

# 粲夸克辐射的死区效应\*

张晓明<sup>1)</sup> 朱燕 何云存 周代翠<sup>2)</sup>

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430079)

**摘要** 基于轻夸克辐射能量谱, 考虑夸克质量对部分子辐射能量损失的影响, 利用死区因子把轻部分子辐射能量损失谱推广到重部分子辐射能量损失的情形. 研究表明, 利用与夸克质量相关的死区因子推广轻夸克辐射能量损失谱得到的重夸克辐射能量损失谱, 与直接利用微扰 QCD 计算所得到的 Djordjevic-Gyulassy(D-G) 谱的结果一致, 且极大简化了重夸克辐射能量损失的计算.

**关键词** 高能重离子碰撞 粲夸克辐射能量损失 死区效应

## 1 引言

量子色动力学(QCD)预言, 在极端高温高密环境, 普通强子物质会发生退禁闭相变, 即通常被束缚于强子体系内部的夸克和胶子退禁闭成自由的夸克胶子等离子体(QGP)相. 人们认为, 这种相变的发生是由于被加速的高能重离子相互发生猛烈碰撞, 将两原子核携带的巨大动能释放在核-核(AA)碰撞的中心区并转化为热能, 形成极端高温高密环境, 从而迫使强子体系解除色禁闭, 形成QGP新物质形态. 所形成的QGP物质经演化并强子化为末态观测粒子. 有关QGP的形成及其性质是当前的热点问题. 人们期待QCD预言能在美国相对论重离子对撞机BNL/RHIC和欧洲核子研究中心的大型强子对撞机CERN/LHC上获得根本性的检验.

初始碰撞产生的部分子在穿越热密QCD介质体系时, 与密度介质中的部分子的弹性散射以及介质诱导的胶子韧致辐射会导致穿越部分子能量损失<sup>[1-3]</sup>, 这种现象称为喷注淬灭. 在重离子碰撞中, 这种能量损失效应引起高横动量末态观测粒子产额压低现象, 它成为诊断QGP信号和研究QGP性质的一种强有力的探针<sup>[4-11]</sup>. RHIC实验观测到Au-Au碰撞中源于轻部分子碎裂的末态高横动量强子产额相对于强子-强子(pp)碰撞有4—5倍的压低, 并观测到显著的

部分子单喷注(monojet)现象. 这些实验现象告知, 密度物质导致了轻夸克和胶子在穿越过程的辐射能量损失. 对重夸克能量损失的证据尚待实验统计量的进一步增加. 然而理论研究指出<sup>[12]</sup>, 重夸克的强子喷注不同于轻夸克的强子喷注, 其差异源于重夸克(例如粲和底夸克)质量效应不可忽略, 导致胶子韧致辐射在角度 $\theta < m/E$  ( $m$ 为夸克的质量,  $E$ 为夸克能量)范围内受到抑制, 人们把有质量夸克的辐射胶子产额在 $\theta$ 区域内遭受压低现象称为“死区效应”. 这种与夸克质量相关的部分子碎裂图像对应着轻强子谱变软<sup>[13]</sup>和领头的带粲(或带底)强子谱变硬<sup>[14, 15]</sup>的实验现象.

B.A.Schumm和Y.L.Dokshitzer采用领头对数近似在对喷注多重数分布的研究中进一步定义了与夸克质量相关的死角条件<sup>[16]</sup>; S.Gieseke等人采用蒙特卡罗方法研究了真空中的部分子碎裂过程<sup>[17]</sup>; 文献[18—21]进而推广轻夸克和胶子谱对角度的依赖. 对于重夸克, Dokshitzer和Kharzeev(D-K)<sup>[22]</sup>认为死角效应减少了介质诱导的胶子辐射, 因此抑制了领头的带粲和带底强子产额的压低. D-K在对重夸克的研究中进一步发现, 有质量夸克的辐射胶子谱可以通过对无质量的辐射胶子谱乘上一个与胶子横动量、夸克质量和能量相关的压低因子 $F(k_{\perp}, m, E)$ 得到.

在RHIC和LHC能区的Au-Au和Pb-Pb碰撞会导致丰富的粲夸克和粲强子产生, 粲强子及粲夸克的

2006-04-20 收稿

\* 国家自然科学基金(10575044)和教育部科学与技术研究重大项目基金([2006]55)资助

1) E-mail: allan1949@126.com

2) E-mail: dczhou@mail.ccnu.edu.cn

半-轻衰变产物  $\mu$  子、电子等是实验上的重要观测对象, 成为检测能量损失效应和诊断 QGP 信号的敏感探针. GLV<sup>[5]</sup> 基于 QCD 计算, 用  $n = L/\lambda \gg 1$  的近似给出了关于轻夸克的辐射胶子谱分布. Djordjevic 和 Gyulassy (D-G) 采用 opacity 展开技术经过复杂计算给出了重夸克的辐射胶子能谱分布<sup>[23]</sup>. 本文则直接采用 GLV 通过 QCD 计算得到的轻部分子辐射能谱, 引入重夸克质量的死区效应, 推广应用 D-K 关于重夸克辐射胶子能谱的因子化方法, 利用数值计算给出 RHIC 和 LHC 能区重离子碰撞中产生的粲夸克在穿越热密 QCD 物质时的诱导辐射胶子能谱, 期望得到与 D-G 在 opacity 展开技术下的一致结果. 本文第 2 节将论证重夸克能量损失的因子化形式; 第 3 节采用数值方法计算 RHIC 和 LHC 能区有质量夸克的辐射胶子能谱及其对穿越介质长度的依赖, 比较因子化方法与 D-G 的 QCD 计算结果, 并给出了 LHC 能区辐射能量损失谱与 RHIC 能区的比较; 最后给出结论与讨论. 期待我们的预言能在 RHIC 和 LHC 上得到检验.

## 2 重夸克辐射能量损失的因子化形式

D-K 在研究<sup>[22]</sup> 中发现, 重夸克的辐射胶子谱不同于轻夸克的辐射胶子谱, 由于重夸克的质量效应, 在辐射角为  $\theta < m/E$  的立体角区域内重夸克的辐射胶子谱遭到压低, D-K 称这种压低现象为死区效应. D-K 进一步在文献<sup>[22]</sup> 中指出, 对于考虑了这种死区效应的重夸克辐射能量损失谱可以因子化为轻夸克辐射能量损失谱与死区因子的乘积:

$$dP_{\text{HQ}} = dP_0 \left( \frac{k_{\perp}^2}{k_{\perp}^2 + x^2 m^2} \right)^2, \quad (1)$$

其中  $dP_0 = (\alpha_s C_F / \pi) (d\omega / \omega) (dk_{\perp}^2 / k_{\perp}^2)$  为轻夸克辐射谱;  $(k_{\perp}^2 / (k_{\perp}^2 + x^2 m^2))^2$  为死区因子;  $\alpha_s$  为强耦合常数;  $C_F$  是色卡西米尔算子, 对夸克  $C_F = 4/3$ , 对胶子  $C_F = 3$ ;  $\omega$  是辐射胶子携带的能量;  $k_{\perp}$  是辐射胶子的横动量;  $x = \omega/E$ ,  $m$  和  $E$  分别是入射夸克的质量和能量.

本文基于 Néstor 的 opacity 展开技术<sup>[24]</sup>, 对 Wiedemann 的辐射胶子谱作  $[n(\xi)\sigma(\mathbf{r})]^N$  的级数展开, 即对

$$\begin{aligned} \omega \frac{dI}{d\omega dk_{\perp}} &= \frac{\alpha_s C_F}{(2\pi)^2 \omega^2} 2\text{Re} \int_0^{\infty} dy_l \int_{y_l}^{\infty} d\bar{y}_l e^{i\bar{q}(y_l - \bar{y}_l)} \times \\ &\int d\mathbf{u} e^{-i\mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{u}} e^{-\frac{1}{2} \int_{\bar{y}_l}^{\infty} d\xi n(\xi)\sigma(\mathbf{u})} \frac{\partial}{\partial y} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{u}} \int_{y=r(y_l)}^{u=r(\bar{y}_l)} \times \\ &\mathcal{D}\mathbf{r} \exp \left[ i \int_{y_l}^{\bar{y}_l} d\xi \frac{\omega}{2} \left( \dot{\mathbf{r}}^2 - \frac{n(\xi)\sigma(\mathbf{r})}{i\omega} \right) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

的传播函数作展开. 其中  $n(\xi)$  代表散射中心密度;  $\bar{q} = x^2 m^2 / (2\omega)$ ;  $\sigma(\mathbf{r})$  是高能单次散射偶极截面, 在色八重态中表示为  $\sigma(\mathbf{r}) = 2 \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^2} |a(\mathbf{q})|^2 (1 - e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}})$ . 在真空情况下,  $n(\xi) = 0$ , 上式中的传播子简化为自由粒子传播函数. 由此可得

$$\begin{aligned} \omega \frac{dI}{d\omega dk_{\perp}} &= \frac{\alpha_s C_F}{(2\pi)^2 \omega^2} 2\text{Re} \int_0^{\infty} dy_l \int_{y_l}^{\infty} d\bar{y}_l e^{i\bar{q}(y_l - \bar{y}_l)} \times \\ &\int d\mathbf{u} e^{-i\mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{u}} \frac{\partial}{\partial y} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{u}} \int_{y=r(y_l)}^{u=r(\bar{y}_l)} \times \\ &\mathcal{D}\mathbf{r} \exp \left[ i \int_{y_l}^{\bar{y}_l} d\xi \frac{\omega}{2} \dot{\mathbf{r}}^2 \right], \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $\int_{y=r(y_l)}^{u=r(\bar{y}_l)} \mathcal{D}\mathbf{r} \exp \left[ i \int_{y_l}^{\bar{y}_l} d\xi \frac{\omega}{2} \dot{\mathbf{r}}^2 \right]$  为自由粒子的传播函数. 将它对  $u$  和  $y$  求偏导, 再对  $u$  作傅里叶变换, 可得:

$$\begin{aligned} \omega \frac{dI}{d\omega dk_{\perp}} &= \frac{\alpha_s C_F}{(2\pi)^2} \text{Re} \int dy_l \int d\bar{y}_l e^{i\bar{q}(y_l - \bar{y}_l)} \times \\ &\frac{k_{\perp}^2}{\omega^2} e^{-\frac{ik_{\perp}^2 (y_l - \bar{y}_l)}{2\omega}}, \end{aligned} \quad (4)$$

对上式的积分划分为 6 部分,

$$\begin{aligned} \frac{dI}{d\omega dk_{\perp}} &= \int_{z_-}^0 \int_{y_l}^0 \cdots + \int_{z_-}^0 \int_0^L \cdots + \int_{z_-}^0 \int_L^{z_+} \cdots + \\ &\int_0^L \int_{y_l}^L \cdots + \int_0^L \int_L^{z_+} \cdots + \int_L^{z_+} \int_{y_l}^{z_+} \cdots, \end{aligned} \quad (5)$$

这里  $z_- \rightarrow 0$ ,  $z_+ \rightarrow \infty$ , 由此可知前 3 项积分消失. 经过计算可得:

$$\omega \frac{dI}{d\omega dk_{\perp}} = \frac{\alpha_s C_F}{\pi^2} \frac{k_{\perp}^2}{(k_{\perp}^2 + x^2 m^2)^2}. \quad (6)$$

与 D-K 的因子化公式 (1) 比较, 可见公式 (6) 与公式 (1) 完全一致. 这一论证结果表明, 真空中重夸克辐射能量损失谱可以因子化为轻夸克辐射能量损失谱乘以与夸克质量相关的因子. 显然, 若经计算已经得到介质中轻夸克能谱, 直接采用因子化方法研究重夸克能谱将是一种简便而有效的途径.

基于以上论证, 我们将真空情形下的因子化方法推广到热密介质体系, 利用死区因子将 M. Gyulassy, P. Levai 和 I. Vitev (GLV) 的轻夸克辐射能量损失谱推广到重夸克的情形. GLV 基于 QCD 计算给出的关于轻夸克的辐射胶子谱分布有如下形式<sup>[25]</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{dI_{\text{LQ}}^{(1)}}{dx} &= \frac{C_F \alpha_s}{\pi} \left( 1 - x + \frac{x^2}{2} \right) \frac{L}{\lambda} E \times \int_{k_{\perp}^2 \min}^{k_{\perp}^2 \max} \frac{dk_{\perp}^2}{k_{\perp}^2} \int_0^{q_{\perp}^2 \max} \times \\ &d^2 \mathbf{q}_1 \frac{\mu^2}{\pi(q_1^2 + \mu^2)^2} \frac{2\mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{q} (\mathbf{k}_{\perp} - \mathbf{q})^2 L^2}{16x^2 E^2 + (\mathbf{k}_{\perp} - \mathbf{q}_1)^4 L^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

其中  $|\mathbf{k}|_{\min} = 0$ ,  $|\mathbf{k}|_{\max} = \infty$ . 由于  $x = \omega/E$  为小量,  $(1 - x - x^2/2) \approx 1$ . 考虑到胶子辐射为硬过程, 利用因子化方法可得重夸克辐射能量损失谱如下:

$$\frac{dI_{LQ}^{(1)}}{dx} = \frac{C_R \alpha_s L}{\pi \lambda} E \times \int_{k_{\perp}^2_{\min}}^{k_{\perp}^2_{\max}} \frac{dk_{\perp}^2}{k_{\perp}^2} \int_0^{q_{\max}^2} d^2 \mathbf{q}_1 \times \frac{\mu^2}{\pi(\mathbf{q}_1^2 + \mu^2)^2} \frac{2\mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{q}_1 (\mathbf{k}_{\perp} - \mathbf{q}_1)^2 L^2}{16x^2 E^2 + (\mathbf{k}_{\perp} - \mathbf{q}_1)^4 L^2} \times \left( \frac{k_{\perp}^2}{k_{\perp}^2 + x^2 m^2} \right)^2, \quad (8)$$

这里  $L$  为部分子在等离子体中的穿越长度,  $\mu$  为德拜屏蔽质量,  $E$  是入射夸克的能量.

### 3 因子化公式与 D-G 结果的比较

基于因子化方法给出的关于重夸克辐射能谱公式(8), 选取与 RHIC 能区 Au-Au 碰撞下可能生成的密度物质的有关参量<sup>[23]</sup>, 输入的粲夸克质量  $m = 1.5\text{GeV}$ ,  $\alpha_s = 0.3$ ,  $\mu = 0.5\text{GeV}$ ,  $L = 4\text{fm}$ ,  $\lambda = 1\text{fm}$ , 采用数值计算方法给出了粲夸克在热密 QCD 介质中的辐射能量损失谱如图 1 所示.

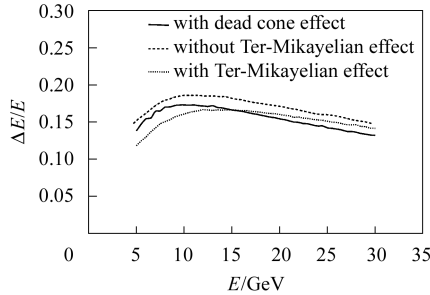


图 1 RHIC 能区粲夸克辐射能量损失率与入射夸克能量之间的关系

与此同时, 为了检验在第 2 节的论证及因子化方法与 pQCD 计算的等价, 并能可靠的推广使用因子化方法, 我们在这里对 D-G 在微扰 QCD 框架下采用 opacity 展开技术, 并经过复杂推算给出的重夸克辐射能量损失谱也进行了数值计算以重现 D-G 结果, 并在图中进行比较. D-G 的谱分布为如下形式:

$$\frac{dE^{(1)}}{dx} = \frac{\alpha_s C_R L}{\pi \lambda} E \int \frac{dk^2}{k^2 + m_g^2 + M^2 x^2} \int \frac{d^2 \mathbf{q}_1}{\pi} \frac{\mu^2}{(\mathbf{q}_1^2 + \mu^2)^2} \times \frac{2\mathbf{k} \cdot \mathbf{q}_1 (\mathbf{k} - \mathbf{q}_1)^2 + (m_g^2 + M^2 x^2) \mathbf{q}_1 \cdot (\mathbf{q}_1 - \mathbf{k})}{\left( \frac{4Ex}{L} \right)^2 + ((\mathbf{k} - \mathbf{q}_1)^2 + m_g^2 + M^2 x^2)^2}. \quad (9)$$

为了消除紫外发散, 这里引入热化胶子质量  $m_g$ , 其中的  $\lambda$  代表部分子的平均自由程.

下面对采用(8)式和(9)式的计算结果(如图 1)进行比较和分析. 图 1 中的实线是利用因子化方法推广

GLV 轻部分辐射能量损失率到重部分子的结果, 虚线是 Djordjevic-Gyulassy 采用 pQCD 计算在不考虑 Ter-Mika-ellan(T-M) 效应<sup>[26]</sup> 给出的结果, 点线是考虑了 T-M 效应的结果. 比较图 1 中的 3 条线可知, 在入射夸克能量从 5—30 GeV 范围, 由于密度物质引起的能量损失率  $\Delta E/E \approx 0.15$ , 在误差允许的范围内三者给出了近似一致的结果. 这表明, 对于有介质的情形, 基于轻夸克辐射能谱采用因子化方法计算给出的重夸克辐射能谱与 pQCD 方法的计算结果趋于一致. 图中显示 T-M 效应减小了介质诱导部分子能量损失, 但需要强调的是 T-M 效应对重夸克能量损失影响较小, 对轻夸克辐射能量损失影响较大. 在没有考虑 T-M 效应时, 这里作了质量和动量截断, 取  $m_g = \mu/2$  和  $|k| > \mu$ <sup>[23]</sup>.

图 2 给出了密度物质诱导粲夸克辐射能量损失与穿越长度之间的关系. 其中的实线为采用死区效应因子化公式(8)的结果, 虚线为 D-G 的结果. 从图 2 可知, 诱导粲夸克辐射能量损失随粲夸克穿越密度物质厚度  $L$  的增加而增大, 且辐射能量损失呈类似于 Bethe-Heitler 的近似线性关系.

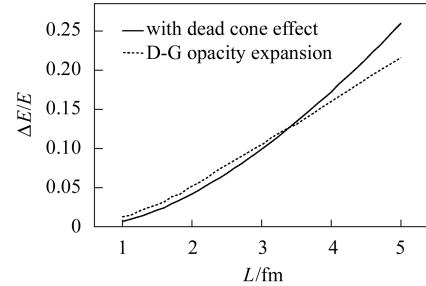


图 2 RHIC 能区粲夸克辐射能量损失率与夸克穿越密度物质长度之间的关系 (取  $E_{HQ} = 10\text{GeV}$ )

图 3 和图 4 是采用(8)式和(9)式计算给出的 LHC 能区粲夸克辐射能量损失率随入射夸克能量的变化, 损失率介于 0.25—0.35 之间, 因子化方法的结果与不考虑 T-M 效应时的结果能很好的一致, 而在能量较小时与引入 T-M 效应时的结果有一定差别.

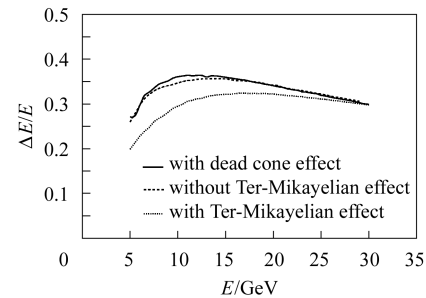


图 3 LHC 能区粲夸克辐射能量损失率与入射夸克能量之间的关系

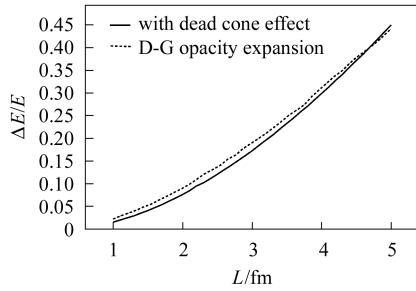


图 4 LHC 能区粲夸克辐射能量损失率与夸克密度物质穿越长度之间的关系 (取  $E_{\text{HQ}} = 30\text{GeV}$ )

图 5 给出了 LHC 能区的 Pb-Pb 碰撞与 RHIC 能区的 Au-Au 碰撞时能量损失率的比较, 相对于 RHIC 能区, LHC 能区有更大的能量损失率. 随着入射夸克能量的增加, LHC 能区 Pb-Pb 碰撞形成的 QCD 热密介质诱导夸克辐射能量损失率也升高, 二者之比在 1.85—2.3 倍之间发生变化.

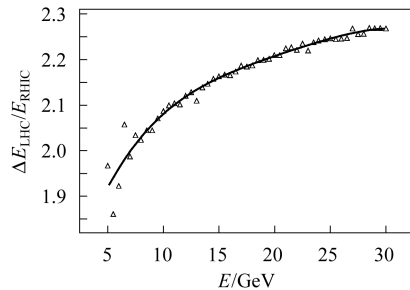


图 5 LHC 能区 Pb-Pb 碰撞与 RHIC 能区 Au-Au 碰撞的粲夸克辐射能量损失率的比对夸克能量的依赖

## 4 总结与讨论

本文首先对 Dokshitzer 和 Kharzeev 关于重夸克

辐射能量损失的方法作了详细分析, 进而采用 Wiedemann 的辐射胶子谱验证了真空中重夸克辐射能量损失谱可以因子化为轻夸克辐射能量损失谱乘以与夸克质量相关的死区因子. 基于此, 将 D-K 因子化方法推广到密度介质体系, 考虑到质量效应引起重夸克辐射胶子在  $\theta < m/E$  立体角区域内被压低, 利用死区因子将 GLV 轻夸克辐射能量损失谱推广到重夸克辐射能量损失的情况, 用数值计算给出了 RHIC 和 LHC 能区粲夸克辐射能量率  $\Delta E/E$  对入射能量  $E$ 、穿越长度  $L$  的依赖, 并比较了两种能区的能量损失率. 结果显示, 在我们的因子化方法和 D-G 的 pQCD 两种方法下的粲夸克辐射能量损失在误差允许范围内给出了近似一致的结果; 在夸克能量  $5 \leq E \leq 10\text{GeV}$  范围, 能量损失率随着  $E$  的增大而增加, 随后增长趋势减缓; 当夸克能量进一步增大, 辐射能量损失率明显趋于减小; 这是由于随着夸克能量升高, 质量效应越来越小进而可以忽略, 逐渐显出类轻夸克的特征. 计算结果还显示, 随着入射粲夸克能量的升高, 能量损失率对夸克穿越密度物质长度  $L$  的线性依赖逐渐转变为平方关系; 而且, 随着核-核碰撞质心系能量的升高能量损失率也升高, LHC 能区的能量损失率约为 RHIC 能区的两倍; 两种能区的能量损失率的比值随入射夸克能量的升高而增大. 此方法极大地简化了关于重夸克辐射能量损失的计算过程, 并且清晰地反映了质量效应对部分子能量损失的影响, 当能量远远大于夸克的质量时, 死区因子  $F \approx 1$ , 重夸克能量损失趋向于轻夸克的情形.

作者张晓明, 朱燕及何云存感谢向文昌的有益讨论和帮助.

## 参考文献 (References)

- 1 Biro T S, Müller B, WANG X N. Phys. Lett., 1992, **B283**: 171—173
- 2 Gyulassy M, WANG X N. Nucl. Phys., 1994, **B420**: 583—614
- 3 WANG X N, Gyulassy M, Plümer M. Phys. Rev., 1995, **D51**: 3436—3446
- 4 Baier R, Dokshitzer Y L, Mueller A H et al. Phys. Lett., 1995, **B345**: 277—286
- 5 Miklos G, Levai P, Vitev I. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**: 5535—5538
- 6 XIANG W C, DING H T, ZHOU D C. Chin. Phys. Lett., 2005, **22**: 72
- 7 Wiedemann U A, Gyulassy M. Nucl. Phys., 1999, **B560**: 345—382
- 8 WANG E K, WANG X N. Phys. Rev. Lett., 2001, **87**: 142301(1—4)
- 9 ZHANG B W, WANG E K, WANG X N. Phys. Rev. Lett., 2004, **93**: 072301(1—4)
- 10 XIANG W C, DING H T, ZHOU D C et al. Eur. Phys. J., 2005, **A25**: 75
- 11 LIU J, MAO Y X, XIANG W C et al. Chinese Science Bulletin., 2006, **51**: 139
- 12 Dokshitzer Y L, Khose V A, Troian S I. J. Phys., 1991, **G17**: 1481
- 13 Acherstaff K et al (PAL Collaboration). Eur. Phys. J., 1999, **C7**: 369. arXiv:hep/9807004
- 14 Bushulic D et al (ALEPH Collaboration). Z. Phys., 1994, **C62**: 1
- 15 Abbiendi G et al (OPAL Collaboration). Arxiv:hep-ex/0210031
- 16 Schumm B A, Dokshitzer Y L, Khose V A et al. Phys. Rev. Lett., 1992, **69**: 3025

- 17 Gieseke S, Stephens P, Webber B. Arxiv:hep-ph/0310083  
18 Wiedemann U A. Nucl. Phys., 2001, **A690**: 731. arxiv:hep-ph/0008241  
19 Baier R, Dokshitzer Y L, Mueller A H et al. Phys. Rev., 1999, **C60**: 064902. arXiv:hep-ph/9907267  
20 Baier R, Dokshitzer Y L, Mueller A H et al. Phys. Rev., 2001, **C64**: 057902. arXiv:hep-ph/0105062  
21 Salgado C A, Wiedemann U A. Phys. Rev., 2003, **D69**: 014008. arXiv:hep-ph/0302184  
22 Dokshitzer Y L, Kharzeev D E. Phys. Lett., 2001, **B519**: 100. arXiv:hep-ph/0106202  
23 Djordjevic M, Gyulassy M. arXiv:Nucl-th/0310076  
24 Armesto N, Salgado C A, Wiedemann U A. Phys. Rev., 2004, **D69**: 114003, 1—16  
25 Gyulassy M, Levai P, Vitev I. Nucl. Phys., 2001, **B594**: 371  
26 Djordjevic M, Gyulassy M. Phys. Rev., 2003, **C68**: 034914

## Dead Cone Effect of Charm Quark Radiation \*

ZHANG Xiao-Ming<sup>1)</sup> ZHU Yan HE Yun-Chun ZHOU Dai-Cui<sup>2)</sup>

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

**Abstract** Radiative energy loss rate of heavy quark traversing through thermal dense matter which is formed in heavy ion collisions has been studied under an assumption of valid factorized method, in which light quark radiative spectrum is used to multiply an dead-cone factor depending on quark mass and energy. The numerical calculated results with energies at RHIC and LHC show that the heavy quark radiation spectra, obtained by extending light quark energy spectrum, are approximately consistent with that calculated under pQCD frame by Djordjevic-Gyulassy. The calculation is simplified by using of factorial dead cone factor and equivalent results can be obtained.

**Key words** high-energy heavy ion collision, charm quark radiative energy loss, dead-cone effect

---

Received 20 April 2006

\* Supported by National Natural Science Foundation of China (10575044) and China Ministry of Education under Grand Science and Technology Research Project Fund ([2006]55)

1) E-mail: allan1949@126.com

2) E-mail: dczhou@mail.ccnu.edu.cn