

文章编号: 1007-4627(2010)01-0107-06

# 超晶格量子阱的沟道辐射及其谱分布<sup>\*</sup>

吴木营, 陈琼, 李洪涛, 罗诗裕<sup>#</sup>, 张伟风, 邵明珠

(东莞理工学院电子工程学院, 广东 东莞 523106)

**摘要:** 在经典物理框架内和偶极近似下, 导出了超晶格量子阱沟道辐射频率和辐射谱分布。指出了对于自发辐射谱分布, 存在一个普适的线型因子, 而粒子的最大辐射能量与相对论因子  $\gamma$  有关, 且与  $\gamma^{3/2}$  成正比。以正弦平方势为例进行了具体讨论。结果表明, 由于势阱深度和噪音的影响, 谐波数  $l$  只取少数几个值。超晶格量子阱沟道辐射只存在不多的几条谱线, 为进一步应用提供了可能。最后, 还给出了一种可能的实验方案, 讨论了如何利用弯晶把超晶格量子阱的沟道辐射改造为相干辐射。

**关键词:** 超晶格量子阱; 自发辐射; 频率; 谱分布; 相对论效应

**中图分类号:** O482      **文献标识码:** A

## 1 引言

经典物理学证明, 任何一个带电粒子在电磁场中作加速度运动时, 都要自发地向外辐射电磁波, 这种辐射称为自发辐射。在自由电子激光器中运动的电子及其在晶体沟道中运动的带电粒子也不例外。但是, 试图用传统方法把自由电子激光推向更短波长将在技术上遇到严重挑战。如果把自由电子激光同带电粒子沟道辐射相结合, 可望把辐射能量推进到 X 能区或  $\gamma$  能区<sup>[1-7]</sup>。

在人们寻找新光源, 特别是寻找短波长激光光源中, 一直困扰人们的一个问题就是能量和强度这两个指标很难兼得。换句话说, 激光的能量越高强度就可能越低。由于晶体沟道的接受度不够高(通常只有百分之几或百分之十几的粒子被沟道俘获), 决定了沟道辐射强度不大, 而改造后的 X 激光或  $\gamma$  激光强度也将受到限制。注意到沟道辐射强度与沟道的接受度有关, 在束流品质一定的情况下, 沟道的孔径越大, 势阱越深接受度越大。于是, 问题之一就转化为如何寻找大沟道、深势阱材料。正是在这种探索中, 文献[8]指出, 超晶格量子阱的通道就比较大(比如宽度可达到几十 Å 或上百 Å, 而常规的晶体沟道宽度只有 1 Å 或几 Å), 而且沟道宽度

和势阱深度均可以人为调节。如果有一束粒子沿着量子阱方向入射, 将可能被它俘获, 并向外辐射能量, 这种辐射就是超晶格量子阱沟道辐射。

自从 20 世纪 70 年代前苏联科学家库马霍夫发现了沟道辐射以来<sup>[1]</sup>, 人们就提出了各种方案, 企图把自发的沟道辐射改造为相干辐射。例如, (1) 有人指出如果能在晶体中产生一种稳定驻波, 则电子同驻波场相互作用, 可望得到一种相干的沟道辐射; (2) 有人建议利用沟道辐射与超晶格多层薄膜结构的相互作用可获得相干光; (3) 有人设想将晶体弯曲, 通过自发的沟道辐射在弯晶中的动力学衍射来获得相干光。还有人企图利用声学方法使晶体周期弯曲, 获得短波长激光。虽然至今还尚未在实验室成功获得 X 激光或  $\gamma$  激光, 但正是他们的工作为人们寻找新光源开辟了一个全新方向。

值得注意的是, 不管用什么方法企图把自发的沟道辐射改造为相干辐射, 都需要知道带电粒子的退道长度、辐射能损和激光增益等, 而这些参数都与自发辐射谱分布直接相关。文献[8]讨论了超晶格量子阱沟道辐射的瞬时辐射强度和平均辐射强度, 在此基础上, 本文进一步对超晶格量子阱的沟道辐射进行分析, 导出带电粒子(比如电子)最大辐

\* 收稿日期: 2009-04-24; 修改日期: 2009-07-17

\* 基金项目: 广东省自然科学基金资助项目(8151170003000010)

作者简介: 吴木营(1961—), 男(汉族), 河南洛阳人, 副教授, 从事光电材料与电子磁辐射研究。

# 通讯联系人: 罗诗裕, E-mail: bgluoshy@dgut.edu.cn

射能量和自发辐射谱分布。指出了在电磁场中运动的带电粒子，只要知道它的横向加速度，它的  $l$  阶傅里叶分量就是完全确定的，而辐射谱分布也就完全被确定。于是，问题就归结为求解运动方程或寻找系统哈密顿量。我们以正弦平方势为例，讨论了带电粒子在掺杂超晶格子阱沟道中的辐射能量和谱分布。结果表明，自发辐射存在一个普适的线型因子  $f(\xi)$ ；且谱线不只一条(与横向加速度的傅里叶分量  $l$  有关)。不过，由于谐波数  $l$  的取值一方面要受到势阱深度的限制，另一方面，高阶傅里叶分量的强度比较弱，常被噪声掩盖，于是自发辐射只剩下不多的几条谱线，这就为进一步应用提供了可能。此外，还给出了一种可能的实验方案，讨论了如何利用弯晶把超晶格子阱沟道辐射改造为相干辐射。最后，强调了相对论效应的双重影响，一方面由于质量的相对论效应，惯性系中的粒子振动频率随  $\gamma^{-1/2}$  减小；另一方面，由于多普勒效应又使辐射能量随  $\gamma^2$  增加。结果表明，相对论带电粒子的自发辐射能量与相对论因子  $\gamma$  有关，且与  $\gamma^{3/2}$  成正比。

## 2 超晶格子阱沟道辐射

超晶格通常分为组分超晶格和掺杂超晶格。所谓组分超晶格就是将两种晶格常数不同的材料交替生长而成的多层薄膜结构，而掺杂超晶格则是指在同一材料(衬底，比如 GaAs)上交替掺入 n-型和 p-型杂质，形成 n-i-p-i-n-i-p-i... 周期排列的一维阵列，如图 1 和图 2 所示。从两图中可以看出，对于电子来说，组分超晶格和掺杂超晶格的差别仅在于势阱形状不同，前者是方形势阱，后者是类正弦平方势阱<sup>[9]</sup>。对于组分超晶格，它的势垒高度(或势阱的深度)决定于超晶格材料 GaAs 和  $Ga_{1-x}Al_xAs$  的能隙差，而势阱的宽度则决定于夹层 GaAs 的厚度。对于掺杂超晶格子阱宽也决定于层厚，而阱深则决定于掺杂浓度。于是，只需调整“夹层”厚度就可以调整阱宽，选择不同材料(或掺杂浓度)就可以调节阱深，阱宽和阱深均可以人为控制。

假设有一束带电粒子沿着垂直于超晶格生长方向入射，这些粒子将可能被量子阱俘获，而且很容易穿透到超晶格内部，这就是超晶格子阱沟道效应。在量子阱中运动的带电粒子将不断向外辐射电磁波，这种辐射就是超晶格子阱的沟道辐射。

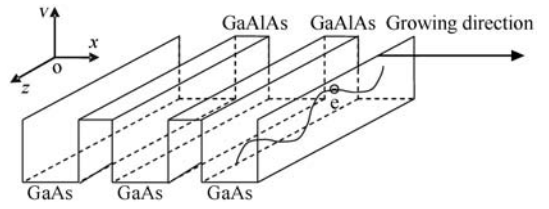


图 1 组分超晶格子阱

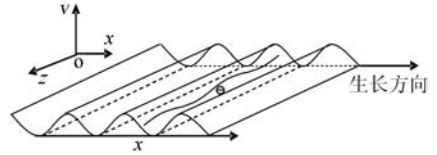


图 2 掺杂超晶格子阱<sup>[9]</sup>

## 3 超晶格子阱沟道辐射谱分布

当带电粒子在电磁场中作加速运动时，单位立体角的辐射功率可表示为<sup>[10]</sup>

$$\frac{dP(t)}{d\Omega} = |\mathbf{A}(t)|^2, \quad (1)$$

其中

$$\mathbf{A}(t) = \sqrt{\frac{c}{\pi}} [\mathbf{RE}]_{\text{ret}}, \quad (2)$$

脚标“ret”表示推迟。 $\mathbf{A}(t)$ 是时间相关电磁场矢势， $R$ 是带电粒子瞬时位置与观察点之间的距离， $\mathbf{E}$ 是电场强度，且

$$\mathbf{E} = \frac{e}{c} \left\{ \frac{\mathbf{n} \times (\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \boldsymbol{\beta}}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3 R} \right\}_{\text{ret}}, \quad (3)$$

其中  $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$ ， $c$ 是光速， $v$ 是粒子速度， $\mathbf{n}$ 是电磁辐射方向。定义傅里叶变换

$$\mathbf{A}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{A}(t) e^{i\omega t} dt, \quad (4)$$

则可将单位频率和单位立体角内的辐射强度表示为

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = 2 |\mathbf{A}(\omega)|^2. \quad (5)$$

将式(3)和(4)带入(5)式，可得

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c t_0} |\mathbf{F}(\omega)|^2, \quad (6)$$

其中， $t_0$ 是带电粒子穿过外场所需要的时间， $\omega$ 是辐射频率，而

$$\mathbf{F}(\omega) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \alpha_l \frac{\delta(\omega - \omega_l)}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \quad (7)$$

是光子落在频率间隔  $d\omega$  和立体角  $dO$  范围内的“几率”，其中

$$\omega_l = \frac{l\Omega}{1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n}} \quad (8)$$

是  $l$  次谐波的辐射频率，而

$$\Omega = \Omega_0 \gamma^{-1/2}, \quad (9)$$

$\Omega_0$  是惯性系中粒子横向振动频率， $\gamma$  是相对论因子。

在偶极近似下，方程(6)可进一步化为

$$\frac{d^2 I}{d\omega dO} = \frac{e^2}{2\pi c} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{|\dot{\beta}_{lx}|^2}{(1 - \beta \cos\theta)^4} [(1 - \beta \cos\theta)^2 - (1 - \beta^2) \sin^2\theta \cos^2\varphi], \quad (10)$$

其中  $\delta[l\Omega - \omega(1 - \beta \cos\theta)]$  是  $\delta$  函数。注意到  $\mathbf{n}$  是粒子电磁辐射方向， $x$  是粒子振动方向， $z$  是粒子纵向运动方向(见下面第 4 节)，则  $\theta$  是  $\mathbf{n}$  与  $z$  轴之间的夹角， $\varphi$  是  $\mathbf{n}$  在  $(x, z)$  平面上的投影与  $x$  轴之间的夹角。 $\dot{\beta}_{lx}$  是  $\dot{\beta}_x$  的  $l$  阶傅立叶各分量，且可表示为

$$\dot{\beta}_{lx} = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \dot{\beta}_x(t) e^{i\omega t} dt, \quad (11)$$

而  $\dot{\beta}_x$  是无量纲的粒子横向加速度，由运动方程确定。式(10)描述了一般情况下，带电粒子自发辐射谱密度的角分布。下面分两种情况讨论。

### 3.1 自发辐射的谱密度分布

完成式(10)对立体角积分，并引入单位阶跃函数，可将辐射谱密度表示为

$$\frac{dI}{d\omega} = ah \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\omega_l |\dot{\beta}_{lx}|^2}{\Omega^2} f(\xi), \quad (12)$$

其中， $\xi = \omega/\omega_l$ ， $\alpha = 2\pi e^2/ch$  是精细结构常数，而

$$f(\xi) = \frac{\xi(1 - 2\xi + 2\xi^2)\theta(\omega_l - \omega)}{l^2} \quad (13)$$

是谱密度分布的线形因子， $\theta(\omega_l - \omega)$  是单位阶跃函数。原则上  $l$  的取值是任意的，实际上，由于受势阱深度的限制， $l$  只能取少数几个值。而且，根据场的对称性， $l$  还可能只取奇数值或偶数值。

### 3.2 最大辐射能量

注意到式(8)是考虑了多普勒效应后  $l$  次谐波的辐射频率，在小角度近似下，对于相对论电子，

由式(8)可进一步得到  $l$  次谐波的最大辐射频率

$$\omega_l = 2l\Omega\gamma^2. \quad (14)$$

将式(9)代入式(14)，可将上式用惯性系中的粒子振动频率  $\Omega_0$  进一步表示为

$$\omega_l = 2l\Omega_0\gamma^{3/2}. \quad (15)$$

上式表明，自发辐射的最大频率与  $\gamma^{3/2}$  成正比。由式(11)，(12)和(15)可以看出，只要知道粒子的轨道和振动频率，粒子自发辐射的谱密度、角分布和最大辐射能量均可以完全确定。问题归结为求运动方程和它的解。

## 4 正弦平方势与粒子运动方程

设  $(x, z)$  平面是超晶格子阱系统的横截面。选择量子阱沟道中心为坐标原点，过原点作一平面与阱壁平行，这个平面称为量子阱沟道中心平面。选择直角坐标系， $x$  轴垂直中心平面， $y$  轴和  $z$  轴位于中心平面内，且  $z$  轴沿着束流方向， $y$  轴与阱壁平行。严格说来，沟道问题是一个三维问题，考虑到系统的平移对称性，坐标轴  $y$  将不出现；如果粒子在  $x$  方向的能量不是太大(即可以略去晶格热振动和电子多重散射的影响)，粒子在  $z$  方向的运动可看作是能量守恒的，这时粒子的行为完全由  $x$  方向的运动决定，从而把三维问题化为一维问题。

在经典力学框架内和偶极近似下，粒子的横向运动方程可以表示为

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{d}{dx} V(x) = 0. \quad (16)$$

我们假设掺杂超晶格的量子阱就是一个正弦平方势阱。引入正弦平方势<sup>[11-14]</sup>

$$V(x) = V_0 \sin^2\left(\frac{\pi x}{d}\right) \quad (17)$$

来描述交替掺杂对导带底的周期调制，其中  $V_0$  是势阱深度， $d$  是势阱宽度。令

$$\xi = \frac{2\pi x}{d}, \quad t = \delta^{1/2} \tau, \quad \delta = \frac{2\pi^2 V_0}{m_0 \gamma d^2}. \quad (18)$$

方程(16)可化为

$$\frac{d^2 \xi}{d\tau^2} + \sin^2 \xi = 0. \quad (19)$$

方程(19)是一个标准的摆方程，它的等价系统可以

表示为

$$\dot{\xi} = \zeta, \quad \dot{\zeta} = -\sin\xi. \quad (20)$$

系统(20)在相平面 $(\xi, \zeta)$ 上有一个平衡点 $(0, 0)$ 和两个非平衡点 $(-\pi, 0)$ 和 $(\pi, 0)$ 点。积分一次可得系统的哈密顿量:

$$h = \frac{\zeta^2}{2} + (1 - \cos\xi). \quad (21)$$

根据  $h$  的大小, 相平面上的轨道可分为 3 类。

### 4.1 $h=2$

$h=2$  的轨道是异宿轨道, 它把相平面分为内外两个区域。这两条轨道可表示为

$$\xi = \pm 2\arcsin(th\tau), \quad \zeta = \pm 2\sec(h\tau), \quad (22)$$

其中,  $\pm$  号分别对应上、下相平面的两条异宿轨道, 系统沿这条轨道运动的周期  $T^*$  为无穷。

### 4.2 $0 < h < 2$

当  $0 < h < 2$  时, 轨道是周期的, 描写的是带电粒子在超晶格量子阱沟道中围绕沟道中心平面做周期运动的情形, 相应的解可表示为

$$\xi = 2\arcsin(ksn\tau), \quad \zeta = \pm 2kc n(\tau), \quad (23)$$

其中,  $k = h/2, k \in (0, 1), sn\tau$  和  $cn\tau$  是雅可比椭圆函数。系统沿轨道式(23)的运动周期为

$$T^0 = 4K(\kappa), \quad (24)$$

$K(\kappa)$  是第一类椭圆积分。当  $h$  单调增加时, 系统的运动周期  $T^0$  从  $2\pi$  增加到无穷。

### 4.3 $h > 2$

当  $h > 2$  时, 轨道也是周期的, 描写了系统围绕不稳定平衡位置的周期运动, 且可用雅可比椭圆函数表示为<sup>[1]</sup>

$$\xi = \pm 2\arcsin\left(sn \frac{\tau}{\kappa}\right), \quad (25a)$$

$$\zeta = \pm \frac{2}{\kappa} dn \frac{\tau}{\kappa}, \quad (25b)$$

式中  $dn\tau$  为雅可比椭圆函数。振动周期由

$$T^r = 2\kappa K(\kappa) \quad (26)$$

给出, 当  $h$  单调减少时, 周期  $T^r$  由零增加到无穷。

值得注意的是, 在分界线内部  $0 < h < 2$ , 相轨线为一族椭圆, 对应于粒子绕平衡位置(稳定点  $\xi_s = 0$ ) 周期运动; 在平衡点附近, 相轨线近似为一个圆。在分界线外部  $h > 2$ , 电子的运动也是周期的, 且由式(25a)和(25b)给出, 在经典力学中, 对应于摆围绕不稳定点  $\xi_u = \pi$  作旋转运动, 在量子阱沟道效应中, 描写了粒子跨越势垒在超晶格中做准沟道运动情形。

对于超晶格量子阱沟道辐射, 只需从式(23)和(18)求出坐标空间的粒子运动轨迹, 它的加速度就是完全确定的, 由式(11)可知, 它的  $l$  阶傅里叶分量也就完全确定, 代入式(12)就可确定带电粒子沟道辐射谱分布。从式(12)和(13)可以看出, 辐射谱包含  $l$  条谱线, 随着  $l$  的增加, 强度呈平方反比关系减小。图 3 给出了在谐波数  $l=1, 2, 3, 4$  情况下, 计算的线型因子。从图中可以看出, 辐射强度随着  $l$  的增加迅速减小。实际上, 谐波数  $l$  除了受势阱深度的限制外, 由于噪音的存在, 高阶傅里叶分量的贡献常被噪音掩盖,  $l$  只取少数几个值, 而辐射谱也只存在不多的几条谱线。

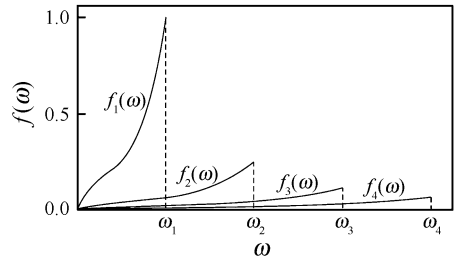


图 3 超晶格量子阱沟道辐射的线型因子

## 5 可能的实验方案

实验装置由两部分组成, 一部分是一台高能加速器, 另一部分是弯晶系统。正如引言指出, 有人建议可将晶体弯曲, 通过自发的沟道辐射在弯晶中的动力学衍射来获得相干光。类似地, 我们可以将量子阱超晶格做成图 4(a) 所示的常曲率弯曲, 曲率半径为  $R$ , 对称轴为  $f$ , 并假设带电粒子在倒格矢  $g$  标记的量子阱沟道中运动。如果倒格矢  $g_1$  与粒子轨迹成  $45^\circ$  角, 当 X 波段的沟道辐射同  $g_1$  描述的这一族晶面相互作用时, 将被这一族晶面反射, 并沿着半径聚焦到  $f$  轴上的点  $F_1$  和  $F_2$  (图 4b)。如果能够将它收集, 就可获得聚焦的 X 光。如果用倒格矢  $g_3$  表示另一族与粒子运动轨迹垂直的晶面(沿径



向), 当 X 波段的沟道辐射与这一族晶面相互作用时, 将被这一族晶面垂直反射, 并沿着粒子运动的相反方向传播。当沟道辐射频率  $\omega = \omega_B$ , 且符合布拉格衍射条件时, 将被另一族晶面(比如用倒格矢  $g_2$  表示的晶面)衍射, 并沿半径聚焦到  $f$  轴上的点  $F_3$ (图 4b)。如果能够将它成功收集, 就可望获得聚焦的、而且是相干的 X 激光。

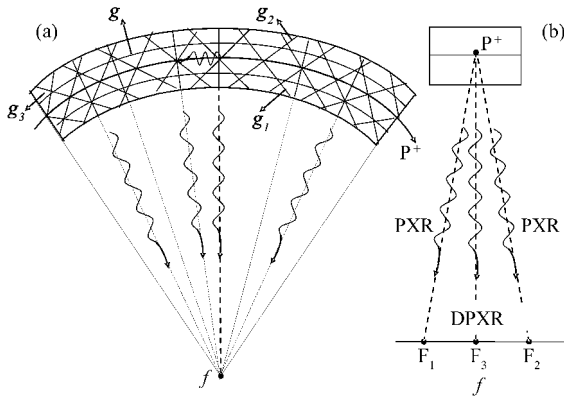


图 4 超晶格量子阱沟道辐射在弯晶中的动力学衍射(示意图)

## 6 结论

在文献[8]的基础上, 进一步分析了超晶格量子阱的沟道辐射, 导出了带电粒子最大辐射能量和自发辐射谱分布。强调了在电磁场中运动的带电粒子, 只要知道它的横向加速度, 它的  $l$  阶傅里叶分量就是完全确定的, 而辐射谱分布也就完全确定。于是, 问题就归结为求解运动方程或寻找系统哈密顿量。以掺杂超晶格为例, 引入正弦平方势具体讨论了带电粒子在掺杂超晶格量子阱中的自发辐射频率(能量)和辐射谱分布。结果表明, 自发辐射存在一个普适的线型因子  $f(\xi)$ 。谐波数  $l$  的取值一方面受到势阱深度的限制, 另一方面, 高阶傅里叶分量的贡献也常被噪声湮没, 自发辐射只剩下不多的几条谱线。正是超晶格量子阱沟道辐射只有少数几条分离的谱线, 为进一步应用提供了可能。最后, 给

出了一种可能的实验方案, 讨论了如何利用弯晶把超晶格量子阱的沟道辐射改造为相干辐射。

## 参考文献 (References):

- [1] Kumakhov M A. Phys Lett, 1976, **A57**: 17.
- [2] Luo S Y, Shao Mingzhu. HEP&NP, 2005, **29**(2): 193 (in Chinese).  
(罗诗裕, 邵明珠. 高能物理与核物理, 2005, **29**(2): 193.)
- [3] Korol A V, Solovoyov A V, Greiner W. Nucl Inst and Meth, 2008, **B266**(8):1173.
- [4] Wiedemann H. Advanced Radiation Sources and Applications. Natherlands, Germany: Springer, 2006, 165.
- [5] Tabrizi M, Korol A V, Solovoyov A V. Phys Rev Lett, 2007, **98**: 164801.
- [6] Korol A V, Solovoyov A V, Greiner W. Int J Mod Phys, 2004, **E13**: 867.
- [7] Wiedemann H. Advanced Radiation Sources and Applications. Natherlands, Germany: Springer, 2006, 191.
- [8] Luo X H, He W, Shao M Z. HPL & PB, 2008, **20**(5): 823 (in Chinese).  
(罗晓华, 何为, 邵明珠. 强激光与粒子束, 2008, **20**(5): 823.)
- [9] Xu X Y, Su M Z. Luminescence and Lumine Materials. Beijing: Academic Press, 2004, 196(in Chinese).  
(徐叙瑄, 苏勉曾. 发光学与发光材料. 北京: 科学出版社, 2004, 196.)
- [10] Landau L D. The Classical Theory of Fields. Oxford: Pergamon Press, 1975, 223.
- [11] Shao M Z, Luo S Y. Acta Phys Sin, 2005, **54**(9): 4092 (in Chinese).  
(邵明珠, 罗诗裕. 物理学报, 2005, **54**(9): 4092.)
- [12] Luo S Y, Shao Mingzhu. Acta Phys Sin, 2006, **55**(3): 1324 (in Chinese).  
(罗诗裕, 邵明珠. 物理学报, 2006, **55**(3): 1324.)
- [13] Luo Shiyu, Shao Mingzhu. Chin J Semiconductors, 2005, **26**(2): 294(in Chinese).  
(罗诗裕, 邵明珠. 半导体学报, 2005, **26**(2): 294.)
- [14] Luo S Y, Shao M Z. Acta Phys Sin, 2004, **53**(4): 1157 (in Chinese).  
(罗诗裕, 邵明珠. 物理学报, 2004, **53**(4): 1157.)

# Channeling Radiation and Spectral Distribution for Superlattice Quantum Wells\*

WU Mu-ying, CHEN Qiong, LI Hong-tao, LUO Shi-yu<sup>#</sup>, ZHANG Wei-feng, SHAO Ming-zhu

(College of Electronic Engineering, Dongguan University of Technology Dongguan 523106, Guangdong, China)

**Abstract:** In the frame of classical physics and the dipole approximation the radiation frequency and the spectral distribution are derived for the channeling radiation of a charged particle in a superlattice quantum well. It indicated that there is a line-type factor  $f(\xi)$  suited to various cases in the spontaneous radiations spectrum. Results also show that the maximum radiation energy is proportional to  $\gamma^{3/2}$ , but the relativistic effects have double effects in the spontaneous radiation of a charged particle. The case for the sine-squared potential is discussed specifically. The harmonic number  $l$  can be defined as a few variable values by the effects of the potential well depth and noise. In general there is a few spectral lines in the channeling radiation spectrum for the superlattice quantum well, and possibilities are provided for further application. Finally, a possible experimental scheme is proposed, and it is discussed that how to transform the channeling radiation in the quantum well into the coherent radiation by the bent crystal.

**Key words:** superlattice quantum well; spontaneous radiation; frequency; spectral distribution; relativistic effect

---

\* Received date: 24 Apr. 2009; Revised date: 17 Jul. 2009

\* Foundation item: Natural Science Foundation of Guangdong Province(815117003000010)

# Corresponding author: Luo Shi-yu, E-mail: bgluoshu@dgut.edu.cn