

超高能重离子碰撞中大横动量光子 产生和 QCD 退禁闭相变信号*

陈继胜 李家荣

(华中师范大学粒子物理研究所, 武汉)

摘 要

本文讨论了夸克胶子等离子体发射大横动量光子的机制, 并用来分析日美合作组的实验结果. 结果表明, 大横动量光子是退禁闭相变的一种实验信号.

一、引 言

有限温度的 QCD 理论研究表明, 存在从强子相到夸克胶子等离子体 (QGP) 的相变. 并且人们相信在高能重核碰撞中可以产生 QGP. 所以, 关于表明夸克胶子等离子体存在信号的研究成了人们极为关注的课题. 在理论方面, 许多作者作了不少工作^[1-6]. 尤其是 QGP 的电磁信号, 如光子的产生, 轻子对的辐射等, 由于不存在强作用导致的复杂性和不确定性, 因而被认为是比较可信的信号. 实验上, 人们也在探索这方面的信号.

在日美合作实验组 (JACEE) 的宇宙射线实验中, 观察到了末态有大多重数的两个事例^[7]:

$$\text{Si} + \text{AgBr} \quad (4\text{TeV/nucleon}),$$

$$\text{Ca} + \text{C} \quad (100\text{TeV/nucleon}).$$

它们分别有 1015 个和 760 个末态 π 介子. 根据末态粒子多重数, 人们相信在这两个事例中有 QGP 生成^[7]. 还要特别注意的是在 Ca + C 这个事例中, 也观察到了大横动量光子 ($K_T \geq 200\text{MeV}/c$). 图 5 是它的分布.

本文分析了在夸克胶子等离子体中产生大横动量光子的机制, 并用来讨论了在 Ca + C 事例的实验条件下, 夸克胶子等离子体发射的大横动量光子的分布. 结果和实验符合, 从而为人们相信在这个事例中有可能形成 QGP 提供了进一步的佐证.

二、QGP 产生大横动量光子的一般讨论

QGP 中直接产生光子的两个 QCD 子过程是:

* 国家自然科学基金资助项目.
本文 1987 年 12 月 8 日收到.

$$\begin{aligned} (a) \quad & q + g \rightarrow q + \gamma, \\ (b) \quad & q + \bar{q} \rightarrow g + \gamma. \end{aligned} \quad (1)$$

分别见图 1(a) 和图 1(b)

这两个子过程的不变微分截面分别为:

$$\frac{d\sigma_{qg}}{dt} = e_q^2 \frac{\pi\alpha\alpha_s}{3s^2} \cdot \frac{u^2 + s^2}{-us} \quad (2a)$$

$$\frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{dt} = e_q^2 \frac{8\pi\alpha\alpha_s}{9s^2} \cdot \frac{u^2 + t^2}{ut} \quad (2b)$$

其中 e_q 是夸克 q 的分数电荷, s, t, u 是上述子过程的 Mandstam 变量, 在高能标

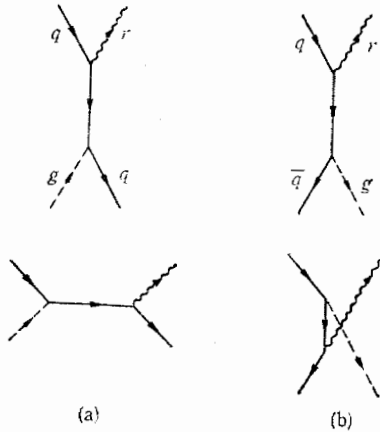


图 1 讨论中用到的两个 QCD 子过程的费曼图

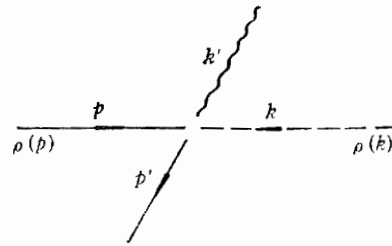


图 2 产生大横动量光子的机制

度下, 忽略夸克的质量时有 $s + t + u \approx 0$. 在式 (2a), (2b) 中, α 和 α_s 分别是电磁精细结构常数和 QCD 耦合常数.

为清楚起见, 首先分析子过程 1(a) 对产生大横动量光子的贡献. 大横动量光子产生的物理机制见图 2. 其中, P 和 K 分别为初态夸克和胶子的四维动量, P' 和 K' 分别是末态夸克和光子的四维动量. 在初态粒子的质心系中, 有下列关系:

$$\begin{aligned} P &= (P_0, 0_T, P_0), & P^2 &= m^2 \approx 0, \\ K &= (K_0, 0_T, -K_0), & K^2 &= 0, \\ P' &= (P'_0, P'_T, P'_L), & P'^2 &= m^2 \approx 0, \\ K' &= (K'_0, K'_T, K'_L), & K'^2 &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

在这里已把四维动量分成了横向和纵向两部分, 而 K'_T 正是末态光子的横动量. 按照选用的参考系, 初态粒子的横动量为零, 记为 0_T .

图 2 中, $\rho(p)$ 和 $\rho(k)$ 分别是夸克和胶子在动量空间中的统计分布函数. 在高温下, 它们是玻尔兹曼分布:

$$\begin{aligned} \rho(p) &= \rho(p_0) = g_1 e^{-\beta p_0}, & g_1 &= 12; \\ \rho(k) &= \rho(k_0) = g_2 e^{-\beta k_0}, & g_2 &= 16. \end{aligned} \quad (4)$$

这里 g 是简并度因子.

(1) 如果只考虑轻夸克 u, d , 有: $\sum_{u,d} e_q^2 = \frac{5}{9}$, 所以得到子过程 1(a) 的不变微分截面为:

$$\frac{d\sigma_{qg}}{dt} = -\frac{5}{27} \pi \alpha_s \cdot \frac{u^2 + s^2}{us} \cdot \frac{1}{s^2} \quad (5)$$

2a) 考虑到夸克和胶子的分布函数, 就得到子过程 $gq \rightarrow \gamma q$ 中的光子分布为:

$$2b) \quad K'_0 P'_0 \frac{dN_{qg}}{d^4x d^3p' d^3k'} = \int \frac{d^3P}{(2\pi)^3} \cdot \rho(P_0) \cdot \int \frac{d^3K}{(2\pi)^3} \rho(K_0) \\ \cdot \frac{s}{2\pi} \cdot \frac{d\sigma_{qg}}{dt} \cdot \delta^4(\Sigma P) \quad (6)$$

为了得到光子的横动量分布, 用快度 y_1, y_2 来代替 P'_L 和 K'_L :

$$P'_0 \pm P'_L = \sqrt{m^2 + P_T'^2} e^{\pm y_1} \approx P_T' e^{\pm y_1}, \\ K'_0 \pm K'_L = K_T' e^{\pm y_2}, \quad (7)$$

并用关系式

$$d^3P'/P'_0 = dy_1 d^2P_T', \\ d^3K'/K'_0 = dy_2 d^2K_T', \quad (8)$$

$$E \frac{dN}{d^3P} = \pi^{-1} \frac{dN}{dy dP_T^2},$$

$$\delta(a)\delta(b) = 2\delta(a+b)\delta(a-b),$$

得到:

$$K'_0 \cdot \frac{dN_{qg}}{d^4x d^3K' dy'} = \int d^2P_T' \int \frac{d^3P}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3K}{(2\pi)^3} \frac{s}{2\pi} \cdot \frac{d\sigma_{qg}}{dt} \\ \cdot \delta^2(K_T' + P_T') \cdot \rho(K_0) \rho(P_0) \\ \cdot 2\delta(2P_0 - (P'_0 + P'_L) - (P'_0 + P'_L)) \\ \cdot \delta(2K_0 - (P'_0 - P'_L) - (P'_0 - P'_L)) \\ = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{P_0^2 K_0^2}{(2\pi)^4} \cdot s \cdot \frac{d\sigma_{qg}}{dt} \cdot \rho(P_0) \cdot \rho(K_0). \quad (9)$$

上式中的 δ 函数导致:

$$P_0 = \frac{P_T'}{2} \cdot (e^{y_1} + e^{y_2}), \quad (10)$$

$$K_0 = \frac{P_T'}{2} \cdot (e^{-y_1} + e^{-y_2}).$$

注意到(8)式及

$$S = (P + K)^2 = 4P_0 \cdot K_0, \quad (11)$$

就有:

$$\frac{dN_{qg}}{d^4x dy_1 d^2K_T' dy_2} = \frac{5\pi}{4 \cdot 27 (2\pi)^4} \alpha_s S \\ \cdot \frac{u^2 + s^2}{-us} \rho(P_0) \rho(K_0). \quad (12)$$

把(10)式代入(11)式后有:

$$S = 2K_T'^2(1 + \text{ch}y) \quad (13)$$

其中 $y = y_1 - y_2$. 类似地还可以得到:

$$u = -K_T'^2(1 + e^{-y}) \quad (13')$$

这样(12)式可以写成

$$\frac{dN_{\text{qg}}}{d^4x d^2K_T'} = A \int dy_1 dy_2 \left(1 + e^{-y} + \frac{1}{1 + e^{-y}} \right) \cdot K_T'^2(1 + \text{ch}y) \exp[-\beta K_T'(ch y_1 + ch y_2)] \quad (14)$$

其中

$$A = \frac{10}{4} \cdot \frac{5}{27} \cdot \frac{g_1 g_2}{(2\pi)^4} \alpha \alpha_s \quad (15)$$

用类似的方法对子过程 $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ 的贡献加以分析,可以得到

$$\frac{dN_{\text{q}\bar{\text{q}}}}{d^4x d^2K_T'} = A \int dy_1 dy_2 2 \left(\frac{1 + e^{-y}}{1 + e^y} + \frac{1 + e^y}{1 + e^{-y}} \right) \cdot K_T'^2(1 + \text{ch}y) \exp[-\beta K_T'(ch y_1 + ch y_2)] \quad (16)$$

利用(14)、(15)式,完成对 QGP 的体积分就得到在单位时间内观察到的末态光子横动量分布:

$$\frac{dN}{d^2K_T'} = C \int dy_1 dy_2 \left[1 + e^y + \frac{1}{1 + e^y} + 2 \left(\frac{1 + e^{-y}}{1 + e^y} + \frac{1 + e^y}{1 + e^{-y}} \right) \right] \cdot K_T'^2(1 + \text{ch}y) \exp[-\beta K_T'(ch y_1 + ch y_2)] \quad (17)$$

其中 C 是一个待定常数,它依赖于(15)式给出的 A 以及 QGP 的体积. 要特别指出的是, C 的大小不影响分布曲线的本质特征,后者是由发射横动量光子的物理机制所规定的被积函数所决定的. 因而在 QGP 的体积不便具体确定的情况下,可由实验分布结果来确定 C 的大小. 再者,通过对被积函数的分析,可以确定 y_1 和 y_2 的积分限为:

$$-4 \leq y_1, y_2 \leq 4.$$

由上式可以看出,末态光子的横动量分布依赖于发射光子时 QGP 的温度.

三、发射温度的确定

在 高能重核碰撞中产生的夸克胶子等离子体的初始温度应由给定的具体实验条件确定. 而温度随时间的变化应由 QGP 的时空演化来确定. 在这一节中,我们利用流体力学模型来分析这两个问题.

两个重核的碰撞可归结为它们的核子之间的碰撞. 碰撞后,形成许多初始次级粒子(主要是 π 介子). 通过次级粒子的热碰撞,巨大的人射粒子动能转化成热能,这样次级粒子就形成了一个高温火球. 单个人射核子的能量越高,火球的初始温度就越高. 如果初始温度超过了相变的临界温度 T_c , 这种强子相物质就会发生相变而变成 QGP, 从此,系

统在 QGP 相中膨胀, 当温度降低到临界温度 T_c 时, QGP 又会相变为强子相, 即转变成末态强子。

火球的演化可以用流体力学模型加以描述^[8-10]。由参考文献 [9], 对于不等核碰撞, 其流体力学方程是:

$$\begin{aligned} & (\partial t + \bar{v}\partial y)\varepsilon + (\varepsilon + P)(\bar{v}\partial t + \partial y)\theta \\ & = \frac{e^2}{\text{ch}(\theta - y)} \cdot (\Sigma^0 \text{ch}\theta - \Sigma^1 \text{sh}\theta), \\ & (\bar{v}\partial t + \partial y)P + (\varepsilon + P)(\partial t + \bar{v}\partial y)\theta \\ & = \frac{e^2}{\text{ch}(\theta - y)} \cdot (-\Sigma^0 \text{ch}\theta + \Sigma^1 \text{sh}\theta) \end{aligned} \quad (18)$$

上式中, ε 和 P 分别是次级强子的能量密度和压强, Σ^0 和 Σ^1 是流体力学方程的源项, 由单个核子的人射能量决定。求解上述方程可以得到火球的初始能量密度。再利用状态方程, 就可以求出火球的初始温度 T_0 。

在 JACEE 中的 Ca + C 事例中, 单个人射核子的能量是 100TeV, 所以我们得到火球的初始能量密度为 $\varepsilon_0 \approx 1.071 \text{GeV}/\text{fm}^3$, 对应的初始温度为 $T_0 \approx 310 \text{MeV}$ 。这个值超过了相变临界温度 T_c 的值, 所以这时火球处于 QGP 相。

由流体力学模型可知火球的温度 T 随时间的变化关系为:

$$T(\tau) = T_0(\tau_0/\tau)^{\frac{1}{3}} \quad (19)$$

式中 $T_0 (=310 \text{MeV})$ 为火球的初始温度, τ_0 为相应的初始时刻, 通常取 $\tau_0 = 1 \text{fm}/c$ 。设在 τ_1 时刻, 温度 T 下降到 T_c , 系统开始发生到末态强子的相变。一种倾向性较强的看法是, 这种相变为一阶相变。

为了弄清楚哪一温度区对横动量光子发射的贡献最大, 需要较为详细地讨论系统的时空演化情况。首先应该确定 T_c 的具体值。在理论上, T_c 的值被认为在 $150 \text{MeV} - 300 \text{MeV}$ 。为确切起见, 可以利用末态强子的横动量 $\langle P_{T\pi} \rangle$ 和 T_c 之间的关系粗略地估计出 T_c 的值^[10]。在 JACEE 观察的事例中, $\langle P_{T\pi} \rangle = 700 \text{MeV}/c$, 由此可得到相应的 $T_c \approx 250 \text{MeV}$ 。再者, 由(19)式得 QGP 冷却到 T_c 的时刻为 $\tau_1 = 1.9 \text{fm}/c$, 这样 QGP 从 T_0 到 T_c 经历的时间间隔为 $\tau_a = 0.9 \text{fm}/c$ (见图 3)。到达 T_c 后, QGP 开始向末态强子转变, 按一级相变图像, 这要经历一个两相共存的阶段。根据文献[3], 两相共存的时间间隔为 $\tau_b = \gamma\tau_1$; 其中 $\gamma = \frac{37}{3}$ 是两相的自由度数的比。所以 $\tau_a \ll \tau_b$, 由此知末态

光子主要是系统处于混合相时由 QGP 发射的。图 3 给出了系统的温度随时间的变化。

和流体力学模型自洽的一阶相变图象是李政道提出的“爆燃模型”(deflagration)^[11]。如图 4 所示, 此模型认为随着火球的膨胀, 火球表面的温度首先降到临界温度, 于是在火球表面的夸克就物化为末态强子。但在火球内部仍然是高温, 所以仍处于 QGP 状态。我们的计算也正是基于这一模型的思想, 从而认为在火球内部可以采用微扰 QCD。

把 $T_c = 250 \text{MeV}$ 代入(17)式, 得光子的横动量分布 dN/dK_T^2 , 见图 5。由图可以看出理论结果和实验符合。

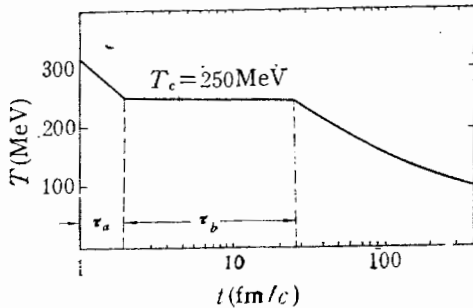


图3 温度 T 随时间的变化图象
 $\tau_a = 1 \text{ fm}/c$, $T_0 = 310 \text{ MeV}$

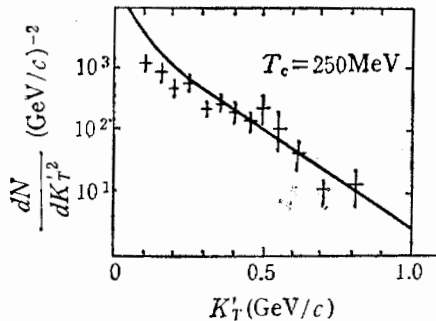


图5 光子的横动量分布
 实验值是 JACEE 观测 Ca + C 事例
 的结果, 曲线是本文计算结果

1 GeV/c 的区域中 (见图 5), 所以它们的分布不会受到上述硬子过程的干扰。考虑到 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 衰变的动力学机制^[12]明显的不同于 QGP 产生光子的机制, 因而该过程也不会造成干扰。

总之, QGP 中产生的横动量光子分布有可能为人们提供一种标识性的实验信号, 以判断在 高能核-核碰撞中是否有夸克胶子等离子体产生。

作者感谢刘连寿教授和彭宏安教授给与的帮助。

参 考 文 献

- [1] G. Domokos and J. I. Goldman, *Phys. Rev.* **D23**(1981), 203.
- [2] L. D. McLerran, FERMILAB-CONF-86/134-T, 1986.
- [3] K. Kajantie et al., *Phys. Rev.* **D34**(1986), 2746.
- [4] B. Sinha, *Phys. Lett.*, **128B**(1983), 91; **160B**(1985), 287.
- [5] L. D. McLerran and T. Toimela, *Phys. Rev.* **D31**(1985), 545.
- [6] R. Hwa and K. Kajantie, *Phys. Rev.* **D32**(1985), 1109.
- [7] T. Burnett et al., *Phys. Rev. Lett.* **50**(1983), 2062.
- [8] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **D27**(1983), 140.
- [9] Z. Peng-fei, W. Zhen-qing, L. Lian-sou, *Z. Phys.* **C32**(1986), 93.

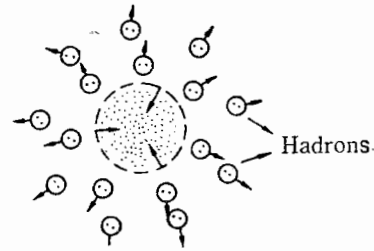


图4 一阶相变模型: 李政道的
 deflagration 模型

四、讨 论

弄清楚 QGP 发射的横动量光子分布是否受到背景污染是很重要的。背景主要来自于核子-核子碰撞中 QCD 硬子过程 $qg \rightarrow \gamma q$ 所产生的横动量光子, 以及强子相中 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 衰变所产生的横动量光子。由于在 JACEE 观察到的 Ca + C 事例中, 平均单个人射核子的能量高达 100 TeV, 所以上述硬子过程中的横动量光子应主要集中在 $K_T \geq 5 \text{ GeV}/c$ 的横动量区^[6]。注意到在此事例中, 按 QGP 产生横动量光子的物理机制, 横动量光子是集中在 $K_T \leq$

1 GeV/c 的区域中 (见图 5), 所以它们的分布不会受到上述硬子过程的干扰。考虑到 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 衰变的动力学机制^[12]明显的不同于 QGP 产生光子的机制, 因而该过程也不会造成干扰。

总之, QGP 中产生的横动量光子分布有可能为人们提供一种标识性的实验信号, 以判断在 高能核-核碰撞中是否有夸克胶子等离子体产生。

作者感谢刘连寿教授和彭宏安教授给与的帮助。

参 考 文 献

- [1] G. Domokos and J. I. Goldman, *Phys. Rev.* **D23**(1981), 203.
- [2] L. D. McLerran, FERMILAB-CONF-86/134-T, 1986.
- [3] K. Kajantie et al., *Phys. Rev.* **D34**(1986), 2746.
- [4] B. Sinha, *Phys. Lett.*, **128B**(1983), 91; **160B**(1985), 287.
- [5] L. D. McLerran and T. Toimela, *Phys. Rev.* **D31**(1985), 545.
- [6] R. Hwa and K. Kajantie, *Phys. Rev.* **D32**(1985), 1109.
- [7] T. Burnett et al., *Phys. Rev. Lett.* **50**(1983), 2062.
- [8] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **D27**(1983), 140.
- [9] Z. Peng-fei, W. Zhen-qing, L. Lian-sou, *Z. Phys.* **C32**(1986), 93.

- [10] H. von Gerdoff, L. D. McLerran, M. Kataja, P. V. Ruuskanen, *Phys. Rev.* **D34**(1986), 794; **D34**(1986), 2755.
- [11] T. D. Lee, Preprint, CU-TP-226 (1981).
M. Gyulassy et al., *Nucl. Phys.* **237B**(1984), 477.
- [12] Claude Itzykson and Jean-Bernad Zuber 'Quantum Field Theory' 1980.

PRODUCTION OF LARGE-TRANSVERSE-MOMENTUM PHOTONS AND THE QCD PHASE TRANSITION IN ULTRA-RELATIVISTIC NUCLEAR COLLISIONS

CHEN JISHENG LI JIARONG

(*Institute of Particle Physics, Hua-Zhong Normal University, Wuhan*)

ABSTRACT

The production of large-transverse-momentum photons from Quark-Gluon Plasma (QGP) is discussed, and is used to analyze the high multiplicity event found in the Japanese-American Cooperative Emulsion Experiment (JACEE). The theoretical result turns out to fit the experiment well. Thus the production of large transverse momentum photons provides an experimental signal of the QCD phase transition.