

相对论电子的磁逆 Compton 散射^{*}

尤峻汉 陈军锋 邓劲松 徐海光

(上海交通大学应用物理系空间与天体物理研究所, 上海 200030)

摘要 相对论电子在强磁场中的磁逆 Compton 散射是一种重要的 γ 射线辐射机制, 然而在过去十多年中, 一直没有描述这一辐射机制的功率及谱特性的简明公式. 首次给出了单个电子的谱功率、总功率及电子系集体的磁逆 Compton 散射谱的简明实用的解析公式, 并对磁逆 Compton 散射的基本特点如高频率、高效率以及单色性、定向性做了详细物理讨论, 指出了它在 γ 射线天文学中的潜在重要性.

关键词 辐射机制 磁逆 Compton 散射

磁逆 Compton 散射指的是强磁场中 ($B \approx 10^4 \sim 10^8$ T) 相对论电子的逆 Compton 散射. 这种特定条件下的逆 Compton 散射在硬 X 射线及 γ 射线天文学中的重要性日渐受到重视, 为一种重要的 γ 射线辐射机制^[1].

强磁场在高能天体物理中是重要的研究现象, 如强磁场中子星极区附近场强 B 可达 $10^4 \sim 10^8$ T. 在这样强的磁场中运动的相对论电子将沿磁力线方向以相对论速度运动. 而在垂直 B 的方向上由于过短的同步辐射寿命, 相对论速度无法保持, 最终只能以 $V_{\perp} \ll c$ 的非相对论速度绕磁力线回转, 例如, 取磁场为 $B = 10^8$ T, 电子能量为 $\gamma \approx 10^3$, 则电子同步辐射寿命仅为 $t_{\text{sy}} \approx 10^9 \gamma^{-1} B_{\perp}^{-2} \approx 10^{-18}$ s. 该电子的回旋频率为 $\omega_0 = \frac{1}{\gamma} \omega_B \approx 10^7 \gamma^{-1} B \approx 10^{16}$ /s, 故 $\omega_0 t_{\text{sy}} \approx 10^{-2}$. 这表明, 一个一开始在强磁场中有效速度是 $V_{\perp} \approx c$ 的相对论电子只能维持 10^{-18} s, 大体约为 0.01 圈即告“死亡”, 变成 $V_{\perp} \ll c$ 的热电子. 在电子引导中心参考系 S' (该参考系沿磁力线方向的平动速度恰为电子速度的平行分量 V_{\parallel}) 观察, 电子将在垂直 B 方向的平面圆轨道上做非相对论性低速回旋运动, $V'_{\perp} \ll c$. 这一特定运动形态 ($\beta_{\parallel} \approx 1$, 但 $\beta_{\perp} \ll 1$) 决定了磁场中相对论电子逆 Compton 散射的新特点: 散射具有回旋共振性质. 在 S' 系中电子以 $V'_{\perp} \ll c$ 做 Landau 圆轨道运动, 频率是 $\nu_B = \frac{eB}{2\pi m_0 c}$, 只当入射光子频率 $\nu'_i = \nu_B$ 时才出现吸收, 发生从基态到第 1 激发态的吸收跃迁, (此外还以更小的频率产生倍频 $\nu'_i = 2\nu_B$ 的吸收跃迁). 吸收后瞬时即产生回到基态的再发射, 从而等效于一次(共振)散射. 在 S' 中, 散射频率即由 Landau 能级间隔决定. 由于最大跃迁几率发生于基态和第 1 激发态之间, 故最主要的散射频率是 $\nu'_i = \nu'_f = \nu_B$, 因此本文只限于讨论基频散射.

1998-05-15 收稿, 1998-12-06 收修修改稿

^{*}国家自然科学基金(批准号: 19573008)和国家攀登计划资助项目

共振性质决定了磁场中相对论电子的逆 Compton 散射(简称磁逆 Compton 散射或磁 Compton 辐射)具有不同于一般逆 Compton 散射的一些新特点. 首先是极高的辐射效率. 按文献 [2], 当磁场 B 高达 10^8 T 时, 基频散射截面在线心 $\nu'_i = \nu_B$ 处的值为 $\sigma(\nu_B) \simeq 10^8 \sigma_T$, (σ_T 为 Thomson 截面), 此截面约为 10^8 个自由电子散射截面的总和. 这种极高效率的辐射机制在 高能天体物理中受到重视是很自然的. 在远离共振频率时, 该电子的逆 Compton 散射行为已与无磁场时自由电子无异, 可以忽略. 第 2 个特点是辐射频率极高. 这也来自散射的共振性质. 在随行星系 S' 中, 共振散射频率原为 $\nu' = \nu'_i = \nu_B$, 回到实验室系 S , 散射频率成为 $\nu = \gamma\nu'(1 + \cos\Psi') = \gamma\nu_B(1 + \cos\Psi') \simeq \gamma\nu_B$. 若 $B \simeq 10^8$ T, 则 $h\nu_B \simeq 10$ keV, 从而 S 系中, 散射光子能量可高达 $h\nu \simeq \gamma h\nu_B \simeq 100$ keV \sim 100 MeV (取 $\gamma = 10 \sim 10^4$), 辐射出现在典型的高能 γ 射线观测波段, 可以预见它在 γ 射线天文学中的重要性. (参见文献 [3 ~ 5]). 因此, 高效率和高频率是磁逆 Compton 散射的最大特点. 此外, 和一般的 Compton 辐射相比, 它具有好的单色性和定向性(沿 B 方向). 最后值得指出, 磁逆 Compton 散射具有偏振特性, 这也是由回旋辐射特点决定的(S' 系中沿磁场方向为辐射为圆偏振, 垂直磁场方向为线偏振, 其他方向为椭圆偏振).

对磁逆 Compton 散射的研究已有二十余年, 已有多位学者进行过讨论(参见文献 [6 ~ 12]). 早在 1979 年, Herold 首先导出了磁逆 Compton 散射截面公式, 其后 Demmer 在非相对论极限下得到了在电子静止坐标系下的截面公式, 其形式为

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon_s d\mu_s} = \frac{3\sigma_T}{8} \delta(\epsilon_s - \epsilon) \left[(1 - \mu^2)(1 - \mu_s^2) + \frac{1}{4}(1 + \mu^2)(1 + \mu_s^2)(g_1 + g_2) \right],$$

式中各个量的具体表达式如下

$$\epsilon \equiv \hbar\omega / m_0c^2, \quad \epsilon_s \equiv \hbar\omega_s / m_0c^2, \quad \mu \equiv \cos\theta, \quad \mu_s \equiv \cos\theta_s,$$

$$g_1 \equiv u^2 / (u + 1)^2, \quad g_2 \equiv u^2 / [(u - 1)^2 + a^2],$$

$u \equiv \epsilon / \epsilon_B = \omega / \omega_B$, $a \equiv \epsilon\Gamma / 2\epsilon_B = 2\alpha_f \epsilon_B / 2$, $\epsilon\Gamma = 4\alpha_f \epsilon_B^2 / 3$, α_f 为精细结构常数. 虽然他们采用 QED 理论给出回旋共振散射截面公式, 但形式很繁复, 由此计算散射光频谱分布时, 往往只给出一些数值计算结果, 且多限于具体应用. 由于近年 X 射线及 γ 射线天文学的快速发展, 以及我们基于半经典理论对原有量子回旋辐射理论公式的明显改进和简化, 有必要也有可能重新讨论这一重要机制. 本文将利用我们导出的简明实用的散射截面公式, 给出一个简单的解析公式表示单个相对论电子磁逆 Compton 散射的谱功率分布, 并以此为基础, 进一步导出具有幂律能谱分布的相对论电子集体穿过低频辐射场时的磁逆 Compton 辐射谱. 在第 1 节的基本公式推导中, 首先计算能量为 γ 的单个相对论电子在强磁场中穿过“低频”或“软”的辐射场区时产生的磁逆 Compton 散射谱功率和总功率. 该辐射场区可以事先给定为黑体辐射场, 也可以是稀薄等离子体的热致辐射场, 或是具有幂律谱形的非热辐射场. 在此基础上, 再求大量电子(假定具有幂律谱形 $N(\gamma) = N_0 \gamma^{-n}$)集体的辐射谱, 即求谱发射系数 $j_{\nu}^{m.c}$ 和总发射系数

$j^{m.c} = \int j_{\nu}^{m.c} d\nu$. $j_{\nu}^{m.c}$ 和 $j^{m.c}$ 才是可以和观测比较的宏观量. 最后在第 2 节中给出讨论.

1 公式推导

1.1 单个电子的谱功率

为计算一个能量 $\gamma = mc^2 / m_0c^2$ 的相对论电子穿过辐射场时的散射谱功率, 在理论推导中, 我们利用参考系变换来完成. 先在电子引导中心系 S' 中考察散射, 优点是在该参考系中回旋共振微分散射截面 $\sigma^s(\nu'_i, \Psi'_i)$ 已知, 且具有非常简单的初等函数形式, 故可在 S' 系中直接完成单个电子的散射谱功率和总功率的计算, 再通过变换 $S' \rightarrow S$ 回到实验室系 S , 即可求出 S 系中相对论电子的磁逆 Compton 散射谱功率 $dP^{m.c.} / d\nu$ 和总功率 $P^{m.c.}$.

在 S' 系中具体计算散射时, 要对入射光和散射光做“分解”, 即把入射光细分为各单色定向入射束 $I'(\nu'_i, \Psi'_i)$ 之和, 先求这束光的散射. $I'(\nu'_i, \Psi'_i)$ 是 S' 中入射角和入射频率分别为 Ψ'_i 和 ν'_i 的一束单色定向光的强度(参见图 1(b)). 当然, 对散射光也要细分成单色定向束加以讨论.

首先在 S' 系中考察电子的散射(该电子现做垂直磁场方向的圆轨道运动). dt' 时间内沿围绕入射方向的立体角元 $d\Omega'_i$, 频率为 $\nu'_i \rightarrow \nu'_i + d\nu'_i$, 穿过垂直于入射方向单位面积的入射光子数是

$$\frac{I'(\nu'_i, \Psi'_i)}{h\nu'_i} d\nu'_i d\Omega'_i dt' \quad (1)$$

按文献 [2], S' 系中该电子的总散射截面为

$$\sigma^s(\nu'_i, \Psi'_i) = \frac{1}{2} \pi r_0 c (1 + \cos^2 \Psi'_i) \varphi(\nu'_i - \nu_B) \quad (2)$$

其中 ν'_i, Ψ'_i 分别表示 S' 系中看到的定向单色入射光束的入射频率和入射角(图 1(b)). 而微分散射截面则为

$$\sigma^s(\nu'_i, \Psi'_i, \Psi'_s) = \left[\frac{3}{32} r_0 c \right] (1 + \cos^2 \Psi'_i) (1 + \cos^2 \Psi'_s) \varphi(\nu'_i - \nu_B) \quad (3)$$

其中 $\varphi(\nu'_i - \nu_B) = \frac{\Gamma_u / 4\pi^2}{(\nu'_i - \nu_B)^2 + (\Gamma_u / 4\pi)^2}$, $\nu_B \equiv \frac{eB}{2\pi m_0 c} = 2.799 \times 10^6 \text{ BHz}$.

所以 dt' 中, 入射光子被散射到立体角元 $d\Omega'_s = 2\pi \sin \Psi'_s d\Psi'_s$ 中的光子数为

$$\frac{2\pi I'(\nu'_i, \Psi'_i)}{h\nu'_i} \sigma^s(\nu'_i, \Psi'_i, \Psi'_s) \sin \Psi'_s d\Psi'_s d\Omega'_i d\nu'_i dt' = \left[\frac{3\pi}{16} r_0 c \right] \left[\frac{I'(\nu'_i, \Psi'_i)}{h\nu'_i} \right] (1 + \cos^2 \Psi'_i) (1 + \cos^2 \Psi'_s) \varphi(\nu'_i - \nu_B) \sin \Psi'_s d\Psi'_s d\Omega'_i d\nu'_i dt' \quad (4)$$

该式可进一步简化, 理由是 Lorentz 形状因子 $\varphi(\nu'_i - \nu_B)$ 颇类似于 δ 函数 $\delta(\nu'_i - \nu_B)$, 它表示了散射的共振性质. 故可先对 $d\nu'_i$ 积分上式, 得到 dt' 中频率在 $\nu'_i \simeq \nu_B \equiv \frac{eB}{2\pi m_0 c}$ 的狭窄频段

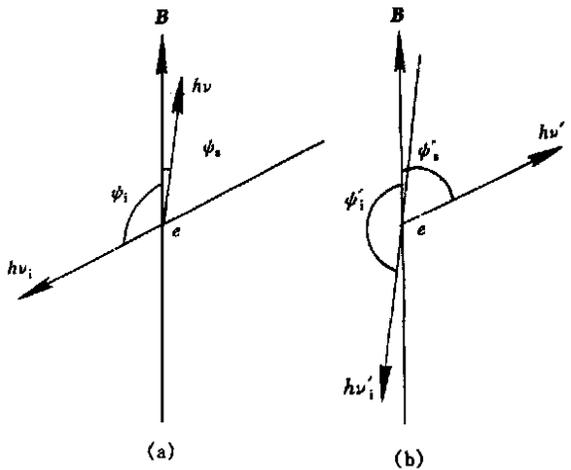


图 1
(a) S 系, (b) S' 系

中散射到 $\Psi'_s \rightarrow \Psi'_s + d\Psi'_s$ 中的散射光子数为

$$dN = \left[\frac{3\pi}{16} r_0 c \right] (1 + \cos^2 \Psi'_i) (1 + \cos^2 \psi'_s) \left[\int_0^\infty \frac{I'(\nu'_i, \Psi'_i)}{h\nu'_i} \varphi(\nu'_i - \nu_B) d\nu'_i \right] \sin \Psi'_s d\Psi'_s d\Omega'_i dt' \simeq \left[\frac{3\pi}{16} r_0 c \right] (1 + \cos^2 \Psi'_i) (1 + \cos^2 \Psi'_s) \left[\frac{I'(\nu_B, \Psi'_i)}{h\nu_B} \right] \sin \Psi'_s d\Psi'_s d\Omega'_i dt', \quad (5)$$

其中用到归一性质 $\int_0^\infty \varphi(\nu'_i - \nu_B) d\nu'_i = 1$. 当由 S' 系回到实验室系 S 时, Lorentz 变换给出^[13] (取 $\beta \simeq 1$),

$$\nu' = \gamma\nu(1 - \beta\cos\Psi) = \gamma\nu(1 - \cos\Psi), \quad (6a)$$

$$\cos\psi'_i = \frac{\cos\psi_i - \beta}{1 - \beta\cos\psi_i} \simeq \frac{\cos\psi_i - 1}{1 - \cos\psi_i} = -1, \quad (6b)$$

$$d\Omega'_i = d\Omega_i \frac{1}{\gamma^2(1 - \beta\cos\psi)^2} \simeq d\Omega_i \frac{1}{\gamma^2(1 - \cos\psi)^2}, \quad (6c)$$

$$I'(\nu'_i, \psi'_i) = I(\nu_i, \psi_i) \gamma^3 (1 - \beta\cos\psi_i)^3 \simeq I(\nu_i, \psi_i) \gamma^3 (1 - \cos\psi_i)^3, \quad (6d)$$

$$dt' = \frac{1}{\gamma} dt. \quad (6e)$$

因此(5)式中 $I'(\nu'_i, \Psi'_i)$, $d\Omega'_i$, dt' 可以用实验室 S 系中相应量替换, 即 $d\Omega'_i \rightarrow d\Omega_i$, $dt' \rightarrow dt$, $I'(\nu'_i, \Psi'_i) \rightarrow I(\nu_i, \Psi_i)$, 并且注意到近似有 $(1 + \cos^2 \Psi'_i) \simeq 2$ (即在 S' 系中, 入射光方向 $\Psi'_i \simeq \pi$, 见光行差(6b)式, 近于“对头碰”, 因此(5)式成为

$$dN = \left[\frac{3\pi}{8} r_0 c \right] \left[\frac{1}{h\nu_B} \right] I(\nu_i, \Psi_i) (1 - \cos\Psi_i) (1 + \cos^2 \Psi'_s) \sin \Psi'_s d\Psi'_s d\Omega_i dt, \quad (7)$$

(7)式即实验室系 S 中看到的 dt 时间内单色定向束 $I(\nu_i, \Psi_i)$ 散射到 $\Psi'_s \rightarrow \Psi'_s + d\Psi'_s$ 立体角元的光子数目. 注意对于给定的入射束 $I(\nu_i, \Psi_i)$, 入射方向 Ψ_i 确定后, 入射频率并非随意取值. 由共振条件 $\nu'_i \simeq \nu_B$ 及 Doppler 公式

$$\nu'_i = \gamma\nu_i(1 - \beta\cos\Psi_i) \simeq \gamma\nu_i(1 - \cos\Psi_i), \quad (8)$$

得到

$$\nu_i \simeq \frac{\nu_B}{\gamma(1 - \cos\Psi_i)}, \quad (9)$$

此即共振散射条件 $\nu'_i = \nu_B$ 在实验室系 S 中的表达式. 它表明, 一旦入射方向 Ψ_i 确定, 则入射频率 $\nu_i = \nu_i(\Psi_i)$ 即被限定, 不可随意取值, 否则不被吸收. 这和自由电子逆 Compton 散射情况很不同. 后者 ν_i 和 Ψ_i 彼此独立取值.

若忽略 $\psi_i \gtrsim 0$ 的小角入射(对于各向同性辐射场, 这种小角入射光子数的确很少), 则(9)式近似表为

$$\gamma h\nu_i \simeq h\nu_B. \quad (9')$$

近似共振条件(9')式提供了相对论电子穿过低频场 $I = I(\nu_i)$ 时的一个有用的定性判据: 只当相对论电子的典型能值 γ 与辐射场之典型光子能量 $h\nu_i$ 之积可以与 $h\nu_B$ 相比较时, 才可能有显著的磁逆 Compton 辐射.

在求一个能量 γ 的相对论电子的磁逆 Compton 散射谱功率之前, 不妨先对单电子的散射谱分布做一定性分析. 在随行系 S' 中看散射, 由于吸收和再发射主要发生在 Landau 能级对

(0, 1)之间, $0 \ll 1$, 即主要为基频散射. 散射频率 ν' 等于入射频率 ν_i' , 即

$$\nu' = \nu_i' = \nu_B. \tag{10}$$

因此随行系 S' 中, 散射频率具有极好单色性, 但从 S' 系回到 S 系, 则实验室中看到的散射频率当为

$$\nu = \gamma \nu' (1 + \beta \cos \Psi'_s) \simeq \gamma \nu_B (1 + \cos \Psi'_s). \tag{11}$$

由于 S' 系中散射近于各向同性, (见(3)式), 散射方向 Ψ'_s 当在 $(0, \pi)$ 中取值. 故实验室 S 系中的散射频率当分布于 $(0, 2\gamma\nu_B)$ 之间很宽的频段之中, 相当弥散, 高频截止 $2\gamma\nu_B$ 数值很大.

但下面定量计算的谱分布(图2)则显示, 辐射的单色性仍然相当好. 在最大辐射频率 $\nu \simeq 2\gamma\nu_B$ 处谱功率有一高的尖峰. 现定量推导能量为 γ 的单电子磁逆 Compton 散射的谱功率如下. 为此, 只需将(7)式乘以散射光子能量 $h\nu$ 即可, $h\nu$ 由(11)式给出. 于是元功率为

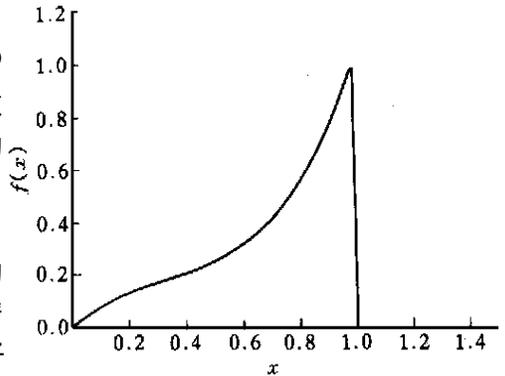


图 2 能量为 γ 的相对论电子产生磁逆 Compton 散射的无量纲能谱

$$dP^{m.c} = \frac{dw}{dt} = \frac{dN}{dt} h\nu = \left[\frac{3\pi}{8} r_0 c \right] \left[\frac{h\nu}{h\nu_B} \right] I(\nu_i, \Psi_i) (1 - \cos \Psi_i) (1 + \cos^2 \Psi'_s) \sin \Psi'_s d\Psi'_s d\Omega_i = \left[\frac{3\pi}{8} r_0 c \right] \gamma I(\nu_i, \Psi_i) (1 - \cos \Psi_i) (1 + \cos^2 \Psi'_s) (1 + \cos \Psi'_s) \sin \Psi'_s d\Psi'_s d\Omega_i, \tag{12}$$

将(12)式对全部入射立体角 $d\Omega_i = 2\pi \sin \Psi_i d\Psi_i$ 积分, 即得散射频率为 ν (由(11)式可见, 它对应于一确定的散射角 Ψ'_s) 的磁逆 Compton 散射谱功率为

$$dP^{m.c} = \left[\frac{3\pi}{8} r_0 c \right] \gamma (1 + \cos \Psi'_s) (1 + \cos^2 \Psi'_s) \sin \Psi'_s d\Psi'_s \left[2\pi \int_0^\pi I(\nu_i, \Psi_i) \cdot (1 - \cos \Psi_i) \sin \Psi_i d\Psi_i \right]. \tag{13}$$

如果辐射场各向同性, 则强度 I 不显含 Ψ_i , 但仍通过 $\nu_i(\Psi_i)$ 和 Ψ_i 角相关. $I = I(\nu_i) = I(\nu_i(\Psi_i))$. 其中 ν_i 满足共振条件(9)式.

对于给定的辐射场, 可以写出 $I(\nu_i)$ 具体形式, 并完成积分, 记为

$$2\pi \int_0^\pi I(\nu_i(\Psi_i)) (1 - \cos \Psi_i) \sin \Psi_i d\Psi_i \equiv A, \tag{14}$$

式中 $\nu_i = \nu_i(\Psi_i)$ 由(9)式给定, 常数 $A = A(\gamma, \nu_B)$ 依赖于电子能量 γ 和场强 B . 一般对形式复杂的辐射场 (I - Ψ_i 关系复杂), 该积分只能数值计算完成.

从(14)式可见, 积分中考虑了沿所有方向入射, 并能与一个能量为 γ 的相对论电子产生共振吸收(散射)的各种“合格的”低频光子, 故 A 可称为电子(能量为 γ)的散射效率, 因为 A 与该电子发生共振散射的低频光子总数相关.

为了由(13)式最后求得谱功率对频率的变化关系, 需将(13)式中散射角 Ψ'_s 换成散射频率 ν , 利用(11)式将散射角余弦 $\cos \Psi'_s$ 表成

$$\cos \Psi'_s = (\gamma^{-1} \nu_B^{-1}) \nu - 1, \tag{15}$$

定义 $\frac{\nu}{2\gamma\nu_B} = \nu / \nu_{\max} \equiv x$ 为以最大散射频率 $2\gamma\nu_B$ 为量度单位的无量纲的散射频率, 则

$$\cos \psi'_s = 2x - 1, \quad (16)$$

于是谱功率为(见(13)式),

$$\frac{dP^{m.c.}}{dx} = (3\pi r_0 c) A(\gamma, \nu_B) \gamma f(x), \quad (17)$$

其中决定谱形的函数为

$$f(x) = \begin{cases} 2x^3 - 2x^2 + x & (\text{当 } 0 \leq x \leq 1), \\ 0 & (\text{当 } x > 1). \end{cases} \quad (18)$$

$f(x)$ 为磁逆 Compton 散射无量纲的谱功率, 其谱形见图 2.

由图 2 所示的 $f(x) = f\left(\frac{\nu}{2\gamma\nu_B}\right)$ 的谱形可见, 单个电子的辐射谱仍有相当好的单色性, 尽管辐射谱的频段非常宽. 因此在许多半定量讨论中, 可以采用准单色近似, 即认为能量 γ 的电子产生频率为 $2\gamma\nu_B$ 的单色线, 能量 γ 和频率 ν 近似有一一对应关系.

将 $\frac{dP^{m.c.}}{dx} = (2\gamma\nu_B) \frac{dP^{m.c.}}{d\nu}$ 代入(17)式, 可将谱功率表示为常用形式:

$$\frac{dP^{m.c.}}{d\nu} = \left(\frac{3\pi r_0 c}{2\nu_B}\right) A(\gamma, \nu_B) f\left(\frac{\nu}{2\gamma\nu_B}\right), \quad (19)$$

单个电子的总辐射功率可由(17)式对 x 积分求得

$$P^{m.c.} = \int_0^1 \frac{dP^{m.c.}}{dx} dx = (\pi r_0 c) A(\gamma, \nu_B) \gamma. \quad (20)$$

1.2 电子系集体的磁逆 Compton 散射, 谱发射系数和总发射系数 $j^{m.c.}(\nu)$

若强磁场中相对论电子具有幂律形能谱分布

$$N(\gamma) = N_0 \gamma^{-n} d\gamma \quad (\gamma_1 \leq \gamma \leq \gamma_2), \quad (21)$$

将(17)式或(19)式对电子能谱 $N(\gamma)d\gamma$ 积分, 即得单位体积各种能量 γ 的电子在频率 ν 处的总的谱功率, 即谱发射系数

$$j^{m.c.}(\nu) = \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \frac{dP^{m.c.}}{d\nu} N(\gamma) d\gamma, \quad (22)$$

将(19)式代入(22)式, 则有

$$j^{m.c.}(\nu) = \left(\frac{3\pi r_0 c}{2\nu_B}\right) N_0 \int_{\gamma} \gamma^{-n} A(\gamma, \nu_B) f\left(\frac{\nu}{2\gamma\nu_B}\right) d\gamma, \quad (23)$$

(23)式即为计算相对论电子磁逆 Compton 散射的谱发射系数 $j^{m.c.}(\nu)$ 的基本公式. 一俟“低频”辐射场 $I(\nu_i)$ 给定, 可由(14)式得到 $A = A(\gamma, \nu_B)$, 即可由(23)式求 $j^{m.c.}(\nu)$.

由(23)式可见, 谱发射系数 $j^{m.c.}(\nu)$ 大小由 3 个因素决定: a) 能量为 γ 的电子数 $N(\gamma)d\gamma$; b) 能量为 γ 的电子的散射效率 $A(\gamma, \nu_B)$; c) 是能量为 γ 的电子在频率 ν 处的无量纲谱功率函数

$$f\left(\frac{\nu}{2\gamma\nu_B}\right).$$

计算中应注意对能量 γ 的积分限的选择. 由磁逆 Compton 散射的基本谱形 $f\left(\frac{\nu}{2\gamma\nu_B}\right)$ (18) 式或图 2 可见, 对于一个能量区间为 $\gamma_1 \leq \gamma \leq \gamma_2$ 的幂律形相对论电子能谱分布, 按照“准单色近似”的考虑, 能量 γ 和频率 ν 有一一对应关系, 故其磁逆 Compton 散射的主要辐射频段为 $2\gamma_1\nu_B \leq \nu \leq 2\gamma_2\nu_B$, 当 $\nu \geq 2\gamma_2\nu_B$ 时, 有 $j^{m.c.}(\nu) = 0$, 即没有超过 $2\gamma_2\nu_B$ 的高频辐射; 而对于 $\nu \leq$

$2\gamma_1\nu_B$ 的低频辐射段的任一指定频率 ν , 所有满足 $\gamma_1 \leq \gamma \leq \gamma_2$ 的电子都对该频率的辐射有贡献, 故(23)式中对能量 γ 的积分 \int_γ 取作 $\int_{\gamma_1}^{\gamma_2}$. 对于主要辐射频段 $2\gamma_1\nu_B \leq \nu \leq 2\gamma_2\nu_B$ 中的任一

给定频率 ν , 显然只有其能量 $\gamma \geq \frac{\nu}{2\nu_B}$ 的电子才对该频率的辐射有贡献, 于是(23)式中的能量积

分限当取为 $\int_{\nu/2\nu_B}^{\gamma_2}$. 因此, 计算当分频段进行, 故(23)式应成为

$$j_\nu = \begin{cases} 0, & \text{当 } \nu > 2\gamma_2\nu_B, \end{cases} \quad (24a)$$

$$j_\nu = \begin{cases} \int_{\nu/2\nu_B}^{\gamma_2} \frac{dP^{m.c.}}{d\nu} N(\gamma) d\gamma, & \text{当 } 2\gamma_1\nu_B \leq \nu \leq 2\gamma_2\nu_B \quad (\text{主要频段}), \end{cases} \quad (24b)$$

$$j_\nu = \begin{cases} \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \frac{dP^{m.c.}}{d\nu} N(\gamma) d\gamma, & \text{当 } \nu \leq 2\gamma_1\nu_B \quad (\text{低频段}). \end{cases} \quad (24c)$$

现对天体物理中几个典型辐射场来完成磁逆 Compton 散射谱的计算.

1.2.1 幂律谱形辐射场 若原始的低频场是非热的幂律谱形,

$$I(\nu_i) = I_0 \nu_i^{-p} \quad (\nu_1 \leq \nu \leq \nu_2), \quad (25)$$

将(25)式和(9)式代入(14)式即可求出 $A(\gamma, \nu_B)$. 首先, 将(9)式代入(25)式得到 $I(\nu_i) = I_0 \nu_B^{-p} \gamma^p (1 - \cos \psi_1)^p$, 将它代入(14)式前, 注意(14)式对积分的上下限不再是 $(0, \pi)$, 而应该是 (ψ_1, ψ_2) . 这是由于实际的幂律谱有上下截止频率 $\nu_1 \leq \nu_i \leq \nu_2$, 在 $\nu_i < \nu_1$ 和 $\nu_i > \nu_2$ 时, 恒有

$I(\nu_i) = 0$, (25)式不成立. 按共振条件(9)式, 应有 $1 - \cos \psi_1 = \frac{\nu_B}{\gamma \nu_1}$ 及 $1 - \cos \psi_2 = \frac{\nu_B}{\gamma \nu_2}$, 由此即可确定上下限 (ψ_1, ψ_2) , 从而

$$A(\gamma, \nu_B) = 2\pi I_0 \nu_B^{-p} \gamma^p \int_{\psi_1}^{\psi_2} (1 - \cos \psi_i)^{p+1} \sin \psi_i d\psi_i = 2\pi I_0 \nu_B^{-p} \gamma^p \int_{\nu_B/\gamma\nu_2}^{\nu_B/\gamma\nu_1} \chi^{p+1} dx = 2\pi I_0 \nu_B^2 \frac{1}{p+2} \nu_1^{-(p+2)} \gamma^{-2}. \quad (26)$$

推导上式时利用了 $\nu_2^{-(p+2)} \ll \nu_1^{-(p+2)}$ 这一性质, 从而略去了 $\nu_2^{-(p+2)}$ 项.

代入(24b)式, 即得出主要辐射频段 $2\gamma_1\nu_B \leq \nu \leq 2\gamma_2\nu_B$ 的谱发射系数为

$$j_\nu = j_\xi = \left[\frac{3\pi^2 r_0 c I_0 N_0 \nu_B \nu_1^{-(p+2)}}{p+2} \right] \int_{\xi}^{\gamma} \gamma^{-(n+2)} [2\xi^3 \gamma^{-3} - 2\xi^2 \gamma^{-2} + \xi \gamma^{-1}] d\gamma, \quad (27)$$

其中 $\xi \equiv \nu/2\nu_B$ 为无量纲散射光子频率或无量纲散射光子能量¹⁾. 将(27)式系数记为 K , $K \equiv$

$\left[\frac{3\pi^2 r_0 c I_0 N_0 \nu_B \nu_1^{-(p+2)}}{p+2} \right] = \frac{7.0 \times 10^5 B I_0 N_0 \nu_1^{-(p+2)}}{p+2}$, 完成(27)式中的积分, 则

$$j_\nu = j_\xi = K \left[\frac{2}{n+4} - \frac{2}{n+3} + \frac{1}{n+2} \right] \xi^{-(n+1)} - K \left[\frac{2\gamma_2^{-(n+4)}}{n+4} \xi^3 - \frac{2\gamma_2^{-(n+3)}}{n+3} \xi^2 + \frac{\gamma_2^{-(n+2)}}{n+2} \xi \right], \quad (28)$$

(当 $2\gamma_1\nu_B \leq \nu \leq 2\gamma_2\nu_B$).

(28)式第 1 项是幂律辐射谱 $\sim \nu^{-\alpha}$, 谱指数 $\alpha = n + 1$. 式中第 2 项远比第 1 项小(因子

1) 按 γ 天文学惯例, 常用光子能量 $h\nu$ 代替频率 ν

$\gamma_2^{-(n+4)} \ll \gamma_2^{-(n+3)} \ll \gamma_2^{-(n+2)} \ll 1$) 代表对第 1 项幂律谱的小偏离. 总之, 在主要辐射频段中, 磁逆 Compton 辐射是一近似的幂律谱, 故 (28) 式可近似表示为

$$j_\nu = j_\xi \simeq K \left[\frac{2}{n+4} - \frac{2}{n+3} + \frac{1}{n+2} \right] \xi^{-(n+1)} \propto \nu^{-(n+1)}, \quad (29)$$

对于 $\nu \leq 2\gamma_1 \nu_B$ 的“低频”辐射段, 采用 (24c) 计算谱, 得到

$$j_\nu = j_\xi \simeq K \left[\frac{2\gamma_1^{-(n+4)}}{n+4} \xi^3 - \frac{2\gamma_1^{-(n+3)}}{n+3} \xi^2 + \frac{\gamma_1^{-(n+2)}}{n+2} \xi \right] \quad (\text{当 } \nu \leq 2\gamma_1 \nu_B), \quad (30)$$

由于 $\gamma_1^{-(n+4)} \ll \gamma_1^{-(n+3)} \ll \gamma_1^{-(n+2)}$, 故当 $\xi \ll \gamma_1$ 时, (30) 式可近似表示为

$$j_\nu = j_\xi \simeq \frac{K\gamma_1^{-(n+2)}}{n+2} \xi \propto \nu \quad (\text{当 } \xi \ll \gamma_1), \quad (31)$$

利用 (28) 和 (30) 式计算的全频段磁逆 Compton 散射谱示于图 3. (参量选为典型值 $n = 1.5, 2.5, p = 0.7, \gamma_1 = 10, 10^2, \gamma_2 = 10^4$). 这一谱形的确可以用近似 (29) 和 (30) 式很好地描述.

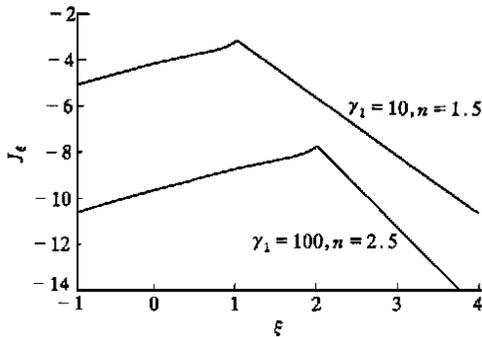


图 3 磁逆 Compton 散射谱形之一
当低频场有幂律谱形 $I(\nu_i) = I_0 \nu_i^{-p}$

由图 3 可见, 磁逆 Compton 散射谱在主要频段 ($2\gamma_1 \nu_B \leq \nu \leq 2\gamma_2 \nu_B$) 为很好的幂律谱, 谱指数 $\alpha = n + 1$, 比能谱更陡, 而在低频段出现倒转, 全频段表现为分成两段的幂律谱. 偏折点总是出现在 $\nu_c = 2\gamma_1 \nu_B$ 处. 这种带有偏折的 γ 射线频谱是磁逆 Compton 散射固有的, 并非来自 γ 射线的吸收效应.

1.2.2 黑体辐射场 若原始低频辐射场是温度为 T (T 不可太高) 的黑体辐射场, 即有

$$I(\nu_i) = \frac{2h\nu_i^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu_i/kT} - 1}, \quad (32)$$

同样, 将 (32) 式和共振条件 (9) 式代入 (14) 式, 完成

积分即得

$$A(\gamma, \nu_B) = A(\gamma, B) = \frac{2\pi h\nu_B^3}{c^2 \gamma^3} \left[1 - \frac{\gamma}{2\gamma_c} \ln(e^{2\gamma_c/\gamma} - 1) \right], \quad (33)$$

其中 $\gamma_c \equiv h\nu_B/4kT$. 将 (33) 式代入 (24) 式, 即可求出磁逆 Compton 散射谱. 此前有必要先对散射效率 $A(\gamma, \nu_B) \sim \gamma$ 函数曲线特性及其中参量 γ_c 做些物理讨论. 在实际高能天体中, 强磁场及其邻近区域中的热等离子体具有很高温度, 例如 $T \approx 10^6 \sim 10^8$ K ($kT \approx 0.1 \sim 10$ keV), 强磁场的可能值当在 $B \approx 10^4 \sim 10^8$ T 范围, 故参量 γ_c 当在 $10^{-4} \leq \gamma_c \leq 10^2$ 范围取值. 如当 $B \approx 10^8$ T, $T \approx 10^7$ K, $\gamma_c \approx 10$. 我们选取 $\gamma_c = 1, 10$ 及 100 计算的 3 条 $A(\gamma, \nu_B) \sim \gamma$ 曲线见图 4.

由图 4 可见, 散射效率在电子能量 $\gamma = \gamma_c$ 时达到极大值 (注: $\gamma_c = 1$ 的曲线极大位置恰在纵轴上), 故可将 γ_c 称为临界能值, 所有 $\gamma \gg \gamma_c$ 或 $\gamma \ll \gamma_c$ 的电子的磁逆 Compton 辐射效率皆较低. 出现

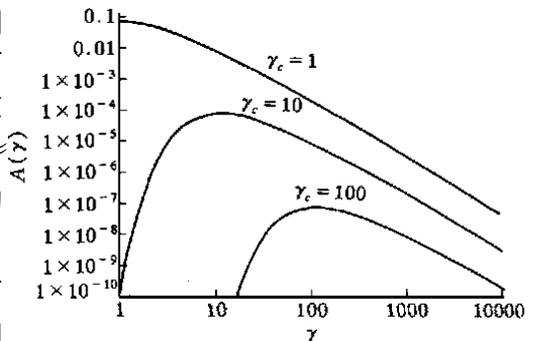


图 4 散射效率 $A(\gamma)$ 与能量 γ 的关系
当低频场为黑体辐射场时

临界能量 γ_c 的物理原因可从共振条件(9')式分析中找到. 对于热平衡辐射场, 平均光子能量 $h\nu_i = 3.8 kT \approx 4 kT$, 实际上大多数黑体场光子能量都在此平均值附近, 因此近似共振条件(9')式成为

$$\gamma h\nu_i \simeq 4\gamma kT \simeq h\nu_B,$$

或者写成

$$\gamma \simeq h\nu_B/4kT \equiv \gamma_c. \tag{34}$$

即能量满足(34)式的电子在温度为 T 的黑体场中与光子相遇时最易满足共振散射条件, 其散射效率 A 为极大.

对于主要辐射频段 $2\gamma_1\nu_B \leq \nu \leq 2\gamma_2\nu_B$, 利用(24b)式求出其谱发射系数是

$$j_\nu = j_\xi = \int_{\nu/2\nu_B}^{\gamma_2} \frac{dP^{m.c.}}{d\nu} N(\gamma) d\gamma = K \int_{\xi}^{\gamma_2} \gamma^{-(n+3)} [2\xi^3 \gamma^3 - 2\xi^2 \gamma^2 + \xi \gamma^{-1}] \left[1 - \frac{\ln(e^{2\gamma/\gamma} - 1)}{2\gamma_c/\gamma} \right] d\gamma \quad (\text{当 } \gamma_1 \leq \xi \leq \gamma_2), \tag{35}$$

其中 $\xi = \nu/2\nu_B$ 为无量纲频率, $\gamma_c = h\nu_B/4kT$ 常系数 $K = 3\pi^2 r_0 h\nu_B^2 N_0/c = 1.445 \times 10^{-35} B^2 N_0 (\times 10^{-7} \text{ J/cm}^3 \cdot \text{s})$

如果临界值 γ_c 远小于电子能量, 则(35)式的积分可近似完成(在天体物理条件下, 常有 $\gamma_c \ll \gamma_1$ 情况), 得到

$$J_\xi \simeq K \left[\frac{2}{n+5} - \frac{2}{n+4} + \frac{1}{n+3} \right] \xi^{-(n+2)} + \frac{K}{2\gamma_c} \left[\frac{2}{(n+4)^2} - \frac{1}{(n+3)^2} + \frac{1}{(n+2)^2} \right] \xi^{-(n+1)}. \tag{35'}$$

即主频段为近似的幂律形辐射谱(两个不同谱指数的幂律谱叠加).

对于“低频”段 $0 \leq \nu \leq 2\gamma_1\nu_B$, 则用(24c)式,

$$j_\nu = j_\xi = \int_{\gamma_1}^{\infty} \frac{dP^{m.c.}}{d\nu} N(\gamma) d\gamma \approx K \int_{\gamma_1}^{\infty} \gamma^{-(n+3)} [2\xi^3 \gamma^3 - 2\xi^2 \gamma^2 + \xi \gamma^{-1}] \left[1 - \frac{\ln(e^{2\gamma/\gamma} - 1)}{2\gamma_c/\gamma} \right] d\gamma \quad (\text{当 } 0 \leq \xi \leq \gamma_1), \tag{36}$$

同样近似条件下完成(36)式积分得近似解为

$$J_\xi \simeq K \left[\frac{\gamma_1^{-(n+3)}}{n+3} \xi - \frac{2\gamma_1^{-(n+4)}}{n+4} \xi^2 + \frac{2\gamma_1^{-(n+5)}}{n+5} \xi^3 \right], \tag{36'}$$

选定参量 (γ_1, γ_2, n) 及 γ_c 值(也就是选定 B 和 T)即可完成积分, 计算出在全频段上的谱形示于图 5, 选定的参数是 $(n=2.5, \gamma_1=10, \text{ 以及 } \gamma_c=1, 10)$.

1.2.3 韧致辐射场 若初始的低频场具有韧致谱形, 即其原始发射系数为

$$j_\nu = 6.8 \times 10^{-38} \left[\sum Z^2 N_e N_Z \right] T^{-\frac{1}{2}} g_{ff}(T, \nu) e^{-h\nu/kT}.$$

该辐射场的线度为 $R(\text{cm})$, 则强度为

$$I(\nu) = \frac{1}{4\pi} j_\nu R = 5.4 \times 10^{-39} S T^{-\frac{1}{2}} R g_{ff} e^{-h\nu/kT},$$

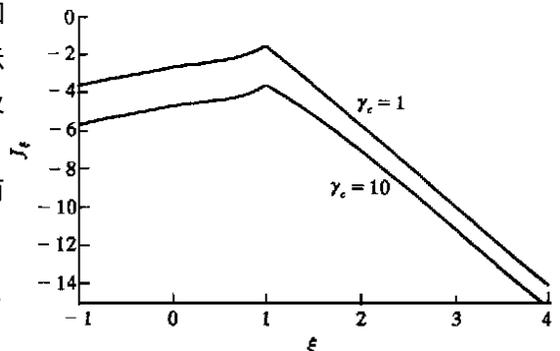


图 5 磁逆 Compton 散射谱形
当低频场有黑体谱形 $I(\nu_i) = \frac{2h\nu_i^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu_i/kT} - 1}$

$$S \equiv \left[\sum Z^2 N_e N_Z \right].$$

由于冈特因子 $g_{ff} \simeq 1$, 且随频率变化很缓慢, 为简化强度公式, 近似取 $g_{ff} = 1$, 这样做不会招致太大误差, 因而有

$$I(\nu) = 5.4 \times 10^{-39} SRT^{-\frac{1}{2}} e^{-h\nu/kT}. \tag{37}$$

将共振条件(9)式(即 $\nu_i = \nu_i(\psi)$)及(37)式代入(14)式则得到

$$A(\gamma, \nu_B) = [5.4 \times 10^{-39} SRT^{-\frac{1}{2}} (2\pi)] \int_0^2 e^{-\frac{h\nu_B}{\gamma kT} x^{-1}} x dx,$$

其中 $x = 1 - \cos \psi$. 或者, 令 $x^{-1} \equiv \zeta$, $h\nu_B/kT \equiv \eta$, 则

$$A(\gamma, \nu_B) = [5.4 \times 10^{-39} (2\pi) SRT^{-\frac{1}{2}}] \int_{1/2}^{\infty} e^{-\frac{\eta}{\gamma \zeta}} \zeta^{-3} d\zeta. \tag{38}$$

1.2.2 节的论述同样适用于强磁场附近光学薄等离子体, 即合理的温度范围当为 $T \approx 10^6 \sim 10^8$ K ($kT \approx 0.1 \sim 10$ keV), 磁场 $B \approx 10^4 \sim 10^8$ T, 故(38)式中参量 η 的合理范围是 $10^{-4} \leq \eta \leq 100$, 典型值当为 $10^{-2} \leq \eta \leq 1$ (即使对很强的磁场 $B \approx 10^8$ J 和很高温度 $T \approx 10^7$ K, 也只有 $\eta \approx 10$).

取参量值 $\eta = 1, 10, 100$, 由(38)式计算的 3 条 $A(\gamma, \nu_B) \sim \gamma$ 曲线示于图 6.

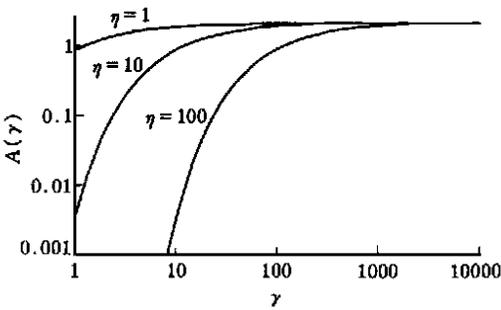


图 6 散射效率 $A(\gamma)$ 与电子能量 γ 的关系
当低频场为韧致辐射场时

图 6 表明, 对于韧致辐射场, 不同能量 γ 的电子几乎有相同的散射效率, 但当 $\gamma < \eta$ 时 A 值迅速下降为零. 这表明能谱的低端 (γ_1, η) 段上的电子对磁逆 Compton 散射几乎没有贡献 (如果能谱下限 $\gamma_1 < \eta$). 这一结果可从近似共振条件 (9') 式的物理分析中得到. 首先, 由 (37) 式给出的韧致辐射场的谱形非常简单, 仅用一指数因子表示 ($\sim \exp(-h\nu_i/kT)$), 当 $h\nu_i \ll kT$ 时, $\exp(-h\nu_i/kT) \approx 1$, 从而韧致辐射场在很宽频段都是形如 $\sim \nu^0$ 的平谱; 而 $h\nu_i \geq kT$ 时, $\exp(-h\nu_i/kT)$ 做指数衰减, 可以近似认为平谱在 $h\nu_i = kT$ 时截断.

平谱表明, 不同频率 ν_i 的光子数目相差不多, 当相对论电子穿过时, 由近似共振条件 $\gamma h\nu_i \simeq h\nu_B$ 可见, 不同 γ 值的电子几乎散射相同数目的光子, 即近似有相同的散射效率, 从而 $A(\gamma, \nu_B) \sim \gamma$ 曲线为一水平线. 又由于韧致辐射场存在高频截止 ($h\nu_i \simeq kT$ 的光子数目很少), 故在高频部分 $h\nu_i \simeq kT$, 由条件 $\gamma h\nu_i \simeq kT \simeq h\nu_B$ 可见, 当电子能量 $\gamma \leq h\nu_B/kT \equiv \eta$ 时, 散射效率几近于零, 所以图 6 中当 $\gamma \leq \eta$ 时, A 值迅速下降. 因此, 参量 $\eta \equiv h\nu_B/kT$ 是韧致辐射场的一个临界参量, 它给出能产生磁逆 Compton 散射的电子能量的下限.

对于主要辐射频段 $2\gamma_1 \nu_B \leq \nu \leq 2\gamma_2 \nu_B$, 利用(24b)式求出其谱发射系数是

$$j_\nu = \tilde{j}_\nu = C \cdot \int_{\xi}^{\gamma_2} \gamma^{-n} \cdot f\left(\frac{\xi}{\gamma}\right) \int_0^2 e^{-\frac{\eta}{\gamma} x^{-1}} x dx d\gamma,$$

对于“低频”段 $0 \leq \nu \leq 2\gamma_1 \nu_B$, 则用(24c)式,

$$j_\nu = \tilde{j}_\nu = C \cdot \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \gamma^{-n} \cdot f\left(\frac{\xi}{\gamma}\right) \int_0^2 e^{-\frac{\eta}{\gamma} x^{-1}} x dx d\gamma.$$

为了求得简明实用的辐射谱公式, 我们采用以下近似完成(38)式中有关 $A(\gamma, \nu_B)$ 的积分计算. 已经指出(37)式表示的韧致辐射场实际上是具有高频截止的平谱, 故(36)式可以用以下阶梯函数截断近似表示为

$$I(\nu_i) = \begin{cases} 5.4 \times 10^{-39} SRT^{-\frac{1}{2}}, & \text{当 } h\nu_i < kT, \\ 0, & \text{当 } h\nu_i \geq kT. \end{cases} \quad (39)$$

临界频率即为 $\nu_c = kT/h$, 将 ν_c 值代入共振条件(9)式, 可得相应的临界入射角 ψ_c , ψ_c 由

$$1 - \cos \psi_c = \frac{h\nu_B}{\gamma kT}, \quad (40)$$

所有 $\psi < \psi_c$ 的入射光子都不可能发生共振吸收, 因此(14)式中的积分下限应由 0 改为 ψ_c ,

$$A(\gamma, \nu_B) = 2\pi \int_{\psi_c}^{\pi} I(\nu_i(\Psi_i)) (1 - \cos \Psi_i) \sin \Psi_i d\Psi_i.$$

令 $x = 1 - \cos \psi_c$, $\frac{h\nu_B}{kT} \equiv \eta$, 按(39)式完成上述积分即得

$$A(\gamma, \nu_B) = \pi I(4 - \eta^2 \gamma^{-2}) = 5.4 \times 10^{-39} \pi SRT^{-1/2} (4 - \eta^2 \gamma^{-2}). \quad (41)$$

对于主要频段 $2\gamma_1 \nu_B \leq \nu \leq 2\gamma_2 \nu_B$ (只要频率 $\xi \ll \gamma_2$), 采用(23b)式求谱, 则有

$$j_\nu = j_\xi = \int_{\xi}^{\gamma_2} \frac{dP^{m.c.}}{d\nu} N(\gamma) d\gamma \simeq C \int_{\xi}^{\infty} \gamma^{-n} (4 - \eta^2 \gamma^{-2}) (2\xi^3 \gamma^{-3} - 2\xi^2 \gamma^{-2} + \xi \gamma^{-1}) d\gamma \simeq C \left[\left(\frac{8}{n+2} - \frac{8}{n+1} + \frac{4}{n} \right) \xi^{-(n-1)} - \eta^2 \left(\frac{2}{n+4} - \frac{2}{n+3} + \frac{1}{n+2} \right) \xi^{-(n+1)} \right], \quad (42)$$

其中 $C = 5.4 \times 10^{-39} \pi SRT^{-1/2} \left[\frac{3\pi r_0 c N_0}{2\nu_B} \right] = C(S_e R, T, B, N_0) = 2.413 \times 10^{-45} SRT^{-1/2} B^{-1} N_0$.

即在主要频段 $\gamma_1 \leq \xi \leq \gamma_2$ 上, 对于 $\xi \ll \gamma_2$, 辐射谱近似为两个幂律谱之叠加, 谱指数分别为 $(n-1)$ 和 $(n+1)$. 但在实际应用中, (42)式还可简化为单一幂律谱形. 已经指出, (42)式中的 η 的典型值为 $10^{-2} \leq \eta \leq 1$, (42)式中第 2 个幂律项对第 1 项的比值为 $(\eta/\xi)^2$. 对于主频段 $\gamma_1 \leq \xi \leq \gamma_2$, 应有 $(\eta/\xi)^2 \leq (\eta/\gamma_1)^2$, 若相对论电子能谱下限取为 $\gamma_1 = 10$, 即有 $(\eta/\xi)^2 \ll 1$, 更大的 γ_1 值对应于更小的因子 $(\eta/\xi)^2$, 故实际应用中, (42)式可以安全地简化为

$$j_\nu = j_\xi = C \left[\frac{8}{n+2} - \frac{8}{n+1} + \frac{4}{n} \right] \xi^{-(n-1)} \propto \nu^{-(n-1)} \quad (\text{当 } \gamma_1 \leq \xi \leq \gamma_2), \quad (43)$$

在 $\nu \leq 2\gamma_1 \nu_B$ 低频段, 由(23c)式得

$$j_\nu = j_\xi \simeq C \left[\frac{8\gamma_1^{-(n+2)}}{n+2} \xi^3 - \frac{8\gamma_1^{-(n+1)}}{n+1} \xi^2 + \frac{4\gamma_1^{-n}}{n} \xi - \frac{2\gamma_1^{-(n+4)}}{n+4} \eta^2 \xi^3 + \frac{2\gamma_1^{-(n+3)}}{n+3} \eta^2 \xi^2 - \frac{\gamma_1^{-(n+2)}}{n+2} \eta^2 \xi \right], \quad (44)$$

对于 $\xi \ll \gamma_1$ 的极低频部分, (44)式近似成为

$$j_\nu = C \left[\frac{4\gamma_1^{-n}}{n} - \eta^2 \frac{\gamma_1^{-(n+2)}}{n+2} \right] \xi \propto \nu, \quad (44')$$

用严格积分计算的谱形示于图 7 $\left[\text{参数 } n=2.5, \eta = \frac{h\nu_B}{kT} = 1, 10, 100, \gamma_1 = 10, \gamma_2 = 10^4 \right]$.

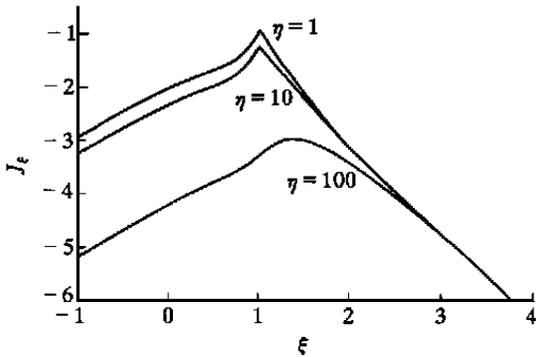


图 7 磁逆 Compton 散射谱形之三

当低频场是热韧致辐射场 $I(\nu) = 5.4 \times 10^{-39} S T^{-\frac{1}{2}} R g_{\nu} e^{-h\nu/kT}$

的另一特点是磁逆 Compton 散射具有偏振特性, 这是由这种发射的本质特性所即的. 它实质是回旋共振吸收及随后的再发射组成的, 因此具有回旋辐射的偏振特性是很自然的事, 因此对未来 γ 射线天文学中的偏振观测分析看来是很有意义的.

(2) 从本文计算的磁 Compton 辐射谱看到, 如果原始低频场具有幂律谱形或热韧致谱形, 则出射的磁 Compton 辐射谱在其主要频段 $2\gamma_1 \nu_B \leq \nu \leq 2\gamma_2 \nu_B$ 上都是很好的幂律谱, 而在“低频”段都出现倒转, 偏折点都在 $\nu_c = 2\gamma_1 \nu_B$ 位置. 目前在 γ 天文观测中的确看到这种偏折谱, 我们希望可用本文的理论谱去拟合.

致谢 与北京大学乔国俊教授和南京大学陆 教授的有益讨论和交流, 帮助我们完成这项研究, 在与他们的交流中引发了对这一机制作深入研究的兴趣, 谨致谢意.

参 考 文 献

- Xia X Y, Qiao G J, Wu X J, et al. Inverse Compton scattering in strong magnetic fields and its possible application to pulsar emission. *Astr Astron*, 1985, 152: 93
- 陈军锋, 邓劲松, 徐 毅, 等. 回旋辐射的半经典量子理论. *中国科学, A 辑*, 1997, 27(8): 731
- Liang E P, Perosian V, ed. *Gamma-Ray Bursts*. New York: AIP, 1986
- Liang E P. Physics issues of gamma ray burst emissions. *Comments on Modern Physics. Part C-Comments on Astrophysics*, 1987, 12: 35
- Hurley K. In Fenyves E ed. *Proc. 14th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*. New York: Academy of Science, 1989. 442
- Canto V, Lodenquai J, Rudermann M. Thomson scattering in strong magnetic field. *Phys Rev*, 1971, D3: 2 303
- Blandford R, Scharlemann E T. On the scattering and absorption of electromagnetic radiation within Pulsar Magnetospheres. *MN RA S*, 1976, 174: 59
- Herold H. Compton and Thomson scattering in strong magnetic fields. *Phys Rev* 1979 D19: 2 868
- Ventura J. Scattering of light in a strongly magnetized plasma. *Phys Rev* 1979, D19: 1 684
- Odehkov Y P, Usov V V. Compton scattering of electromagnetic radiation in pulsar magnetospheres. *Astrophys Space Sci*, 1983, 96: 55
- Daugherty J K, Harding A K. Compton scattering in strong magnetic fields. *Astrophys J*, 1986, 309: 362
- Bussard R W, Alexander S B, Me' sz' aros P. One and two-photon Compton scattering in strong magnetic fields. *Phys Rev*, 1986 D34: 440
- 尤峻汉. 天体物理中的辐射机制. 北京: 科学出版社, 1983