式有很大的不同。本文进一步导出, 存在无规化准弹性散射和有外加垂直磁场时, 引起的附加退偏振因子。根据理论和实验的比较, 可以求获 LO-声子非弹性散射及无规化准弹性散射的时间常数。以文献中发表的一项实验结果为例, 具体给出两种散射的时间常数。

## 一、引言

由线偏振激光所激发的热电子, 它们的动量(为简便起见, “准动量”简称动量)分布具有一定的定向性。这样的热电子, 未经散射而发射的荧光将呈现一定的偏振性。V. D. Dymnikov 等<sup>[1]</sup> 和 B. P. Zakharchenya 等<sup>[2]</sup> 早已在三维体材料中, 从实验和理论上研究过这种现象。最近 B. P. Zakharchenya 等在文献[3]中, D. N. Mirlin 在 20 届国际半导体会议上<sup>[4]</sup>, 报道了在 P-型 GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As 多量子阱的样品中研究这种现象的结果。但是, 所进行的理论分析是根据一个从过去为三维体材料所发展的理论移植过来的公式; 即把三维的电子动量分布公式直接用于量子阱中的电子, 仅把阱宽方向的波数取为量子化值(对应最低电子子带)。

线偏振光激发的热电子具有定向性的动量分布, 是和价带结构的复杂性(带顶的四重简并和轻重空穴)分不开的。上述三维体材料的理论是以体材料的重空穴带为依据的。然而, 我们知道<sup>[5]</sup>, 在量子阱中, 空穴的能带发生了以轻重空穴态混合为特征的根本变化。把三维材料的理论简单移植到量子阱, 则意味着忽略了轻重空穴混合的效应。

本文将在轻重空穴混合的理论基础上, 导出线偏振激光在量子阱中激发的热电子荧光的偏振度, 并具体以图线的形式给出偏振度与热电子能量的函数关系。

上述的实验把测量集中于荧光谱的高能端, 以这种方法排除曾受 LO-声子散射的电子。但是, 热电子在受 LO-声子散射之前, 还可能遭受使它运动方向发生变化的弹性或近弹性散射。这样的电子将失去或部分失去动量分布的方向性, 而又不为以上实验观测

\* 国家自然科学基金资助项目。

所排除。在一般情况下,对实验的分析,显然需要考虑,存在这类无规化准弹性散射的可能性,文献[3,4]特别报道了加垂直磁场下的实验,并利用其结果求得LO-声子散射的时间常数。上述无规化准弹性散射对磁场下实验的解释也有直接的影响。为此,在四、五节中,进一步讨论加有垂直磁场,并存在无规化准弹性散射的条件下,热电子荧光偏振度的计算,导出在这种情况下所产生的附加退偏振因子。最后,以文献[3,4]的实验结果为例,说明由实验和以上理论的比较,可以分别求得LO-声子非弹性散射以及无规化准弹性散射的时间常数。

## 二、线偏振光激发的热载流子的动量分布

对量子阱中空穴在二维平面内的运动将采取各向同性近似,即采用下列形式的Luttinger-Kohn哈密顿量:

$$H_{LK} = \frac{\hbar^2}{2m} \begin{bmatrix} P_1 & Q & R & 0 \\ Q^* & P_2 & 0 & R \\ R^* & 0 & P_2 & -Q \\ 0 & R^* & -Q^* & P_1 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中,取量子阱平面为xy面,如以**k**表示算符:

$$\mathbf{k} = \left( \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial x}, \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial y}, \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial z} \right),$$

则

$$\left. \begin{array}{l} P_1 = (\gamma_1 + \gamma_2)k_y^2 + (\gamma_1 - 2\gamma_2)k_z^2 \\ P_2 = (\gamma_1 - \gamma_2)k_y^2 + (\gamma_1 + 2\gamma_2)k_z^2 \\ Q = -i[2\sqrt{3}\gamma_3 k_x(k_x - ik_y)] \\ R = \sqrt{3}\gamma(k_x - ik_y)^2. \end{array} \right\} \quad (2)$$

以下在GaAs量子阱的计算中,各材料参数取值为:

$$\gamma_1 = 6.85, \gamma_2 = 2.1, \gamma_3 = 2.9, \gamma = 2.5. \quad (3)$$

(2)式中**k<sub>ll</sub>**表示**k**在xy面内的投影。

在量子阱的限制下,从以上哈密顿得到一系列代表xy面内二维运动的子能带,可以证明,一个子带内具有二维波数**k<sub>ll</sub>(k<sub>ll</sub>,θ)**的空穴波函数具有以下的形式:

$$H^+ = \begin{bmatrix} a(k_{ll}, z)e^{-i\theta} \\ b(k_{ll}, z) \\ c(k_{ll}, z)e^{i\theta} \\ d(k_{ll}, z)e^{2i\theta} \end{bmatrix} e^{ik_{ll} \cdot \mathbf{x}}, \quad (4)$$

或是

$$H^- = \begin{bmatrix} d(k_{ll}, z)e^{-i\theta} \\ c(k_{ll}, z) \\ b(k_{ll}, z)e^{i\theta} \\ a(k_{ll}, z)e^{2i\theta} \end{bmatrix} e^{ik_{ll} \cdot \mathbf{x}}. \quad (5)$$

$H^+$  和  $H^-$  代表一对简并态,  $(k_{\parallel}, \theta)$  表示  $\mathbf{k}_{\parallel}$  的极坐标。 $a, b, c, d$  是只依赖绝对值  $k_{\parallel}$  的,  $z$  的函数。作为  $z$  的函数, 它们交替为奇和偶宇称函数; 为了明确起见, 将以  $a$  和  $c$  为奇宇称,  $b$  和  $d$  为偶宇称(这只是意味着, 把一对简并态中, 哪一个称  $H^+$ , 哪一个称  $H^-$ , 规定下来)。

下面就将根据以(4)和(5)表示的空穴波函数计算线偏振光激发的热载流子的动量分布。值得指出, 这样作就包含着轻重空穴混合的效应。设想以无穷势垒近似求解量子阱中的空穴态, 最容易看到这一点。例如, 以空穴和电子相比, 在导带电子的情形, 只要把  $+k_{\parallel}$  和  $-k_{\parallel}$  的波函数相叠加就可以满足在两边界势垒处为零的要求, 然而, 对应 Luttinger-Kohn 哈密顿的空穴波函数是 4 分量的旋量波函数, 要在两个边界使 4 个分量都为 0, 仅仅依靠  $\pm k_{\parallel}$  的重空穴, 或仅仅依靠  $\pm k_{\parallel}$  的轻空穴波函数的叠加, 是无法满足的。满足边界条件的空穴波函数是把本征值相同的轻空穴波函数( $\pm k_{\parallel}$  的  $H^{\pm}$  函数)和重空穴波函数( $\pm k_{\parallel}$  的  $H^{\pm}$  函数)组合起来求得的<sup>[7]</sup>。换句话说, (4)和(5)式表示的空穴波函数本身包含着轻重空穴的混合。

为了与现有实验<sup>[3,4]</sup>作比较, 以下集中考虑重空穴子带 HH1 和导带子带 CB1 之间, 线偏振激光产生的热电子的荧光。图 1 形象地绘出两个子带能量  $E_{HH1}$  和  $E_{CB1}$  对波数  $k_{\parallel}$  的色散关系。光激发电子自 HH1 至 CB1 的跃迁可以认为是竖直的(即  $k_{\parallel}$  不变)。这样, 由图可见, 由于跃迁能量必须等于激光光子的能量  $\hbar\omega_0$ , 激发电子的  $k_{\parallel}$  将落在

$$|k_{\parallel}| = k_{\parallel}^0$$

的圆周上,  $k_{\parallel}^0$  的值由

$$E_{CB1}(k_{\parallel}^0) - E_{HH1}(k_{\parallel}^0) = \hbar\omega_0 \quad (6)$$

决定。

光跃迁的几率是由光跃迁的矩阵元平方和态密度的乘积决定的。在  $|k_{\parallel}| = k_{\parallel}^0$  的圆周各处, 态密度显然是一样的, 即与  $k_{\parallel}$  的方向角  $\theta$  无关。所以光激发热电子的动量分布的方向性(即随  $\theta$  的变化), 来自光跃迁的矩阵元。

(4)和(5)式的空穴波函数是有效质量理论中的包络函数, 与导带之间的光跃迁矩阵元的计算, 必须采用相应的布洛赫函数, 即(4)、(5)式的各分量要乘以相应的带边函数:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\sqrt{2}} (X + iY) \uparrow \\ \frac{i}{\sqrt{6}} [(X + iY) \downarrow - 2Z \uparrow] \\ \frac{1}{\sqrt{6}} [(X - iY) \uparrow + 2Z \downarrow] \end{array} \right. \quad (7)$$

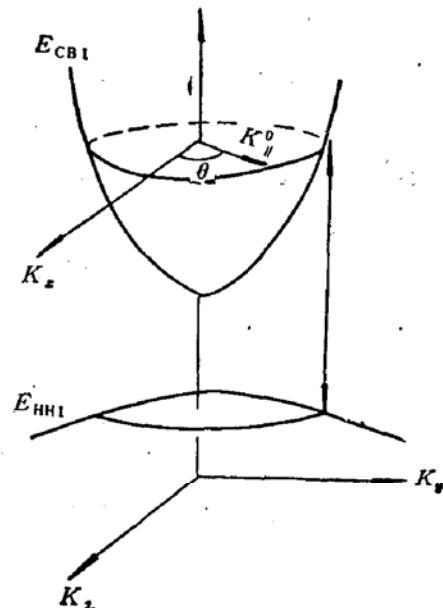


图 1 HH1-CB1 光跃迁示意图

$$\left| \frac{i}{\sqrt{2}} [X - iY] \downarrow \right.$$

$X$ 、 $Y$ 、 $Z$  表示具有晶格周期性的空间函数，在  $T_d$  群的变换中，它们具有坐标  $x$ 、 $y$ 、 $z$  的对称性； $\uparrow$  和  $\downarrow$  代表自旋态。

电子的包络函数具有以下的简单形式：

$$\varphi(z) e^{ik_{\parallel} z}, \quad (8)$$

带边函数可以写成

$$S^{\uparrow} \text{ 和 } S^{\downarrow} \quad (9)$$

$S$  为具有晶格周期性，在  $T_d$  群变换中全对称的函数。

光跃迁的矩阵元，除去常数因子，可以归结为动量算符  $\mathbf{P}$  的矩阵元。在求动量算符  $\mathbf{P}$  在空穴和电子波函数之间的矩阵元时，由于带边函数具有晶格周期性，而包络函数在一个周期内是缓变的，一般可以先作一个原胞之内  $\mathbf{P}$  在带边函数间的矩阵元；由于  $X$ 、 $Y$ 、 $Z$  和  $S$  的对称性，带边函数间  $\mathbf{P}$  的不为 0 的矩阵元只有

$$\langle S | P_x | X \rangle = \langle S | P_y | Y \rangle = \langle S | P_z | Z \rangle, \quad (10)$$

与它们对应的光跃迁矩阵元将以  $M$  表示。

现在具体考虑偏振沿  $x$  方向的光激发的跃迁矩阵元。根据(10)式，空穴的带边函数(7)之中，只有含  $X$  的项才有贡献。在作电子和空穴包络函数之间的积分时，再考虑到 CB1 子带的电子波函数的  $\varphi(z)$  具有偶宇称，就得到空穴的  $H^+$  态只和自旋向下 CB1 电子有不为 0 的矩阵元：

$$\frac{iM}{\sqrt{2}} \left[ \frac{1}{\sqrt{3}} \langle \varphi | b \rangle + \langle \varphi | d \rangle e^{2i\theta} \right]. \quad (11)$$

空穴的  $H^-$  态只有和自旋向上的 CB1 电子有不为 0 的矩阵元：

$$\frac{M}{\sqrt{2}} \left[ \frac{1}{\sqrt{3}} \langle \varphi | b \rangle e^{i\theta} + \langle \varphi | d \rangle e^{-i\theta} \right]. \quad (12)$$

两式中  $\langle \varphi | b \rangle$  和  $\langle \varphi | d \rangle$  表示电子和空穴函数之间的重叠积分。两种情况的跃迁矩阵元的绝对平方值是一样的，都可以写成

$$A^2 + B^2 + 2AB \cos 2\theta, \quad (13)$$

其中

$$\begin{aligned} A^2 + B^2 &= M^2 [\langle \varphi | d \rangle^2 / 2 + \langle \varphi | b \rangle^2 / 6] \\ AB &= M^2 [\langle \varphi | b \rangle \langle \varphi | d \rangle / 2 \sqrt{3}] \end{aligned} \quad (14)$$

(13)式给出沿  $x$  方向的线偏振激光所激发的电子的动量的角分布。这种角分布密切依赖于  $k_{\parallel}^0$  的值，因为空穴的各分量函数  $a$ 、 $b$ 、 $c$ 、 $d$  都是依赖于  $k_{\parallel}$  的函数。特别是在  $k_{\parallel}$  趋于零时， $a$ 、 $b$ 、 $c$ 、 $d$  中只有一个分量不为 0<sup>④</sup>，根据(14)式， $AB = 0$ ，动量分布(13)将不呈现任何方向性。只有  $k_{\parallel}$  不是很小(与  $\pi/L$  比， $L$  为阱宽)，空穴的  $b$  和  $d$  分量相差不小于悬殊时，热电子的动量分布才呈现显著的方向性。

### 三、热电子荧光的偏振度

我们按文献[3,4]的作法，以  $I_x$  和  $I_y$  分别表示热电子发射  $x$  偏振和  $y$  偏振的荧光强

度，把

$$P = \frac{(I_x - I_y)}{(I_x + I_y)} \quad (15)$$

表征热电子荧光的偏振度。在上节的基础上，很容易求得  $P$  的值，因为(13)式既描述了  $x$  偏振激光激发的热电子的  $\mathbf{k}_\parallel$  分布，同时也给出波数  $\mathbf{k}_\parallel$  的电子发射  $x$  偏振荧光的几率（除去一个常数因子）。所以，可以写：

$$I_x \propto \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (A^2 + B^2 + 2AB \cos 2\theta)^2 d\theta \quad (16)$$

$y$  偏振的光跃迁矩阵元的推导和  $x$  偏振的情形完全相似，只是空穴带边函数中含  $Y$  的项取代了含  $X$  的项，结果也可以用(14)式定义的  $A$  和  $B$  表示为

$$A^2 + B^2 - 2AB \cos 2\theta. \quad (17)$$

平行于(16)式的  $I_x$ ，把热电子角分布的(13)式和(17)式的矩阵元平方值结合得到

$$I_y \propto \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (A^2 + B^2 + 2AB \cos 2\theta)(A^2 + B^2 - 2AB \cos 2\theta) d\theta \quad (18)$$

由(16)和(18)，直接得到

$$P = \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y} = \frac{2A^2B^2}{(A^2 + B^2)^2}. \quad (19)$$

$P$  的大小决定于  $A$  和  $B$  的比值，在  $A = B$  时达极大值  $1/2$ 。

$P$  值的具体计算要用到电子和空穴在量子阱中的波函数，只能用数值计算方法，而且，既依赖于  $k_\parallel^0$  的值，又依赖于阱宽  $L$ 。采用无穷势垒近似<sup>[7]</sup>可以使问题简化，电子和空穴波函数的重叠积分，因而最后算出的偏振度  $P$ ，将只依赖于以  $(\pi/L)$  为单位表示的  $k_\parallel$  值。

图 2 中的实线是对 GaAs 量子阱，采用无穷势垒近似求得空穴、电子波函数，然后根据(19)式计算的偏振度  $P$ 。图线横轴的变数取为以  $\pi/L$  为单位的  $k_\parallel^0$  的平方值。

为了便于和文献[3,4]的报道作直接比较，按照该文献中所用的  $L = 70\text{\AA}$  的量子阱，在图线的上边缘又以  $70\text{\AA}$  宽的量子阱中的热电子能量：

$$\frac{\hbar^2 k_{\parallel 0}^2}{2m^*}$$

标注了横坐标。

文献[3,4]报道的实验结果表明，线偏振激发的，能量为  $60\text{meV}$  的热电子，所发射荧光的偏振度为  $0.06$ ，与图 2 读出的理论预期值相差几乎达到 5 倍。为慎重起见，另外又特别对  $70\text{\AA}$  量子阱，作了按照实际有限势垒的计算，结果以虚线表示在图 2 上（这条图线只适用于  $70\text{\AA}$  的量子阱，以上边缘的横坐标为准）。由图可见，对  $60\text{meV}$  的热电子，有限势垒和无穷势垒的计算结果相差很少。

文献[3,4]的实验结果和从三维简单移植过来的公式比较符合。但是，鉴于近年来量子阱中轻重空穴混合的理论已经完全确立，而以上的分析表明，轻重空穴混合效应对热电

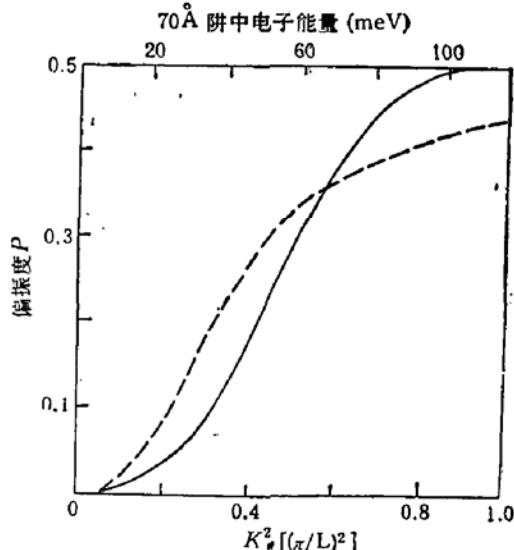


图 2 热光荧光的偏振度

子的动量角分布及其荧光的偏振有决定的影响, 所以文献[3, 4]所报道与理论的符合似乎 是难以说明问题的。

#### 四、准弹性无规化散射的退偏振作用

文献[3, 4]把测量集中于荧光谱的高能端, 以排除已遭受 LO-声子非弹性散射的热电子的影响。出现这样测得的荧光偏振度远低于理论预期值的情况, 自然令人考虑, 即使未受 LO-声子散射的电子, 还可能因其它准弹性散射而丧失其动量分布的方向性。下面将推导存在这类破坏电子运动方向性的准弹性散射, 对热电子荧光的偏振度的影响。

不同的准弹性散射机构, 对改变电子运动方向来说, 效果强弱不一。我们将以唯象的方法来概括各种准弹性散射的总效果, 即引入一个无规化散射时间  $\tau_0$ ; 它表示由于各种准弹性散射, 使一个电子失去原来方向成为完全随机的平均时间。为讨论的方便, 这种综合效果将形象化为一种“无规化散射”, 以  $\tau_0$  为其时间常数。

设想在时间  $t = 0$ , 由激光激发  $N_0$  个热电子。经时间  $t$  后, 除一部分经 LO-声子散射而被排除外, 我们把未受 LO-声子散射, 因而是对荧光测量仍有效的电子分为完全未受散射的和受过“无规化散射”的两类, 分别以  $U(t)$  和  $V(t)$  代表它们的数目。

$U(t)$  和  $V(t)$  显然应满足以下方程:

$$\frac{dU}{dt} = -\lambda U - \mu U, \quad (20)$$

$$\frac{dV}{dt} = -\lambda V + \mu U. \quad (21)$$

$\lambda$  和  $\mu = 1/\tau_0$  分别代表 LO-声子非弹性散射率和无规化散射率。(20)式表示两种散射都会使未受散射的电子减少;(21)式则表明, 只受过准弹性散射的电子数一方面因非弹性散射而减少, 又由原未受散射的电子遭无规化散射而增加。已曾受无规化散射的电子再受无规化散射并不改变  $V(t)$  的数目。由初始条件,  $U(0) = N_0$ ,  $V(0) = 0$ , 求得以上方程的解:

$$\left. \begin{aligned} U(t) &= N_0 e^{-(\lambda+\mu)t} \\ V(t) &= N_0 [e^{-\lambda t} - e^{-(\lambda+\mu)t}] \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

$U(t)$  个电子未经散射, 所以保持原来的动量角分布(13), 所以贡献在  $\theta$  到  $\theta + d\theta$  的电子数为

$$N_1(\theta) d\theta = U(t) \left\{ \frac{1}{2\pi} \left[ 1 + \left( \frac{2AB}{A^2 + B^2} \right) \cos 2\theta \right] \right\} d\theta. \quad (23)$$

弯括号内即(13)式的动量分布写成对  $\theta$  角的归一化分布函数。已受无规化散射的电子  $V(t)$ , 由于在各方向上的分布是一样的, 所以贡献在  $\theta$  至  $\theta + d\theta$  间的数目为

$$N_2(\theta) d\theta = V(t) \left( \frac{d\theta}{2\pi} \right), \quad (24)$$

(24)和(23)相加, 代入  $U(t)$ ,  $V(t)$  的显式(22), 得到在  $t$  时间, 电子数的角分布:

$$N(\theta) d\theta = \frac{N_0}{2\pi} \left\{ e^{-\lambda t} + e^{-(\lambda+\mu)t} \left( \frac{2AB}{A^2 + B^2} \right) \cos 2\theta \right\} d\theta. \quad (25)$$

在这个热电子动量角分布的基础之上，利用(13)和(17)式发射 $x$ 偏振和 $y$ 偏振光的矩阵元，就得到

$$I_x \propto \frac{N_0}{2\pi} \int_0^\infty dt \int_0^{2\pi} d\theta \left[ e^{-\mu t} + e^{-(\lambda+\mu)t} \left( \frac{2AB}{A^2+B^2} \right) \cos 2\theta \right] \\ \times [A^2 + B^2 + 2AB \cos 2\theta], \quad (26)$$

$$I_y \propto \frac{N_0}{2\pi} \int_0^\infty dt \int_0^{2\pi} d\theta \left[ e^{-\mu t} + e^{-(\lambda+\mu)t} \left( \frac{2AB}{A^2+B^2} \right) \cos 2\theta \right] \\ \times [A^2 + B^2 - 2AB \cos 2\theta]. \quad (27)$$

实验测量是对稳态的光荧光进行的，(26)和(27)的对时间积分正是表明对稳态所测的荧光就是以前各时间所激发的 $N_0 dt$ 热电子迄至测量时尚未受LO-声子散射的电子所发射的荧光的总和。

由(26)和(27)得到

$$P = \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y} = \frac{2A^2B^2}{(A^2 + B^2)^2} \left( \frac{1}{1 + \mu/\lambda} \right). \quad (28)$$

和前节的结果(19)比较，无规范化散射引入一个附加的退偏振因子：

$$\frac{1}{1 + \mu/\lambda}. \quad (29)$$

它的物理意义十分明显：当 $\mu$ 和 $\lambda$ 可比拟时，即电子在非弹性散射时间内，已有相当机率遭受规范化散射，这时测得的荧光的偏振度自然相应减小。

## 五、垂直磁场的作用和散射时间

文献[3,4]利用加垂直磁场的退偏振效应导出LO-声子的非弹性散射时间。以下将讨论同时还存在规范化准弹性散射的情形，并指出测定加垂直磁场和无磁场时热电子的荧光偏振度，可以同时确定LO-声子非弹性散射和规范化准弹性散射的时间常数。

加垂直磁场的效应可以很方便地纳入前节的分析。对热电子运动来讲，垂直磁场的作用是使动量 $\hbar k_{\parallel}$ 以角速度 $\omega_c$ 旋转， $\omega_c$ 是迴旋共振频率。对上节 $U(t)$ 和 $V(t)$ 两类电子，只有前者的动量角分布(23)将受磁场作用以角速度 $\omega_c$ 旋转。所以，在垂直磁场作用下，(23)式将改为

$$N_1(\theta) d\theta = U(t) \left\{ \frac{1}{2\pi} \left[ 1 + \left( \frac{2AB}{A^2 + B^2} \right) \cos(2(\theta - \omega_c t)) \right] \right\}. \quad (30)$$

$V(t)$ 电子动量分布本来已在各方向上相同，不受磁场影响，仍由(24)式给出。把(24)式和(30)相加得到总的角分布后，和前节一样可以写出完全类似(26)和(27)的 $I_x$ 和 $I_y$ 公式，唯有的差别是在两式积分中，前一因子中的 $\cos 2\theta$ ，现在为 $\cos[2(\theta - \omega_c t)]$ 所取代。这样很容易求得

$$P(B) = \frac{2A^2B^2}{(A^2 + B^2)^2} \left( \frac{1}{1 + \mu/\lambda} \right) \left[ \frac{1}{1 + 4 \left( \frac{\omega_c}{\lambda + \mu} \right)^2} \right]. \quad (31)$$

$P(B)$ 表示偏振度作为磁场 $B$ 的函数，由(31)式可见，加垂直磁场的效果只进一步引入一

个退偏振因子:

$$\frac{1}{1 + 4 \left( \frac{\omega_c}{\lambda + \mu} \right)^2} \quad (32)$$

在文献 [3,4] 中, 没有无规化准弹性散射的考虑, 所以, 该文献中, 与磁场下实验对比的退偏振因子是被写成

$$\frac{1}{1 + 4 \left( \frac{\omega_c}{\lambda} \right)^2} \quad (33)$$

以这个公式和实验结果比较, 结果得到 LO-声子非弹性散射的时间常数:

$$\frac{1}{\lambda} = 1.5 \times 10^{-13} \text{ 秒.} \quad (34)$$

但是, 考虑到存在无规化准弹性散射的一般情况, 根据 (32) 式, 以上实验结果应表示:

$$\frac{1}{\lambda + \mu} = 1.5 \times 10^{-13} \text{ 秒.} \quad (35)$$

另外, 无磁场时测得的  $P = 0.06$ , 与理论值  $2A^2B^2/(A^2 + B^2)^2$  相差约 5 倍。根据前节的结果, 以无规化准弹性散射解释这种差别, 得到

$$\frac{1}{1 + \mu/\lambda} = \frac{1}{5}. \quad (36)$$

利用 (35) 和 (36), 分别求获两种散射的时间常数:

L-O 声子非弹性散射:  $\frac{1}{\lambda} = 7.5 \times 10^{-13} \text{ 秒;}$

无规化准弹性散射:  $\frac{1}{\mu} = 1.88 \times 10^{-13} \text{ 秒.}$

## 六、结语

线偏振的激光自价带激发到导带的热电子, 其动量分布呈现一定的方向性; 反过来, 由于这种动量分布的方向性, 它们发射的热荧光将表现一定的偏振性。本文从理论上导出线偏振激光在量子阱中所激发的这种热电子荧光的偏振度。指出轻重空穴混合效应对热电子荧光的偏振度有决定性的影响; 因此, 前人简单移植三维体材料的理论公式是不适宜的。

采用无穷势垒近似, 以及对特定阱宽(实验报道的样品阱宽)采用更真实的有限势垒模型, 计算了量子阱中空穴和电子的波函数。在此基础上, 以图线形式给出在 HH1 和 CB1 子带间线偏振光激发的热电子荧光偏振度与热电子能量的函数关系。

文献 [3,4] 所报道的实验测得的热电子荧光的偏振度远低于理论预期值。本文指出, 实验虽然集中于测量未受 LO-声子非弹性散的电子所发射的荧光, 但这不排除还可能存在破坏电子运动方向性的准弹性散射。这种无规化准弹性散射引入一个附加的退偏振因子, 可以解释上述实验值和理论预期值的差别。

最后讨论了加有垂直磁场的情形，指出根据没有磁场和加垂直磁场时实验测量的热电子荧光偏振度，可以同时确定 LO-声子非弹性散射和无规化准弹性散射的时间常数，以文献[3,4]报道的实验结果为例，具体定出实验所用样品的两个散射时间常数。

所求得的 LO-声子散射时间常数是  $7.5 \times 10^{-13}$  秒，而原来文献 [3,4] 导出的时间常数是  $1.5 \times 10^{-13}$  秒。两者相差 5 倍！但是，如前面已指出，文献[3,4]得出这个结果背后，依据的是从三维移植过来的理论公式，与根据量子阱理论导出的结果有很大的差别，至于 LO-声子散射时间的具体值，本来对确定的量子阱，原则上是可以根据理论计算的，但是，目前文献中，对量子阱的 LO-声子模式还存在争议<sup>[8]</sup>，所以尚没有现成的，公认的理论值可资比较。无规化准弹性散射包括界面、杂质、缺陷等散射机构，随样品而异，更没有什么标准可以比较。

### 参 考 文 献

- [1] V. D. Dymnikov, M. I. Dyakonov and V. I. Perel, *Sov. Phys. JETP*, **44**, 1252 (1976).
- [2] B. P. Zakharchenya, D. N. Mirlin, V. I. Perel and I. I. Reshina, *Sov. Phys. Usp.*, **25**, 143 (1982).
- [3] B. P. Zakharchenya, P. S. Kopév, D. N. Mirlin, D. G. Polakov, I. I. Reshina, V. F. Sapega and A. A. Sirenko, *Solid State Commun.*, **69**, 203 (1989).
- [4] D. N. Mirlin, et al., Proc. 20th International Conference on Phys. Semiconductors, 1037 (1990).
- [5] 汤蕙、黄昆，半导体学报，**8**, 1 (1987).
- [6] J. M. Luttinger and W. Kohn, *Phys. Rev.*, **97**, 869 (1954); E. O. Kane, "Handbook on Semiconductors", Vol. I, 193 (North Holland, Amsterdam, 1982)
- [7] 黄昆，半导体物理进展与教学，**9**，高等教育出版社(1989).
- [8] S. Rudin and T. L. Reinecke, *Phys. Rev.*, **B 41**, 7713 (1990).

## Polarization of Hot Photoluminescence in Quantum Wells and Heavy-Light Hole Mixing

Kun Huang and Bangfen Zhu

(National Laboratory of Superlattices and Microstructures Institute of Semiconductors, Academia Sinica, P. O. Box 912 Beijing 100083 China)

### Abstract

Hot electrons excited from the valence band by linearly polarized laser light are characterized by certain angular distribution in momenta. Owing to such angular distribution in momenta, the photoluminescence from the hot electrons shows certain degree of polarization. A theoretical treatment of this effect observed in the photoluminescence in quantum wells is given, showing that the effect depends strongly on heavy and light hole mixing. The very large disparity between the experimentally observed and theoretically expected values of the degree of polarization in the hot electron photoluminescence suggests the presence of random quasi-elastic scattering. The effects of such additional scattering and the presence of a perpendicular magnetic field are incorporated into the theory. It is shown that the measurements of the degree of polarization observed in the hot electron photoluminescence, with and without an applied perpendicular magnetic field can serve to determine the time constants for both LO-phonon inelastic and random quasi-elastic scattering. As an example, these time constants are determined for the experiments reported in the literature.