

# 富重子夸克-胶子物质双轻子 产生的快度依赖\*

贺泽君<sup>1</sup> 张家驹<sup>2</sup> 刘波<sup>3</sup> 邱锡钧<sup>1</sup>

1(中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

2(中国科学院上海分院计算测试中心 上海 200031)

3(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

**摘要** 考虑 Drell-Yan 本底, 基于相对论性流体力学模型, 研究了来自  $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$  中心碰撞的富重子夸克-胶子物质的双轻子产生的快度依赖. 发现随着快度的增加, 双轻子产额呈现出强烈的抑制. 这个标志富重子夸克-胶子物质形成的特征能够在 CERN 和 Brookhaven 将来的实验中得到检验.

**关键词** 夸克物质 双轻子谱 相对论性流体力学

先前的作者研究了零重子夸克-胶子物质 (QGM) 的双轻子产生<sup>[1,2]</sup>. 最近的实验和理论计算表明碰撞重离子是不透明的<sup>[3,4]</sup>. 因此, 双轻子的产生必定是温度和重子密度的函数. 文献 [3] 的作者有限化学势下研究了具有给定能量密度的 QGM 的双轻子产生. 结果给出了信息与背景之比随化学势减少的预言. 文献 [5] 的作者基于重离子碰撞的流体力学模型研究了富重子 QGM 的双轻子产生. 由于他们取了流体力学方程的空间平均, 所以关于时空的相对论性流体力学微分方程被简化为关于时间的常微分方程.

在本工作中从实验观点出发, 基于 QGM 系统演化的严格相对论性流体力学模型描述, 研究了富重子 QGM 的双轻子产生与快度的关系. 在大于 2GeV 的中等不变质量区域, Drell-Yan 本底变得重要, 在本工作中特别考虑它的贡献.

对于夸克相, 双轻子主要产生于  $\bar{q}q$  湮灭, 借助参考文献 [6, 7], 产额可写成

$$\frac{dN}{d^4x dM_T^2 dM^2 dY} = \frac{\alpha^2}{8\pi^3} F_q \cdot \exp\left[-\frac{M_T \text{ch}(Y - \eta)}{T}\right] J_q \quad (1)$$

这里  $q^\mu = (M_T \text{ch} Y, q_T, M_T \text{sh} Y)$  是快度为  $Y$  横向质量为  $M_T$  的双轻子对的四动量.  $F_q$  为  $u, d$  夸克的形状因子,  $\eta$  为流快度,  $x_T$  为横向坐标, 且  $d^4x = d^2x_T d\eta \tau d\tau$ .  $J_q$  与非零的夸克化学

1998-03-23收稿

\* 国家自然科学基金(19475060)和中国科学院95重大项目资助(KJ951-A1-410)

势有关. 对于强子相, 双轻子主要产生于  $\pi\pi$  湮灭, 它的产额可表示为

$$\frac{dN}{d^4x dM_1^2 dM^2 dY} = \frac{\alpha^2}{8\pi^3} F_h \cdot \exp\left[-\frac{M_{Tch}(Y-\eta)}{T}\right], \quad (2)$$

其中形状因子  $F_h = \frac{1}{12} m_p^4 [(m_p^2 - M^2)^2 + m_p^2 \Gamma_p^2]^{-1}$ ,  $m_p = 0.77\text{GeV}$ ,  $\Gamma_p = 0.15\text{GeV}$ .  $\pi N \rightarrow N + 1\bar{1}$ 、 $\pi N \rightarrow \Delta + 1\bar{1}$ 、 $NN \rightarrow 1\bar{1}$  和  $J/\psi \rightarrow 1\bar{1}$  仅提供小的贡献, 因此可忽略. 对 (1) 和 (2) 式作时空和横质量积分就可得到产额  $dN/dM^2 dY$ .

在中心碰撞中 Drell-Yan 本底的快度依赖是基于 Duke-Owens 结构函数 1.1 计算的<sup>[8]</sup>.

$$\frac{dN^{DY}}{dM^2 dY} = \frac{A^{4/3}}{\pi r_0^2} H \frac{2\pi\alpha^2}{81M^4} [5(V(x_a)S(x_b) + S(x_2)V(x_b)) + 24S(x_a)S(x_b)]; \quad (3)$$

这里  $V(x) = xv(x)$  是价夸克的结构函数,  $S(x) = xv(x)$  是海夸克的结构函数,  $r_0 = 1.2\text{fm}$ ,  $x_{a,b} = M \exp\{\pm Y\}/\sqrt{S}$ ,  $\sqrt{S}$  为碰撞系统在质心系的能量.  $H = 2$  是考虑了高级修正.

文献 [9, 10] 中已指出, 系统的热力学平衡一旦建立, 系统的力学膨胀必须遵从能量-动量守恒律  $\partial_\mu(T^{\mu\nu}) = 0$ . 这里  $T^{\mu\nu}$  为能量-动量张量. 进一步依次考虑重子数和熵的守恒  $\partial_\mu(nu^\mu) = 0$  和  $\partial_\mu(su^\mu) = 0$ , 再使用周知的热力学关系  $d\varepsilon = Tds + \mu_b dn_b$  和  $dp = sdT + n_b d\mu_b$ , 就可得到一组相对论性流体力学方程 (RHE)

$$\partial_t(s \cosh\eta) + \frac{1}{r^2} \partial_r(r^2 s \sinh\eta) = 0, \quad (4)$$

$$\partial_t(n_b \cosh\eta) + \frac{1}{r^2} \partial_r(r^2 n_b \sinh\eta) = 0, \quad (5)$$

$$Ts[\sinh\eta \partial_t \ln T + \cosh\eta \partial_r \ln T + \sinh\eta \partial_\eta \eta + \cosh\eta \partial_r \eta] + \mu_b n_b [\sinh\eta \partial_t \ln \mu_b + \cosh\eta \partial_r \ln \mu_b + \sinh\eta \partial_\eta \eta + \cosh\eta \partial_r \eta] = 0, \quad (6)$$

这里  $u^\mu$ 、 $s$ 、 $n_b$ 、 $\mu_b$ 、 $T$  和  $\eta$  依次为四速度, 熵密度、重子数密度、重子化学势、温度和流快度. 为了求解 RHE, 应当找到夸克相和强子相的态方程. 对于夸克相, 借助唯象的 MIT 袋模型, 只考虑 u、d 轻夸克, 取夸克质量  $m_q = 0$ , 重子密度  $n_{bq}$ 、压强  $P_{qg}$  和熵  $S_{qg}$  依次写成

$$n_{bq} = \frac{2}{3} \mu_q (T_q^2 + \mu_q^2/\pi^2), \quad (7)$$

$$P_{qg} = \frac{37}{90} \pi^2 T_q^4 + \mu_q^2 T_q^2 + \frac{1}{2\pi^2} \mu_q^4 - B, \quad (8)$$

$$S_{qg} = \frac{\partial P_{qg}}{\partial T_q} = \frac{74}{45} \pi^2 T_q^3 + 2\mu_q^2 T_q, \quad (9)$$

式中  $T_q$  为夸克相的温度.

对于强子相, 只考虑稳定强子 ( $\pi$ 、核子和  $\eta$ )。忽略它们的互相作用, 重子密度  $n_{bh}$ 、能量密度  $\varepsilon_h$  和压强  $P_h$  分别由下面的形式给出

$$n_{bh} = \sum_i \frac{\gamma_i}{2\pi^2} \int P^2 dp \{ [e^{(\varepsilon_i - \mu_i)/T_h} \pm 1]^{-1} - [e^{(\varepsilon_i + \mu_i)/T_h} \pm 1]^{-1} \}, \quad (10)$$

$$\varepsilon_h = \sum_i \frac{\gamma_i}{2\pi^2} \int E_i P^2 dp \{ [e^{(\varepsilon_i - \mu_i)/T_h} \pm 1]^{-1} - [e^{(\varepsilon_i + \mu_i)/T_h} \pm 1]^{-1} \}, \quad (11)$$

$$\mu_h = \sum_i \frac{\gamma_i}{6\pi^2} \int E_i^{-1} P^4 dp \{ [e^{(\varepsilon_i - \mu_i)/T_h} \pm 1]^{-1} - [e^{(\varepsilon_i + \mu_i)/T_h} \pm 1]^{-1} \}, \quad (12)$$

这里  $E_i$ 、 $\gamma_i$ 、 $\mu_i$ 、+、- 和  $T_h$  依次表示第  $i$  个粒子的能量、简并度 (对于  $\pi$  和  $\eta$  是简并度的 1/2)、化学势、费米子、玻色子和强子相的温度。强子相的熵密度可写成

$$S_h = \frac{1}{T_h} (\varepsilon_h + P_h - \mu_{bh} n_{bh}), \quad (13)$$

式中  $\mu_{bh}$  为强子相的重子化学势。

通常忽略奇异性粒子的影响, 在  $\mu_b - T$  相图中的相边由 Gibbs 条件:  $T_q = T_b$ ,  $3\mu_q = \mu_{bh}$  和  $P_{qb} = P_h$  给出, 这里  $\mu_q$  为夸克化学势。

相变过程实际上就是夸克物质经过相边后转变成强子物质的过程。在计算上就是要从夸克相在相边的温度、化学势得到经过相边后的强子物质的温度和化学势。我们建议了一个有些不同于文献 [1] 的相变图象, 假定夸克相的定域值 ( $\mu_q, T$ ) 一旦到达相边, 一个到达温度为  $T_b$ 、重子化学势为  $\mu_{bh}$  的强子相的相变会突然发生。这个图象隐含了相对于强子化过程, 系统的膨胀是非常缓慢的, 于是相变过程中的能量和重子数守恒可表示为

$$\varepsilon_h(T_b, \mu_{bh}) = \varepsilon_{qb}(T_b, \mu_{bb}), \quad (14)$$

$$n_{bh}(T_b, \mu_{bh}) = n_{qb}(T_b, \mu_{bb}), \quad (15)$$

这里  $T_b$ 、 $\mu_{bb}$  为夸克相的温度、化学势在相边的值,  $\varepsilon_h$  和  $\varepsilon_{qb}$  分别为强子相和夸克相在相边的能量密度。于是从联立方程 (14) 和 (15) 解出  $T_b$  和  $\mu_{bh}$ , 并作为强子相的初始值。

我们首先对不同袋常数计算相边, 然后参考文献 [6], 用快度计算出 QGM 系统的初始温度和初始化学势, 再取初始流速度为零, 其次在  $\mu_b - T$  相图中解 RHE 就可得到温度和重子化学势在时空中的分布。最后计算双轻子产额和 Drell-Yan 本底的贡献。计算的相边显示于图 1 中。

在本工作中, 在 RHIC 能量研究了  $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$  中心碰撞。图 2 显示了双轻子谱  $dN/dM^2 dY$ 。如文献 [10] 中指出, 对于富重子 QGM 大多数局域相变发生在较低的温度和较高的重子化学势, 在那里反夸克密度变得非常小, 从而导致双轻子产额也非常小。在这种情况下, 相变后强子相的温度仍然很低, 强子相对双轻子产生的贡献就很小。于是在图 2 中由曲线 1—6 表示的谱在不变质量  $M = 0.775\text{GeV}$  附近不再具有强子相贡献的峰。这表明在富重子 QGM 系统中相变效应和强子相对双轻子产生的贡献都是不太重要的。同时, 随

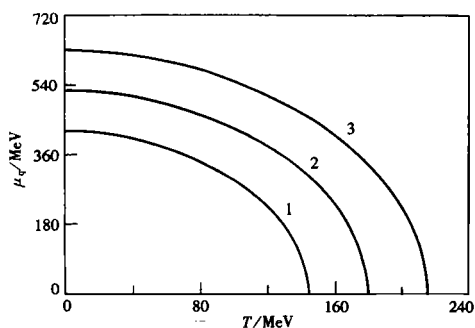


图 1 计算的相图

曲线 1 到 3 依次表示袋常数  $B^{1/4}=200, 250$  和  $300\text{MeV}$  的相边。

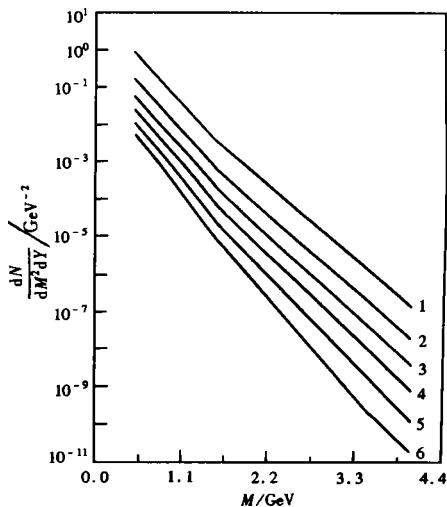


图 2 双轻子谱  $dN/dM^2 dy$

曲线 1 到 6 依次表示快度  $Y=1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0$  和  $3.5$  的谱。

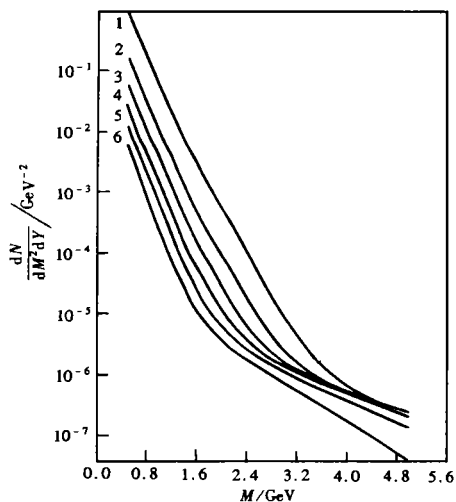


图 3 包含了 Drell-Yan 本底的双轻子谱  $dN/dM^2 dy$

曲线 1—6 代表的意义与图 2 的相同。

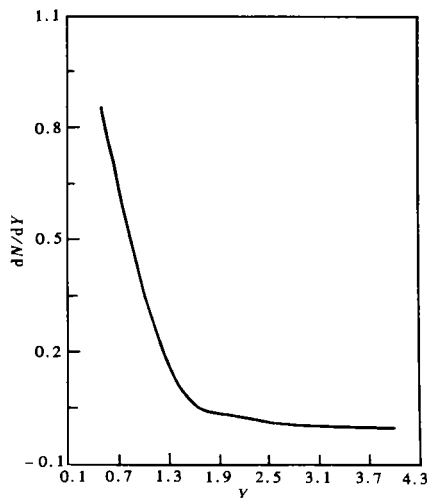


图 4 总的双轻子产额  $dN/dY$

着快度的增加, 夸克化学势也增加, 于是反夸克数减少, 从而导致如图 2 中所示的双轻子产额强烈的抑制。

在图 3 中显示了包括 Drell-Yan 本底的双轻子谱。与图 2 比较, 可以清楚地看到 Drell-Yan 本底显著地提高了中等不变质量区的谱。

图 4 所示的总双轻子产额  $dN/dY$  是一个很有意义的量。它是对谱进行不变质量积分

得到的. 随着快度的增加, 总产额下降. 它再一次表明双轻子的产生随双轻子快度的增加呈现出强烈的抑制.

总起来说, 如果富重子 QGM 在碰撞中真的形成了, 由于相边在 QGM 系统演化上的效应, 强子相对双轻子产生贡献的峰几乎无法在谱中找到. 特别是随着快度的增加, 双轻子的产生表现出强烈的抑制. 从本底的讨论<sup>[2,5]</sup>, 我们已经知道来自 np 韧致辐射和 Dalitz 衰变的贡献是不重要的. 因此我们的结果能直接与 CERN 和 Brookhaven 未来的实验值进行比较.

### 参 考 文 献

- 1 Kajantie K, Kapusta J, McLerran L et al. Phys. Rev., 1986, D34:2746
- 2 He Zejun, Zhang Jiaju et al. Nucl. Phys., 1991, A532:743
- 3 Dumitru A, Rischke D H et al. Phys. Rev. Lett., 1993, 70:2860
- 4 Mohring H J, Ranft J. Z. Phys., 1991, C52:643
- 5 Ko C M, Xia L H. Phys. Rev. Lett., 1989, 62:1595
- 6 Kampfer B, Pavlenko O P et al. Z. Phys., 1995, A353:71
- 7 Cleymans J, Fingberg J et al. Phys. Rev., 1987, C35:153
- 8 Owens J F. Phys. Lett., 1991., B266:126
- 9 Baym G, Friman B L et al. Nucl. Phys., 1983, A407:541
- 10 He Zaijun, Zhang Jiaju et al. Nucl. Phys., 1997, A614:552

## Rapidity Dependence of Dilepton Production in Baryon-Rich Quark-Gluon Matter\*

He Zejun<sup>1</sup> Zhang Jiaju<sup>2</sup> Liu Bo<sup>3</sup> Qiu Xijun<sup>1</sup>

1(Shanghai Institute of Nuclear Research, the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

2(Computing Center, the Chinese Academy of Sciences, Shanghai Branch, Shanghai 200031)

3(Institute of High Energy Physics, the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039)

**Abstract** Considered the Drell-Yan background, the rapidity dependence of the dilepton production in the baryon-rich quark-gluon matter from  $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$  central collision has been studied based on a relativistic hydrodynamic model. It is found that the dilepton yield is strongly suppressed with increasing rapidity. Such a characteristic signaling the formation of the baryon-rich quark-gluon matter can be tested in future experiments at CERN and Brookhaven.

**Key words** quark matter, dilepton spectrum, relativistic hydrodynamics

Received 23 March 1998

\* Supported by the National Natural Science Foundation of China (19475056) and 95' Significant Project of Chinese Academy of Science (KJ951-A1-410)