

强磁场中无自旋和自旋粒子的 Synchro-Curvature 辐射谱*

袁业飞 张家铝**

(中国科学技术大学天体物理中心, 合肥 230026)

摘要 Synchro-Curvature 辐射是张家铝和郑广生最近提出的一种新的、更普遍的辐射机制, 它全面描述了一个相对论性带电粒子在弯曲磁场中运动时所产生的辐射特征. 这种新辐射机制概括了通常同步辐射及曲率辐射的全部经典结果, 揭示了其间的有机联系和统一性. 并为精确讨论脉冲星研究中的辐射问题给出了普遍而简单的统一公式. 不过由于脉冲星磁场已高达 10^8 T, 量子效应不能不考虑, 应用最近 Lieu 和 Axford 发展的 GFWW 方法推广了张家铝和郑广生的结果, 对无自旋的 K-G 粒子及有自旋的 Dirac 粒子给出了其相应的 Synchro-Curvature 量子辐射谱公式, 并讨论了它们的辐射特性.

关键词 脉冲星磁层 Synchro-Curvature 辐射 量子辐射谱

在脉冲星的辐射机制中, Synchro-Curvature 辐射是最为重要的两种. 它们被分别应用于各种具体的脉冲星模型中, 用以描述磁层中不同区域相对论性带电粒子的辐射. 但由于同步辐射沿用的是均匀磁场公式, 而曲率辐射又一定要求粒子沿弯曲磁力线运动, 所以对于脉冲星磁层中的弯曲磁场以及不同投射角的带电粒子而言, 这两种描述可能都是不全面和不切合实际的. 早在 80 年代初期, Ruderman 等一些国际上知名的脉冲星专家, 为了解释新的观测事实, 就曾想到中子星磁力线的弯曲是否也会对其辐射功率产生影响, 他们认为这时带电粒子的辐射总功率中, 除同步辐射成分以外, 也还应包含有曲率辐射成分, 但两者比例多少? 不清楚. 因此探索其间的联系以及找到更普遍的公式成为必须考虑的问题. 张家铝和郑广生通过对脉冲星磁场结构及过去一些脉冲星辐射模型的分析, 系统地研究了磁场弯曲对带电粒子辐射的影响, 导出了一组普遍的公式, 概括了同步辐射和曲率辐射的共同特征和差异, 并在极端情况下很自然的给出了这两种辐射的全部公式. 这就不但很好地解决了总功率中这两种辐射的比例问题, 而且从理论上证明了同步辐射及曲率辐射是具有统一性的^[1-3], 并在观念上更新和深化了对这两种辐射的认识. 他们推导 Synchro-Curvature 辐射机制的方法已得到一些国际同行的认可^[4], 这就为建立新的更合理的辐射模型提供了理论依据.

1997-03-29 收稿

* 国家自然科学基金及国家科委攀登计划资助项目

** 联系人

但脉冲星的磁场不仅是弯曲的, 而且强度非常强, 可高达 10^8 T 的量级. 随着磁场的增强, 根据经典电动力学计算的辐射光子的特征频率 ω_c 也将增加. 当 $\hbar\omega_c$ 增加到与相对论性粒子的能量可以比拟时, 量子效应就不断突出并变成不能忽略的重要因素. 乔国俊等在讨论脉冲星的辐射时, 就曾考虑了逆 Compton 辐射的量子效应^[5]. 因此将张家铝、郑广生提出的 Synchro-Curvature 辐射新机制进一步推广至量子情况, 是必须的, 否则对于脉冲星中超强磁场区域的应用就会受到局限. 量子效应的大小通常可用特征参量 $\xi = \hbar\omega_c / \gamma mc^2$ 来描述, 同步辐射也常用 $\gamma B / B_c$ 来表征, 这里 B_c 是 Schwinger 磁场. 从理论上说, 对强磁场中所有辐射过程的完整描述, 都可在量子电动力学的框架内进行. 但事实上, 问题并不简单, 因为带电粒子在弯曲磁场中运动时, 对称性已大大降低, 而且对于有自旋的粒子, 此时也难以定义一个合适的自旋算符, 所以要想运用量子电动力学的方法直接推导出量子 Synchro-Curvature 辐射的有关公式, 几乎是不可能的. 本文采用了最近发展的推广的等效光子散射方法来讨论这一问题, 导出新的 Synchro-Curvature 辐射频谱、总功率及偏振特性公式, 反映了量子力学给出的修正. 推广的等效光子散射方法是近两年由 Lieu 和 Axford 发展的^[6,7], 也称为推广的 Fermi-Weizsäcker-Williams (GFWW) 方法. 这种方法的基本思想是认为磁场中粒子辐射的经典及量子电动力学性质都可以简单地用逆 Compton 散射的概念来给予说明, 具体做法是将粒子的轨迹分成一系列无穷小的区段, 在任一相应的粒子瞬时静止系中, 原有静磁场可等效于一平面电磁波. 等效电磁波对粒子的影响可考虑成是它与粒子间的 Compton 散射. 将所有区段中所有的散射波的复振幅相干叠加起来, 当回到实验室参照系, 就可以给出粒子相应辐射的强度. 用 GFWW 方法, Lieu 和 Axford 已经求得了带电粒子在作任意相对论性运动时, 发射系数的一般公式, 并且具体讨论了同步辐射的有关问题^[8]. 当他们采用 Thomson 散射截面来描述等效光子场与相对论粒子的作用时就得到了经典同步辐射公式; 当采用 Compton 散射截面时, 就给出了与用严格量子电动力学推出的无自旋带电粒子同步辐射完全一致的结果; 而当他们采用 Klein-Nishina 截面时, 给出的发射系数也几乎与 QED 推得的自旋 1/2 带电粒子的公式完全一致. 所以这是一种非常有发展前景的方法^[8]. 当然 GFWW 方法应在 Landau 能级以及自旋跃迁不重要的情况下才有效, 不过对于极端相对论粒子, 这些条件一般都能满足^[5].

在本文中, 我们应用 Lieu 和 Axford 发展的方法, 将张家铝等人最近提出的 Synchro-Curvature 辐射新机制推广到超强磁场及带电粒子有自旋的情况, 并给出了在弯曲磁场中各种带电粒子在不考虑其自旋 (Klein-Gordon 粒子) 和考虑其自旋 (Dirac 粒子) 的 Synchro-Curvature 量子辐射谱, 并讨论了它们与经典谱的差异及偏振特性. 由于这里的公式已计及了强磁场中的量子效应, 所以可以适用到极高的磁场, 这就更有利于描述脉冲星磁层中带电粒子的运动和辐射, 为发展更加完备的脉冲星辐射模型创造了有利的条件.

1 强磁场中无自旋带电粒子的 Synchro-Curvature 辐射

为说明问题起见, 着重考虑带电粒子沿圆环形磁力线作螺旋运动的情况, 设磁力线所在平面为 (x, y) 平面, 则带电粒子的位置矢量可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{r} = & - \left\{ \rho \sin \Omega_0 t + \frac{r_B}{2} [\sin(\Omega_0 + \omega_B)t + \sin(\Omega_0 - \omega_B)t] \right\} \mathbf{i}^0 + \\ & \left\{ \rho \cos \Omega_0 t + \frac{r_B}{2} [\cos(\Omega_0 - \omega_B)t + \cos(\Omega_0 + \omega_B)t] \right\} \mathbf{j}^0 + r_B \sin \omega_B t \mathbf{k}^0, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\rho, \Omega_0, r_B, \omega_B$ 分别代表磁场的曲率半径、引导中心沿磁力线的角速度、粒子的回旋半径与回旋频率. 不失一般性, 可以假定观测者处于 (x, z) 平面中, 其矢径方向的单位矢量 $\mathbf{n}$ 与 $(-x)$ 轴的夹角为 θ_0 , 则 $\mathbf{n} = -\cos\theta_0 \mathbf{i} + \sin\theta_0 \mathbf{k}$. 如果带电粒子自旋为 0, 即 Klein-Gordon 粒子, 则由 Lieu 和 Axford 给出的结果^[7], 我们可以得到不考虑电子自旋时的辐射能密度公式如下:

$$\frac{d^2 E}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c} \frac{1}{\eta} \left| \int_{-T/2}^{T/2} e^{i\omega(t - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}/c)/\eta} [\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{v})] dt \right|^2, \quad (2)$$

其中反冲系数 η 定义为

$$\eta = 1 - \frac{\hbar \omega}{\gamma m c^2}. \quad (3)$$

为了得到量子化的辐射谱就必须具体计算上面积分, 并求平方, 然后对立体角积分. 沿用文献[3]给出的推导方法, 经过一系列运算, 就可以得到两个偏振方向的频谱公式为:

$$\frac{dP_{\parallel}}{d\omega} = \frac{\sqrt{3}e^2 \gamma}{4\pi r_c^*} \frac{\omega}{\omega_c} \left[\int_{\omega/\eta\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(y) dy - K_{2/3}(\omega/\eta\omega_c) \right], \quad (4)$$

$$\frac{dP_{\perp}}{d\omega} = \frac{\sqrt{3}e^2 \gamma}{4\pi r_c^*} \frac{\omega}{\omega_c} \frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B \omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} \left[\int_{\omega/\eta\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(y) dy + K_{2/3}(\omega/\eta\omega_c) \right], \quad (5)$$

其中辐射的特征频率 ω_c 及粒子轨道的曲率半径 r_c^* 分别为

$$\omega_c = \frac{3}{2} \gamma^3 c \frac{1}{\rho} \left[\frac{(r_B^3 + \rho r_B^2 - 3r_B \rho^2)}{\rho r_B^2} \cos^4 \alpha + \frac{3\rho}{r_B} \cos^2 \alpha + \frac{\rho^2}{r_B^2} \sin^4 \alpha \right]^{1/2}, \quad (6)$$

$$r_c^* = \frac{c^2}{(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B \omega_B^2}. \quad (7)$$

而

$$Q_2^2 \equiv \left[\frac{(r_B^2 + \rho r_B - 3\rho^2)}{\rho^3} \cos^3 \alpha \cos \theta_0 + \frac{3}{\rho} \cos \alpha \cos \theta_0 + \frac{1}{r_B} \sin^3 \alpha \sin \theta_0 \right] \frac{1}{r_B}. \quad (8)$$

$K_{2/3}(x)$ 和 $K_{5/3}(x)$ 分别为 2/3 和 5/3 阶的修正 Bessel 函数. 而总的辐射谱频可由上两式相加得到, 即

$$\frac{dP}{d\omega} = \frac{dP_{\parallel}}{d\omega} + \frac{dP_{\perp}}{d\omega} = \frac{\sqrt{3}e^2 \gamma}{4\pi r_c^*} \frac{\omega}{\omega_c} \left\{ \int_{\omega/\eta\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(y) dy - K_{2/3}(\omega/\eta\omega_c) + \frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B \omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} \left[\int_{\omega/\eta\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(y) dy + K_{2/3}(\omega/\eta\omega_c) \right] \right\}, \quad (9)$$

此时总辐射功率 P 应表示为

$$P = \int_0^{\omega_{\max}} \frac{dP}{d\omega} d\omega, \quad (10)$$

其中 $\omega_{\max}$ 为截止频率, 即

$$\omega_{\max} = \gamma m c^2 / \hbar. \quad (11)$$

作变量代换: $x = \omega/\eta\omega_c$, 则

$$\frac{\omega}{\omega_c} = \frac{x}{1 + \xi x}, \quad (12)$$

其中 $\xi \equiv \frac{\hbar\omega_c}{\gamma mc^2}$ 是前面所述的特征参数. 因此, 我们有

$$P = \frac{3\sqrt{3}e^2\gamma^4 c Q_2}{8\pi r_c^*} \left\{ \left(1 + \frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} \right) \int_0^\infty \frac{x dx}{(1 + \xi x)^3} \int_x^\infty K_{5/3}(y) dy + \right. \\ \left. \left[\frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} - 1 \right] \int_0^\infty \frac{x}{(1 + \xi x)^3} K_{2/3}(x) dx \right\}. \quad (13)$$

在 $\xi \ll 1$ 时, 忽略掉 ξ^2 以上的高阶项, 并应用积分公式

$$\int_0^\infty y^{q-1} K_p(y) dy = 2^{q-2} \Gamma\left(\frac{q-p}{2}\right) \Gamma\left(\frac{q+p}{2}\right).$$

我们有

$$P = \frac{3\sqrt{3}e^2\gamma^4 c Q_2}{8\pi r_c^*} \left\{ \left(1 + \frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} \right) \Gamma\left(\frac{7}{2}\right) \Gamma\left(\frac{2}{3}\right) \left(1 - \xi \cdot \frac{55\sqrt{3}}{24} + \xi^2 \cdot \frac{56}{3} \right) + \right. \\ \left. \left[\frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} - 1 \right] \Gamma\left(\frac{4}{3}\right) \Gamma\left(\frac{2}{3}\right) \left[1 - \xi \cdot \frac{5\sqrt{3}}{2} + \xi^2 \cdot \frac{64}{3} \right] \right\}, \quad (14)$$

$\xi \rightarrow 0$ 时, (14) 式则退化为经典极限时的结果, 即文献[2]中的(14)式. 对于极端量子力学情形 ($\xi \gg 1$), 只需注意到在 ω 远没有达到 ω_c 时, 辐射谱已经在电子能量 γmc^2 处截止了, 因此, 对所有 ω 而言, $y = \omega/\omega_c \ll 1$, 利用公式:

$$K_P(y) \underset{y \rightarrow 0}{=} 2^{P-1} \Gamma(P) y^{-P}.$$

以及

$$\int_0^\infty \frac{x^n}{(1 + \xi x)^m} dx = \frac{1}{\xi^{n+1}} \cdot \frac{\Gamma(n+1) \Gamma(m-n-1)}{\Gamma(m)},$$

得

$$P^{uq} = \frac{e^2 \gamma^4 c Q_2 \Gamma\left(\frac{2}{3}\right)}{12\sqrt{2} r_c^*} \left[1 + \frac{3[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} \right] \xi^{-4/3}. \quad (15)$$

2 强磁场中自旋 1/2 带电粒子的 Synchro-Curvature 辐射

对 Dirac 粒子用 Lieu 和 Axford 方法得到的带电粒子作任意轨道运动时辐射强度的一般公式为^[7]:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c^3} \frac{1}{\eta} \left\{ \left[1 + \frac{1}{2} \left(\eta + \frac{1}{\eta} - 2 \right) \right] \left| \int v_y e^{i\omega \left(t - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}}{c} \right) / \eta} dt \right|^2 + \right. \\ \left. \left| \int v_x \frac{\sin(\zeta - \theta_0)}{\cos \zeta} e^{i\omega \left(t - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}}{c} \right) / \eta} dt \right|^2 + \right. \\ \left. \frac{\gamma^2}{2} \left(\eta + \frac{1}{\eta} - 2 \right) \left| \int \left[1 - \frac{v}{c} \cos(\zeta - \theta_0) \right] \frac{v_x}{\cos \zeta} e^{i\omega \left(t - \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}}{c} \right) / \eta} dt \right|^2 \right\}, \quad (16)$$

其中 ζ 定义为

$$\tan \zeta = -v_z / v_x, \quad (17)$$

注意到 $\chi \equiv (\zeta - \theta_0)$ 就是粒子运动速度方向与 $\mathbf{n}$ 方向的夹角, 而且 $\chi \sim \frac{1}{\gamma} \ll 1$, 对 χ 作

Taylor 展开, 易得:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\omega} = \frac{dP_{\parallel}}{d\omega} + \frac{dP_{\perp}}{d\omega} = \frac{\sqrt{3}e^2\gamma}{4\pi r_c^*} \frac{\omega}{\omega_c} \left\{ \int_{\omega/\eta\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(y)dy - K_{2/3}\left(\frac{\omega}{\eta\omega_c}\right) + \right. \\ \left. \frac{1}{2}\left(\eta + \frac{1}{\eta} - 2\right) \left[-\frac{3}{16} \int_{\omega/\eta\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(y)dy + \frac{11}{16} K_{2/3}\left(\frac{\omega}{\eta\omega_c}\right) + \frac{\eta\omega_c}{8\omega} K_{1/3}\left(\frac{\omega}{\eta\omega_c}\right) \right] + \right. \\ \left. \left[1 + \frac{1}{2}\left(\eta + \frac{1}{\eta} - 2\right) \right] \cdot \frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} \times \right. \\ \left. \left[\int_{\omega/\eta\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(y)dy + K_{2/3}\left(\frac{\omega}{\eta\omega_c}\right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (18)$$

由上式, 得总辐射功率 P :

$$\begin{aligned} P = \frac{3\sqrt{3}e^2\gamma^4 c Q_2}{8\pi r_c^*} \left\{ \left[\frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} + 1 \right] \int_0^{\infty} \frac{x dx}{(1 + \xi x)^3} \int_x^{\infty} K_{5/3}(y)dy + \right. \\ \left[\frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} - 1 \right] \int_0^{\infty} \frac{x}{(1 + \xi x)^3} K_{2/3}(x) dx + \\ \left[\frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} - \frac{3}{16} \right] \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \frac{x dx}{(1 + \xi x)^3} \left(\frac{1}{1 + \xi x} + 1 + \xi x - 2 \right) \int_x^{\infty} K_{5/3}(y)dy + \\ \left[\frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} + \frac{11}{16} \right] \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \frac{x dx}{(1 + \xi x)^3} \left(\frac{1}{1 + \xi x} + 1 + \xi x - 2 \right) K_{2/3}(x) + \\ \left. \frac{1}{8} \cdot \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \frac{dx}{(1 + \xi x)^3} \left(\frac{1}{1 + \xi x} + 1 + \xi x - 2 \right) \cdot K_{1/3}(x) \right\}. \end{aligned} \quad (19)$$

完全类似于以上的讨论, 我们很容易得到 $\xi \ll 1$ 和 $\xi \gg 1$ 两种极端情形下辐射的总功率.

当 $\xi \ll 1$ 时, 我们有

$$\begin{aligned} P = \frac{e^2\gamma^4 c Q_2}{4r_c^*} \left\{ \left[\frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} + 1 \right] \frac{4}{3} \cdot \left(1 - \xi \cdot \frac{55\sqrt{3}}{24} + \xi^2 \cdot \frac{56}{3} \right) + \right. \\ \left[\frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} - 1 \right] \cdot \left(1 - \xi \cdot \frac{5\sqrt{3}}{2} + \xi^2 \cdot \frac{64}{3} \right) + \\ \left[\frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} - \frac{3}{16} \right] \cdot \frac{56}{27} \cdot \xi^2 + \\ \left. \left[\frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} + \frac{11}{16} \right] \cdot \frac{16}{9} \cdot \xi^2 + \frac{1}{12} \cdot \xi^2 \right\}. \end{aligned} \quad (20)$$

在上面的讨论过程中, 我们注意到, 对 $\xi \ll 1$ 的情况, $1/2(\eta + 1/\eta - 2)$ 一项保证了这时自旋粒子和无自旋粒子的辐射功率差与 ξ^2 成正比, 即与 $\hbar^2$ 相关, 在量子同步辐射的严格计算中, 这一结论是严格成立的^[9]. 对于 $\xi \gg 1$ 时的极端量子力学情形

$$\begin{aligned} P^{uq} = \frac{e^2\gamma^4 c Q_2}{12\sqrt{2}r_c^*} \left\{ \left[\frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} + 1 \right] 2 \cdot \Gamma\left(\frac{2}{3}\right) \xi^{-4/3} + \right. \\ \left. \left[\frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} - 1 \right] \Gamma\left(\frac{2}{3}\right) \xi^{-4/3} + \right. \end{aligned}$$

$$\left\{ \left[\frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} - \frac{3}{16} \right] \frac{14}{9} \Gamma\left(\frac{2}{3}\right) \xi^{-4/3} + \left[\frac{[(r_B + \rho)\Omega_0^2 + r_B\omega_B^2]^2}{c^4 Q_2^2} + \frac{11}{16} \right] \frac{7}{9} \Gamma\left(\frac{2}{3}\right) \xi^{-4/3} + \frac{5 \cdot \sqrt[3]{2}}{144} \cdot \Gamma\left(\frac{1}{3}\right) \xi^{-2/3} \right\}. \quad (21)$$

3 讨论

我们用推广的等效光子散射方法给出了一组 K-G 粒子和 Dirac 粒子的 Synchro-Curvature 辐射的量子修正公式, 这些公式是具有普遍性的, 在两个极端情况能自然的推出通常同步辐射及曲率辐射的量子修正公式, 因此它也就从更精确的角度反映了同步辐射及曲率辐射之间的统一性及联系. 图 1 给出了同步辐射及曲率辐射以及 Synchro-Curvature 辐射在经典、无自旋及有自旋的量子情况下的频谱, 显然可见, 在弯曲磁场中如果用通常的同步辐射公式进行计算, 即使考虑了量子修正, 也不能得到正确的结果. 我们这里给出了弯曲磁场中同步辐射量子修正的一般公式也给出了通常曲率辐射的量子特征, 这些结果用量子电动力学的方法, 是不容易得到的. 在图 2 中, 我们描绘出了 Synchro-Curvature 的经典辐射与它在两种量子情况下的频谱. 在低频段, 经典和量子情况差别较小, 也即量子修正可以不考虑, 但是接近截止频率 $\omega_{\max}$ 的区域, 量子效应就比较明显, 这时由于辐射光子的动量和能量不能忽视, 经典电动力学的计算已不适用了. 量子 Synchro-Curvature 辐射与经典 Synchro-Curvature 辐射谱的最重要的差别还在于前者的辐射频谱在达到相对论性粒子能量 γmc^2 处有一个截止, 这是所有量子辐射谱的共同特征, 我们的谱频公式也预示了这一点.

图 3 绘出了量子效应对偏振所给出的修正. 文献[1~3]曾经指出, 在经典情况下, Synchro-Curvature 辐射与通常同步辐射及曲率辐射原则上可以通过低频端的偏振度来加以检测和区分. 从图 3 我们可以看出, 量子 Synchro-Curvature 保持了这一特性而且在整个频段其偏振度都明显低于 0.5, 同时对于有自旋的情况 (Dirac 粒子) 其偏振度在接近截止频率时还出现一个下降区域. 这是量子效应的特有性质, 可能也更有利于从偏振度来区分 Synchro-Curvature 辐射与通常的同步辐射及曲率辐射. 并从实验中直接验证我们提出的有关理论.

Lieu 和 Axford 的方法虽不是一种严格的量子电动力学方法, 但它对磁场中辐射问题的处理十分有效, 可以给出通常量子电动力学无法直接计算的一些结果. 对这种方法的信心来自用这种方法讨论通常同步辐射时, 可以得到几乎与按严格的量子理论计算完全一致的结果. 这种方法的精髓在于考虑了粒子 (如电子) 的反冲运动, Fermi 早在 1924 年就注意到了这一点^[6]. 我们可以很确信地说, 这里推导的结果与将来用严格的量子电动力学推导的结果 (如

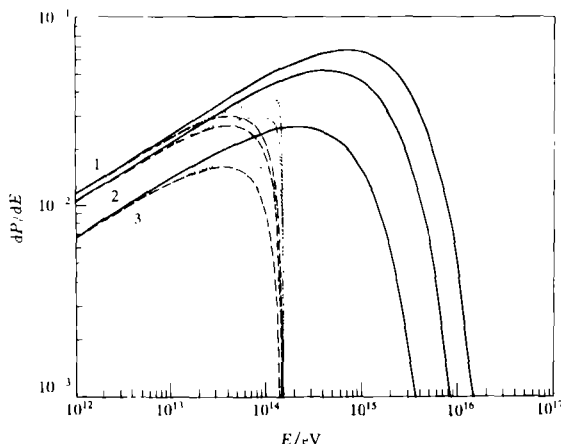


图 1 Synchro-Curvature 辐射(1)、同步辐射(2)和曲率辐射(3)在经典(—), 无自旋(---)及有自旋(.....)量子情况下的频谱

参数取为 $B = 10^{12} \text{ G}$, $\gamma = 3 \times 10^8$, $\rho = 1.0 \times 10^6 \text{ cm}$, $\sin \alpha = 10^{-6}$

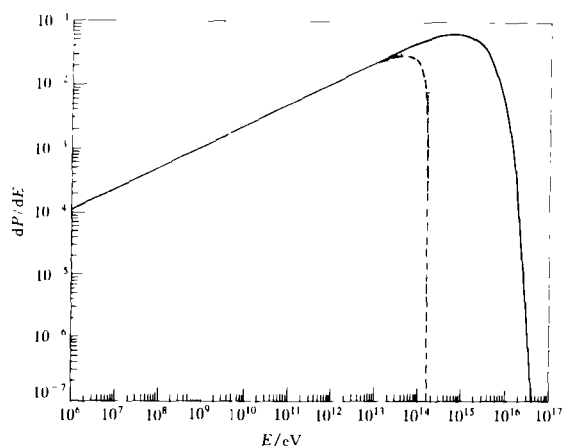


图 2 Synchro-Curvature 辐射在经典(——)、无自旋(---)和有自旋(……)量子情况下的频谱

参数同图 1

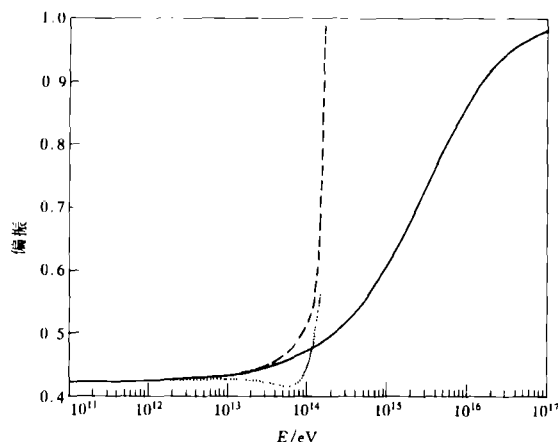


图 3 Synchro-Curvature 辐射在经典(——)、无自旋(---)和有自旋(……)量子情况下的偏振特性

参数同图 1

果可能的话)差别很小,而且这种差别在很大参数范围内将小到没有多大实际意义。

我们已经注意到,到 $\xi \sim 1$ 时,量子效应将开始变得显著,这一条件对脉冲星的辐射,尤其是高能辐射,是不难满足的,因此,在讨论脉冲星高能辐射等问题时,必须考虑 Synchro-Curvature 辐射的量子效应。

参 考 文 献

- 1 Zhang J L, Cheng K S. Radiation formulae for a relativistic charged particle moving in a curved spiral trajectory. *Phys Letts A*, 1995, 208: 47
- 2 张家铝, 郑广生. Synchro-Curvature Radiation——弯曲磁场中一种新的、更普遍的辐射. *天文学报*, 1995, 36: 432
- 3 Cheng K S, Zhang J L. General radiation formulae for a relativistic charged particle moving in curved magnetic fields: The synchro-curvature radiation mechanism. *Astrophys J*, 1996, 463: 271
- 4 Lieu R, Axford W I, McKenzie J F. Radiation by charged particle in nonuniform acceleration: the inapplicability of Larmor's formula. *Phys Rev D*, 1997, 55: 1872
- 5 乔国俊, 吴鑫基, 鲍威, 等. 强磁场中的逆 Compton 散射和 Crab Pulsar 的光学辐射. *中国科学, A 辑*, 1986, (7): 732
- 6 Lieu R, Axford W I. Synchrotron radiation: An inverse compton effect. *Astrophys J*, 1993, 416: 700
- 7 Lieu R, Axford W I. Quantum-limited synchrotron radiation in inhomogeneous magnetic fields. *Astrophys J*, 1995, 447: 302
- 8 Lewin W H G, Barber D P A. New theory to unity synchrotron radiation and inverse Compton scattering. *Comments Astrophys*, 1995, 18: 69
- 9 Sokolov A A, Ternov I M. *Radiation from Relativistic Electrons*. New York: AIP, 1986. 203