

强作用介质诱导的光子辐射和双轻子产生*

康忠波 张汉中 王恩科

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430079)

摘要 考察了相对论性高能重离子碰撞中产生的硬部分子喷注穿过强作用介质时,喷注与介质中的部分子多次散射诱导的光子辐射与双轻子产生,得到了对应于 opacity 展开第一阶的光子横动量谱,辐射光子导致的喷注的能量损失以及双轻子的不变质量谱.结果表明,光子的产生率随横动量的增加而降低,双轻子的产生率随其不变质量的增加而减小,辐射光子导致的能量损失线性依赖强作用介质靶的厚度.

关键词 opacity 展开 Landau-Pomeranchuk-Migdal 效应 喷注淬火 光子辐射 双轻子产生

1 引言

相对论性的高能重离子碰撞可归结为碰撞核中部分子间的碰撞,其硬过程导致大横动量粒子(喷注)的产生,其软过程导致夸克物质产生,并且硬过程产生的喷注穿过强作用的夸克物质(或夸克胶子等离子体)时,将与强作用介质发生强烈的相互作用,从而导致重要的物理效应.例如,硬部分子喷注穿过强作用介质时和介质中的部分子多次散射诱导的胶子韧致辐射导致喷注的能量损失或喷注淬火^[1-6].和同一能量下的 pp 碰撞比较,高能重离子碰撞中的喷注淬火将压低大横动量的强子谱.最近在 $\sqrt{s} = 130\text{GeV}$ 的 Au + Au 中心碰撞的 PHENIX 实验所测得的 π^0 谱已验证大横动量强子谱的显著压低^[7].同时,辐射能量损失的研究还为在强相互作用情形会出现非阿贝尔的 LPM 效应^[8,9]提供了例证.近期的研究表明^[3-6]:由胶子辐射产生的非阿贝尔 LPM 效应导致喷注的能量损失与发生多次散射的强作用介质靶的厚度的平方成正比.喷注穿过强作用介质时由多次散射诱导的韧致辐射除了胶子辐射外,还包含光子辐射.与胶子辐射产生的非阿贝尔 LPM 效应对比,由光子辐射产生的阿贝尔 LPM 效应导致的喷注能量损失与发生多次散射的强作用介质靶的厚度可能有不同的依赖

关系.两者的比较有助于人们更进一步的了解在相对论性高能重离子碰撞中产生的夸克胶子等离子体的光子信号的特征.研究光子的辐射能量损失还有助于进一步讨论由虚光子衰变导致的双轻子产生,而轻子与粒子之间的相互作用以电磁相互作用为主,平均自由程非常大,因此轻子很容易穿过碰撞区到达探测器被实验观察到,是相对论性高能重离子碰撞是否产生夸克胶子等离子体的可靠实验信号.本文利用文献[4]中发展的 opacity 展开技术考察了实光子的横动量谱和双轻子的不变质量谱,并给出相应的数值结果和分析.

2 强作用介质诱导的实光子辐射

考虑源 $J(p)$ 产生了一个高能部分子喷注,它与靶部分子通过交换胶子而发生多次散射,产生辐射一个光子的韧致辐射.光子的四动量为 k ,极化矢量为 $\epsilon(k)$,在光锥坐标中,

$$\begin{aligned} k &= \left[xp^+, \frac{k_{\perp}^2}{xp^+}, k_{\perp} \right], \\ &= \left[0, \frac{2\epsilon_{\perp} \cdot k_{\perp}}{xp^+}, \epsilon_{\perp} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $x = \omega/E$ 为辐射光子携带的喷注能量的份额,喷注的初末态动量分别为

2003-03-04 收稿

* 国家自然科学基金(19928511, 10135030)资助

$$p_i = [p^-, p^+, 0_\perp], \quad (3)$$

$$p_i = \left[(1-x)p^+, \frac{(q_\perp - k_\perp)^2}{(1-x)p^+}, q_\perp - k_\perp \right], \quad (4)$$

其中 $p^+ = p^0 + p_z$, $p^- = p^0 - p_z$, q_\perp 是碰撞的横动量转移.

喷注与靶部分子之间的相互作用用 Gyulassy-Wang 提出的静态 Yukawa 屏蔽势 (G-W 模型) 描述^[2,10]

$$V(q) = 2\pi\delta(q^0)v(q)e^{-iq^+t_a} \otimes T_a, \quad (5)$$

其中 $v(q) = 4\pi\alpha_s/(q^2 + \mu^2)$, μ 为在介质中的胶子德拜屏蔽质量, x 是靶部分子的位置. 同时假定所有的靶部分子均处在 $SU(N_c)$ 群的 d_T 维表示中, T_a 为生成元, 相应的 Casimir 算子为 $C_2(T)$, 且 $\text{Tr}(T_a) = 0$, $\text{Tr}(T_a(i)T_b(j)) = \delta_{ij}\delta_{ab}C_2(i)d_T/d_A$, 而所有的喷注部分子则处于 d_R 维表示, 且有 $\text{Tr}(t_a t_a) = C_R d_R$.

在图 1 中, M_0, M_1, M_2 分别是自淬灭、单次散射和双 Born 散射诱导的光子辐射费曼图. 总散射振幅的平方为

$$|M|^2 = |M_0 + M_1 + M_2 + \dots|^2 = |M_0|^2 + |M_1|^2 + 2\text{Re}(M_1 M_0^*) + 2\text{Re}(M_2 M_0^*) + \dots, \quad (6)$$

其中自淬灭的散射振幅为

$$M_0 = iJ(p+k)e^{i(p+k)\cdot z_0} \mathcal{R}_0, \quad (7)$$

$$\mathcal{R}_0 = g \frac{\epsilon \cdot k}{p \cdot k} = 2g(1-x) \frac{\epsilon_\perp \cdot k_\perp}{k_\perp^2}, \quad (8)$$

g 是夸克和光子之间的电磁耦合常数

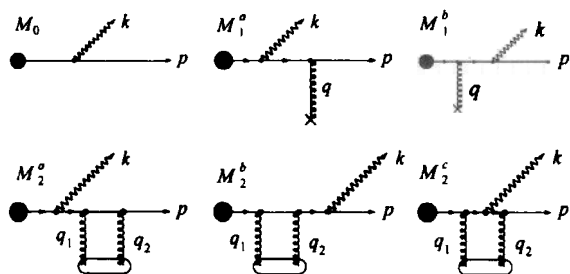


图 1 喷注的自淬灭及介质中单次散射和双 Born 散射诱导的光子辐射费曼图

对于多次散射的计算, 假定散射中心很好的分离以致可以独立考虑各次散射, 即两次连续作用的距离远大于相互作用的范围

$$z_i - z_{i-1} \gg 1/\mu, \quad (9)$$

若记 $D(p) \equiv p^0$, $\Delta(p) \equiv 1/(p^2 + i\epsilon)$, 则单次散射的

振幅 M_1^a 为

$$M_1^a = \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} iJ(p+k-q)e^{i(p+k-q)\cdot z_0} (-i) \times D(2p-q)[2\pi\delta(q^0)v(q)t_a T_a] e^{iq^+z_1} (-ig) \times (2p+k-2q)^\mu \epsilon_\mu i\Delta(p+k-q) i\Delta(p-q) \approx iJ(p+k)e^{i(p+k)\cdot z_0} \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^2} e^{-iq \cdot (z_{1\perp} - z_{0\perp})} \times 2g(1-x)p^+ \times \int \frac{dq_z}{2\pi} \times \frac{\epsilon \cdot p_i}{[(p-q)^2 + i\epsilon][(p+k-q)^2 + i\epsilon]} \times v(q_+, q_-) e^{-iq_+(z_1 - z_0)} t_a T_a. \quad (10)$$

在 q_i 复平面, 取下半平面作回路积分, 假定 $J(p)$ 随动量变化很缓慢, 从而可以忽略 $J(p+k-q)$ 对 q_i 的依赖. 同时由于 $z_1 - z_0 \gg 1/\mu$, 于是来自 Yukawa 势的分母 $q^2 + \mu^2$ 的极点将导致 $\propto \exp[-\mu(z_1 - z_0)]$ 的压低因子, 可以忽略. 最后仅剩两个极点 $q_i^a = -i\epsilon$, $q_i^b = -\omega_0 - i\epsilon$, 其中 $\omega_0 = k_\perp^2/xp^+$, 完成积分得

$$M_1^a \equiv iJ(p+k)e^{i(p+k)\cdot z_0} \int \frac{d^2 q_\perp}{(2\pi)^2} e^{-iq_\perp \cdot b_\perp} v(0, q_\perp) \mathcal{R}_1^a, \quad (11)$$

其中 $b_\perp = x_{1\perp} - x_{0\perp}$ 为碰撞参数, 相应的辐射振幅

$$\mathcal{R}_1^a = -i2g(1-x) \frac{k_\perp}{k_\perp^2} [1 - e^{i\omega_0(z_1 - z_0)}]. \quad (12)$$

同理可得

$$\mathcal{R}_1^b = -i2g(1-x) \frac{k_\perp - xq_\perp}{(k_\perp - xq_\perp)^2} e^{i\omega_0(z_1 - z_0)}. \quad (13)$$

于是对单次散射, 辐射振幅为

$$\mathcal{R}_1 = \mathcal{R}_1^a + \mathcal{R}_1^b = -2ig(1-x)\epsilon_\perp \cdot (B - C e^{i\omega_0(z_1 - z_0)}), \quad (14)$$

其中

$$B = \frac{k_\perp}{k_\perp^2}, C = \frac{k_\perp}{k_\perp^2} - \frac{k_\perp - xq_\perp}{(k_\perp - xq_\perp)^2}. \quad (15)$$

假设靶部分子的横向分布是均匀的, $\rho(z_0, z_1)$ 为散射中靶部分子的纵向分布, 对散射中心的纵向位形取平均

$$\langle \dots \rangle = \frac{N}{A_\perp} \int dz_0 dz_1 \rho(z_0, z_1) \dots, \quad (16)$$

得到

$$|\mathcal{M}_1|^2 = \frac{1}{d_R} \frac{1}{d_T} \int dz_0 dz_1 \rho(z_0, z_1) \frac{N}{A_\perp} \int \frac{d^2 q_\perp}{(2\pi)^2} \int \frac{d^2 q'_\perp}{(2\pi)^2} \times e^{-i(q_1 - q'_1) \cdot b_\perp} v(0, q_\perp) v(0, q'_\perp) \times \mathcal{R}_1 \mathcal{R}_1^* \text{Tr}(T_a T_a) \text{Tr}(t_a t_a) =$$

$$\int dz_0 dz_1 \rho(z_0, z_1) \frac{N\sigma_{el}}{A_-} \int d^2 q_{\perp} \frac{1}{\sigma_{el}} \times \frac{C_R C_2(T)}{d_A} \frac{|v(0, \mathbf{q}_{\perp})|^2}{(2\pi)^2} |\mathcal{R}_1|^2. \quad (17)$$

在 G-W 模型中,对横动量转移为 \mathbf{q}_{\perp} 的弹性碰撞有

$$\frac{d\sigma_{el}}{d^2 q_{\perp}} = \frac{C_R C_2(T)}{d_A} \frac{|v(0, \mathbf{q}_{\perp})|^2}{(2\pi)^2}. \quad (18)$$

于是

$$\int d^2 q_{\perp} \frac{1}{\sigma_{el}} \frac{C_R C_2(T)}{d_A} \frac{|v(0, \mathbf{q}_{\perp})|^2}{(2\pi)^2} \sim \frac{1}{\sigma_{el}} \int d^2 q_{\perp} \frac{d\sigma_{el}}{d^2 q_{\perp}} = 1. \quad (19)$$

若定义 $|\bar{v}(0, \mathbf{q}_{\perp})|^2$ 为动量转移为 \mathbf{q}_{\perp} 的归一化分布,则有

$$\frac{1}{\sigma_{el}} \frac{d\sigma_{el}}{d^2 q_{\perp}} \equiv |\bar{v}(0, \mathbf{q}_{\perp})|^2 = \frac{1}{\pi} \frac{\mu_{eff}^2}{(\mathbf{q}_{\perp}^2 + \mu^2)^2}. \quad (20)$$

定义有效屏蔽质量 μ_{eff} 为

$$\frac{1}{\mu_{eff}^2} = \frac{1}{\mu^2} - \frac{1}{\mu^2 + \mathbf{q}_{1max}^2}, \quad (21)$$

以保证 $\int^{\mathbf{q}_{1max}^2} d^2 q_{\perp} |\bar{v}(0, \mathbf{q}_{\perp})|^2 = 1$. 在数值计算中,取 $\mathbf{q}_{1max}^2 = s/4 \approx 3E\mu$, $\mu_{eff} \approx \mu^{[4]}$. 由于 $N\sigma_{el}/A_{\perp} \equiv L/\lambda$ 对应于平均碰撞次数,即文献[4]中定义的 opacity,于是便有

$$|\mathcal{M}_1|^2 = \frac{L}{\lambda} \int d^2 q_{\perp} |\bar{v}(0, \mathbf{q}_{\perp})|^2 \times \int dz_0 dz_1 \rho(z_0, z_1) |\mathcal{R}_1|^2. \quad (22)$$

为了保证么正性,还需考虑双 Born 虚作用(对应于 M_2^a, M_2^b, M_2^c),其散射振幅完全类似上述计算. 惟一不同的是,由于此时 $z_1 = z_2$,不再有类似于单次散射中的压低因子,因而需要考虑 Yukawa 势中极点的贡献. 同时,正如文献[4]所述,在时序微扰论的框架下,由于 $t_1 = t_2$ 时, $\int_{t_1}^{t_2} H_I(t) \equiv 0$,因而对应于图 1 中 M_2^c 的贡献为 0. 本文采用的是 opacity 展开方法,细致的计算显示其辐射振幅 $\sim O(\mu/E)$,由于 $E \gg \mu$,因此可以忽略. 而对应于图 1 中 M_2^a, M_2^b 的辐射振幅可表示为

$$\mathcal{R}_2^a(\text{Born}) = -g\epsilon_{\perp} \cdot \mathbf{B} [1 - e^{i\omega_0(t_1 - t_0)}], \quad (23)$$

$$\mathcal{R}_2^b(\text{Born}) = -g\epsilon_{\perp} \cdot \mathbf{B} e^{i\omega_0(t_1 - t_0)}. \quad (24)$$

于是双 Born 散射的总辐射振幅

$$\mathcal{R}_2^B = \mathcal{R}_2^a(\text{Born}) + \mathcal{R}_2^b(\text{Born}) = -g\epsilon_{\perp} \cdot \mathbf{B}. \quad (25)$$

由上式和(8)式得到

$$2\text{Re}(\mathcal{R}_2^B \mathcal{R}_0^*) = -4g^2(1-x)^2 \frac{1}{k_{\perp}^2}. \quad (26)$$

由于 $\text{Tr}(t_a) = 0$,从而 $\text{Re}(\mathcal{M}_1 \mathcal{M}_0^*) = 0$. 综合以上的结果,对应于 opacity 展开^[4]第一阶的结果可表示为

$$|\mathcal{M}|_{0+1}^2 = |\mathcal{M}_0|^2 + |\mathcal{M}_1|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{M}_2^B \mathcal{M}_0^*) = |\mathcal{R}_0|^2 + \frac{L}{\lambda} \int \frac{\mu^2 d^2 q_{\perp}}{\pi(\mathbf{q}_{\perp}^2 + \mu^2)^2} \int dz_0 dz_1 \rho(z_0, z_1) \times [|\mathcal{R}_1|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{R}_2^B \mathcal{R}_0^*)], \quad (27)$$

其中

$$|\mathcal{R}_1|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{R}_2^B \mathcal{R}_0^*) = 4g^2(1-x)^2 [C^2 - 2\cos(\omega_0(z_1 - z_0)) \mathbf{B} \cdot \mathbf{C}]. \quad (28)$$

若记 Φ 为辐射光子的动量相空间,则 $d\Phi$ 中的辐射光子数为

$$dN = |\mathcal{M}|^2 d\Phi = |\mathcal{M}|^2 \frac{d^3 k}{(2\pi)^3 2\omega}. \quad (29)$$

$$\frac{dN}{d^2 k_{\perp} dx} = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{4x} |\mathcal{M}|^2 \quad (30)$$

将(27),(28)式代入(30)式,有

$$\frac{dN_1}{d^2 k_{\perp} dx} = \frac{4\alpha_e}{9\pi} \frac{L}{\lambda} \frac{(1-x)^2}{x} \int \frac{\mu^2 d^2 q_{\perp}^2}{(\mathbf{q}_{\perp}^2 + \mu^2)^2} \times \left[\frac{\langle 1 - \cos\omega_0(z_1 - z_0) \rangle}{k_{\perp}^2} \times \left(1 - \frac{k_{\perp}^2 - x^2 q_{\perp}^2}{|k_{\perp}^2 - x^2 q_{\perp}^2|} \right) + \left(\frac{1}{|k_{\perp}^2 - x^2 q_{\perp}^2|} - \frac{1}{k_{\perp}^2} \right) \right]. \quad (31)$$

上式中,假定考虑的是 u 夸克喷注,已取 $g = 2e/3$. 其中因子 $1 - \cos\omega_0(z_1 - z_0)$ 表征来自于阿贝尔 LPM 效应的相消干涉因子.

若选择散射中心的纵向分布为^[4,5]

$$\rho(z_0, z_1) = \left[\frac{\theta(L - z_1)}{L/2} \exp\left(-\frac{L - z_1}{L/2}\right) \right] \times \left[\frac{\theta(z_1 - z_0)}{L/2} \exp\left(-\frac{z_1 - z_0}{L/2}\right) \right], \quad (32)$$

则有

$$\langle \cos(\omega_0(z_1 - z_0)) \rangle \equiv \int dz_0 dz_1 \rho(z_0, z_1) \times \cos(\omega_0(z_1 - z_0)) = \frac{4}{4 + \omega_0^2 L^2}. \quad (33)$$

代入(31)式,完成 \mathbf{q}_{\perp}^2 的积分得

$$\frac{dN_1}{d^2 k_{\perp} dx} \approx \frac{4\alpha_e}{9\pi} \frac{L}{\lambda} \frac{x(1-x)^2 \mu^2}{k_{\perp}^4} \ln \frac{3E}{\mu}. \quad (34)$$

选择 $L = 5\text{fm}, \lambda = 1\text{fm}$, 得到辐射光子的横动量谱如图 2 所示. 从图中可以看到, 光子的产生率随 $|k_{\perp}|$ 的升高而减小, 说明辐射光子集中在喷注方向较小的锥角范围内, 辐射的大横动量光子近似以 $1/|k_{\perp}|^4$ 的幂次递减.

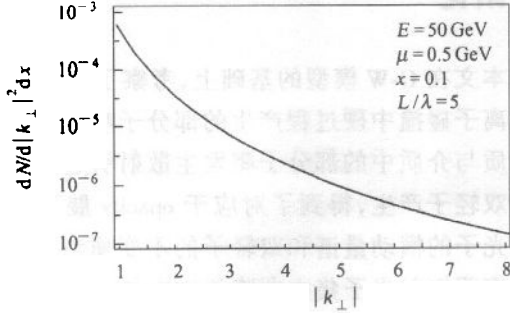


图 2 辐射光子的横动量谱

考虑到 $|k_{\perp}|$ 的运动学边界^[4],

$$k_{\perp, \min}^2 = \mu^2, \quad k_{\perp, \max}^2 = \min[4E^2 x^2, 4E^2 x(1-x)], \quad (35)$$

得到 opacity 第一阶的辐射能量损失

$$\Delta E = E \int x dx \int d^2 k_{\perp} \frac{dN_1}{d^2 k_{\perp} dx} \approx \frac{4\alpha_s E}{27\pi} \frac{L}{\lambda} \ln \frac{3E}{\mu}. \quad (36)$$

从上式可以看出, 喷注由于辐射光子导致的能量损失与强作用介质靶的厚度 L 成线性依赖关系. 由文献[4,5]知, 辐射胶子导致的喷注的能量损失与靶的厚度 L 成平方依赖关系, 即 $\propto L^2$. 主要原因是, 电磁场是阿贝尔场, 而胶子场是非阿贝尔场, 相应的光子辐射和胶子辐射中出现不同性质的阿贝尔 LPM 效应和非阿贝尔 LPM 效应, 导致喷注的能量损失对 L 具有不同的依赖关系.

3 强作用介质诱导的双轻子产生

本节在考虑高能核碰撞中产生的喷注穿过强作用介质时, 经多次散射后辐射一个虚光子, 再衰变成正反轻子对, 如图 3 所示. 双轻子的辐射振幅为

$$M = C_{\mu} \frac{-ig_{\mu\nu}}{k^2} \bar{u}(l^+) (-ie\gamma_{\nu}) u(l^-), \quad (37)$$

$$|M|^2 = \frac{e^2}{k^4} W^{\mu\nu} L_{\mu\nu}, \quad (38)$$

其中 C_{μ} 为虚光子的产生振幅, 张量 $W^{\mu\nu}$ 和 $L_{\mu\nu}$ 可表示为

$$W^{\mu\nu} = C^{\mu} C^{\nu*}, \quad (39)$$

$$L_{\mu\nu} = 4(l_{\mu}^+ l_{\nu}^- + l_{\mu}^- l_{\nu}^+ - l^+ \cdot l^- g_{\mu\nu}). \quad (40)$$

其不变质量分布为

$$\frac{dN}{dm^2} = \frac{\alpha}{3\pi m^2} (-g_{\mu\nu} W^{\mu\nu}) \frac{d^3 k}{(2\pi)^3 2k^0}, \quad (41)$$

这里 $k^2 = m^2$.

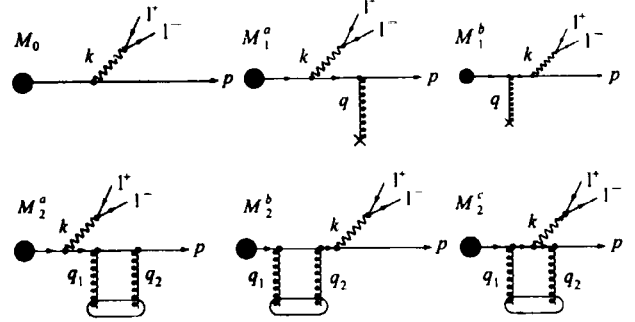


图 3 喷注的自淬灭及介质中单次散射和双 Born 散射诱导的双轻子产生费曼图

对于有质量的虚光子玻色子, 可以选择使其极化矢量满足 $\epsilon \cdot k = 0$, 相应地有^[11]

$$\Sigma(\epsilon_{\mu} \epsilon_{\nu}^*) = -g_{\mu\nu} + \frac{k_{\mu} k_{\nu}}{m^2}, \quad (42)$$

于是

$$\begin{aligned} -g_{\mu\nu} W^{\mu\nu} &= \Sigma \epsilon_{\mu} \epsilon_{\nu}^* C^{\mu} C^{\nu*} - \frac{k_{\mu} k_{\nu}^* C^{\mu} C^{\nu*}}{m^2} = \\ &= \Sigma |\epsilon_{\mu} C^{\mu}|^2 - \frac{|k_{\mu} C^{\mu}|^2}{m^2} = \\ &= \Sigma |\epsilon_{\mu} C^{\mu}|^2. \end{aligned} \quad (43)$$

最后一步利用了 Ward 恒等式.

而 $\epsilon_{\mu} C^{\mu}$ 可以看作喷注辐射了一个质量为 m 的实玻色子, 此时它的光锥动量为

$$k = \left[xp^+, \frac{k_{\perp}^2 + m^2}{xp^+}, k_{\perp} \right], \quad (44)$$

于是经过与第 2 节非常类似的计算, 可得喷注的自淬灭及单次散射和双 Born 散射对应的辐射振幅为

$$\mathcal{R}_0 = -2\mathcal{R}_2^B = 2g(1-x)\epsilon_{\perp} \cdot B', \quad (45)$$

$$\mathcal{R}_1 = -2ig(1-x)\epsilon_{\perp} \cdot (B' - C' e^{i\omega_0(z_1 - z_0)}), \quad (46)$$

其中

$$B' = \frac{k_{\perp}}{k^2 + m^2}, \quad (47)$$

$$C' = \frac{k_{\perp}}{k^2 + m^2} - \frac{k_{\perp} - xq_{\perp}}{(k_{\perp} - xq_{\perp})^2 + m^2}.$$

因此其散射振幅到 opacity 展开的第一阶的结果为

$$-g_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \equiv |\mathcal{M}'|_{0,1}^2 =$$

$$\begin{aligned} &|\mathcal{R}_0|^2 + \frac{L}{\lambda} \int \frac{\mu^2 d^2 q_{\perp}}{\pi(q_{\perp}^2 + \mu^2)^2} \times \\ &\int dz_0 dz_1 \rho(z_0, z_1) [|\mathcal{R}_1|^2] \end{aligned}$$

$$2\text{Re}(\mathcal{R}_2^B \mathcal{R}_0^*), \quad (48)$$

其中

$$|\mathcal{R}_1|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{R}_2^B \mathcal{R}_0^*) = 4g^2(1-x)^2[C'^2 - 2\cos(\omega_0(z_1 - z_0))B' \cdot C']. \quad (49)$$

将(48),(49)式代入(41)式,可得

$$\frac{dN_{0+1}}{dy dm^2 d\omega} \approx \frac{4\alpha_s^2}{(3\pi)^3} \frac{3 + \cosh 2y}{4\cosh y} \frac{1}{\omega m^2} \left[\left(1 - \frac{m^2}{\omega^2} \cosh^2 y \right) + \frac{L}{\lambda} \frac{\mu^2}{\omega^2} \left(\ln \frac{3E}{\mu} - 3 \right) \left(6 - \frac{5m^2}{\omega^2} \cosh^2 y \right) \right]. \quad (50)$$

上式中 $\omega = \sqrt{k^2 + m^2}$, y 为双轻子的快度. 取 $\omega \in [m, E]$ 进行数值积分得双轻子的不变质量谱, 如图 4 所示. 从图中可以看出, 双轻子的不变质量 m 较小时, 其产生率更大, 这个结果与早期 Monte-Carlo 方法得到的结果^[12]是一致的. 从图中还发现对应于

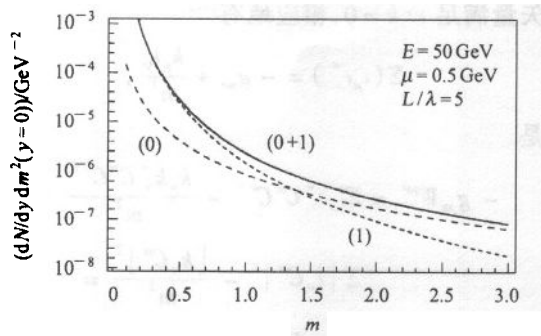


图 4 双轻子产生的不变质量谱

(0)对应于 opacity 零阶,(1)对应于 opacity 一阶,
(0+1)是两阶结果的和.

opacity 展开的零阶与一阶的贡献量级相当,说明与介质的多次散射在双轻子谱的贡献上起很重要的作用. 在文献[4]中已表明 opacity 更高阶的贡献相对于 opacity 一阶的贡献很小,可略去不计.

4 结论

本文在 G-W 模型的基础上,考察了相对论性高能重离子碰撞中硬过程产生的部分子喷注穿过强作用介质与介质中的部分子靶发生散射引起的光子辐射和双轻子产生,得到了对应于 opacity 展开第一阶的实光子的横动量谱和双轻子的不变质量谱. 数值结果表明辐射光子集中在喷注方向较小的锥角范围内,辐射的大横动量光子近似以 $1/|k_{\perp}|^4$ 的幂次递减. 双轻子的产生率随其不变质量的增加而降低,由介质的相互作用诱导的双轻子产生对不变质量谱有重要贡献. 本文的研究结果还表明辐射光子导致的喷注能量损失与强作用介质靶的厚度 L 成线性依赖关系,它与辐射胶子导致的喷注能量损失对靶厚度 L^2 的依赖关系不同,表明阿贝尔的 LPM 效应和非阿贝尔的 LPM 效应表现出不同特征. 由于在相对论重离子碰撞中光子的横动量谱和双轻子产生的不变质量谱在实验上都是可以观察的,结合其他过程的光子辐射和双轻子产生,本文得到的结果将有助于相对论性高能重离子碰撞中产生的夸克物质的光子信号和双轻子产生信号的分析.

参考文献 (References)

- 1 WANG X N, Gyulassy M. Phys. Rev. Lett., 1992, **68**:1480
- 2 Gyulassy M, WANG X N. Nucl. Phys., 1994, **B420**:583
- 3 Baier R et al. Phys. Lett., 1995, **B345**:277
- 4 Gyulassy M, Levai P, Vitev I. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**:5535; Nucl. Phys., 2001, **B594**:371
- 5 WANG En-Ke, WANG Xin-Nian. Phys. Rev. Lett., 2001, **87**:142301
- 6 WANG En-Ke, WANG Xin-Nian. Phys. Rev. Lett., 2002, **89**:162301
- 7 Adcox K et al. Phys. Rev. Lett., 2002, **88**:022301
- 8 Landau L D, Pomeranchuk I. Dokl. Akad. Nauk. SSSR, 1953, **92**:92
- 9 Migdal A B. Phys. Rev., 1956, **103**:1811
- 10 WANG X N, Gyulassy M, Plumer M. Phys. Rev., 1995, **D51**:3436
- 11 Sterman G. Introduction To Quantum Field Theory, Cambridge University Press, 1993
- 12 WANG X N. Phys. Rep., 1997, **280**:350

Induced Photon Radiation and Dilepton Production in Strong Interaction Medium

KANG Zhong-Bo ZHANG Han-Zhong WANG En-Ke

(Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079, China)

Abstract Photon radiation and dilepton production induced by multiple parton rescattering are investigated when a hard parton jet produced in relativistic high energy heavy ion collision pass through strong interaction medium. We derive the transverse momentum spectrum and parton energy loss for the radiated photon, the invariant mass spectrum of dilepton. The numerical results turn out: the photon yield decreases as increasing transverse momentum, the dilepton yield decreases as increasing invariant mass. Parton energy loss due to photon radiation depends linearly on thickness of medium targets.

Key words opacity expansion, Landau-Pomeranchuk-Migdal effect, jet quenching, photon radiation, dilepton production

Received 4 March 2003

* Supported by National Natural Science Foundation of China (19928511, 10135030)