

# 夸克-胶子等离子体在相对论性核-核碰撞中 形成的一种信号\*

贺泽君<sup>1)2)</sup> 蒋维渊<sup>1)2)</sup> 朱志远<sup>1)2)</sup> 刘 波<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> 兰州重离子加速器国家实验室理论核物理中心, 兰州 730000)

<sup>2)</sup> 中国科学院上海原子核研究所, 上海 201800)

<sup>3)</sup> 中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

(1999 年 10 月 28 日收到)

从热力学关系, 计算来自相对论性核-核碰撞的富重子夸克-胶子等离子体的初值. 接着基于(3+1)维相对论性流体力学模型研究了系统的双轻子产生. 发现随着碰撞核入射能量的增加, 一个标志夸克-胶子等离子体形成的特征平台出现在双轻子的总产额中. 这样的特征可在 CERN 和 Brookhaven 未来的实验中得到检验.

PACC : 4775 ; 2485

## 1 引 言

量子色动力学(QCD)是强相互作用的基础. 格点 QCD 计算<sup>[1]</sup>显示了一个从通常核物质到夸克-胶子等离子体(QGP)的相变. 而且猜测在大爆炸后的  $10 \mu\text{s}$  左右的早期宇宙就处在这个物质状态. 极端相对论性核-核碰撞提供了一个在实验室中产生这种物质的可能性. 作为一个 QGP 形成的特征信号, 研究得最多的是双轻子. 由于它没有强的末态相互作用, 因而能真实地给出 QGP 的信息.

重子数为零的 QGP 的双轻子产生先前已被研究<sup>[2,3]</sup>, 得到了只依赖温度的双轻子谱. 近来的实验和理论<sup>[4-8]</sup>指出, 在 CERN 的 SPS 能量大量的重子被阻挡, 甚至在相对论重离子碰撞器(RHIC)轰击能量  $\sqrt{s} \leq 200 \text{ GeV}/u$  的微观计算中<sup>[9,10]</sup>, 也得出了在碰撞时重子可能不是完全透明的结论. 这时双轻子的产生就是温度和重子化学势(同样也是重子密度)的函数. 文献[7]的作者研究了来自一个具有有限化学势和给定能量密度的 QGP 系统的双轻子产生. Ko 等作者采用流体化学模型计算了富重子 QGP 系统的双轻子产生<sup>[11]</sup>. 近来一个膨胀的富重子 QGP 火球中的双轻子产生也被研究<sup>[12]</sup>. 然而, 富重子 QGP 系统的初值仍然是一个待解决的问题. 在文献[13]中作者开始讨论了系统的初值. 文献[14]的作

者通过系统的熵定出初始温度, 借助相对论性量子分子力学计算的参数化再从初始温度定出了初始夸克化学势<sup>[15]</sup>. 在文献[16,17]中, 初值是通过拟合  $\pi$  或质子的实验快度分布和横向动量谱得到. 显然, 这样获得的初值有强的模型依赖. 在文献[3,12,18]中我们已经得到了 QGP 形成的特征物理量, 但是也没有详细地考虑系统的初值.

系统的初值是理论计算的基础, 因而应当首先被考虑. 本工作首先基于热力学关系, 从碰撞核的入射能得到系统的初值, 然后基于我们建立的(3+1)维相对论性流体力学模型研究在一个膨胀的富重子 QGP 火柱中双轻子的产生, 最后与基于一个膨胀的富重子 QGP 火球演化给出的结果比较, 找到 QGP 形成的特征双轻子谱. 值得强调的是, 我们只研究处于中间不变质量区域  $1.2 \text{ GeV} < M < 2.8 \text{ GeV}$  的双轻子, 于是来自从强子物质到 QGP 物质相变前的初始碰撞的 Derfl-Yan 机制的贡献应当被考虑, 而那些强子共振态衰变的贡献被忽略.

## 2 理论框架

### 2.1 富重子 QGP 系统的初值

我们首先通过热力学关系计算系统的初值. 对于富重子 QGP 系统, 仅考虑  $u, d$  夸克, 借助 MIT 袋

\* 中国科学院 95 基础研究重大项目(批准号: KJ951-A1-410)和国家自然科学基金(批准号: 1997552)资助的课题.

模型, 能量密度  $\epsilon$  为<sup>[11]</sup>

$$\epsilon = 3P_{\text{qg}} + 4B. \quad (1)$$

这里  $P_{\text{qg}}$  是系统的压强,  $B$  是袋常数. 对于具有饱和密度和零压强的正常核物质, 其饱和能密度为  $\epsilon_0 = 4B$ . 于是在初始 QGP 中与温度有关的能密度为  $\epsilon_{\text{in}} = \epsilon - \epsilon_0 = 3P_{\text{qg}}$ . 乘上体积得到如下关系,

$$\frac{1}{3}(\epsilon - \epsilon_0)V = \frac{1}{3}\epsilon_{\text{in}}V = P_{\text{qg}}V. \quad (2)$$

考虑到, 在绝热过程中对外部系统做的功等价于内部能量的减少  $P_{\text{qg}}V$ , 因此进入系统的总能量应为  $E_{\text{in}} = \frac{4}{3}\epsilon_{\text{in}}V$ . 对于非常高温度的情况, 相空间分布函数能够用玻尔兹曼近似代替, 于是与初始温度  $T_{\text{q0}}$  联系的能量均分定理可写为

$$\frac{4}{3}E_{\text{in}} = \frac{3}{2}NT_{\text{q0}}. \quad (3)$$

这里  $N$  是系统的总粒子数, 它包括所有的海夸克、价夸克和胶子. 只要解联立方程组 (2) 和 (3), 就能从入射能定出系统的初始温度和初始化学势.

## 2.2 富重子 QGP 系统的演化

在文献 13, 3, 12, 18, 19 中已指出, 系统的热力学平衡一旦建立, 系统的进一步演化则由以下的能量-动量、重子数和熵守恒律来定

$$\partial_\mu(T^{\mu\nu}) = 0, \quad (4)$$

$$\partial_\mu(nu^\mu) = 0 \quad (5)$$

和  $\partial_\mu(su^\mu) = 0. \quad (6)$

这里  $T^{\mu\nu}$  是周知的能量-动量张量,  $n$  为重子密度,  $s$  为熵密度. 用热力学关系  $d\epsilon = Tds + \mu_b dn$  和  $dp = sdT + nd\mu_b$ , 我们推导出一个轴对称富重子 QGP 火柱演化的耦合相对论性流体力学方程组 (RHE),

$$\partial_x(\gamma_s) + \frac{1}{r}\partial_x(r\gamma_s v_r) + \partial_x(s\gamma v_z) = 0, \quad (7)$$

$$\partial_x(\gamma n) + \frac{1}{r}\partial_x(r\gamma n v_r) + \partial_x(n\gamma v_z) = 0, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \{ \partial_x(T\gamma v_r) + \partial_x(T\gamma) + v_x[\partial_x(T\gamma v_r) \\ & - \partial_x(T\gamma v_z)] \} + n[ \partial_x(\mu_b \gamma v_r) + \partial_x(\mu_b \gamma) \\ & + v_x[\partial_x(\mu_b \gamma v_r) - \partial_x(\mu_b \gamma v_z)] ] = 0, \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \{ \partial_x(T\gamma v_r) + \partial_x(T\gamma) - v_x[\partial_x(T\gamma v_r) \\ & - \partial_x(T\gamma v_z)] \} + n[ \partial_x(\mu_b \gamma v_z) + \partial_x(\mu_b \gamma) \\ & - v_x[\partial_x(\mu_b \gamma v_r) - \partial_x(\mu_b \gamma v_z)] ] = 0. \quad (10) \end{aligned}$$

这里  $v_r, v_z, \gamma, \mu_b$  和  $T$  依次是系统的横向速度、纵向速度, 洛伦兹收缩因子、重子化学势和温度.

## 2.3 双轻子的产生

前面已指出, 我们只研究中等不变质量区域的双轻子产生, 于是在夸克相占统治的贡献来自  $q\bar{q}$  湮没, 在强子相占统治的贡献来自  $\pi\pi$  湮没, 同时来自初始核-核碰撞的 Drell-Yan 双轻子也应当包括<sup>[14, 20]</sup>. 为了能与实验对照, 我们只研究双轻子产生与它的快度的关系. 这时通过  $q\bar{q}$  湮没的双轻子产额为

$$\frac{dN^q}{d^4x dM_T^2 dM^2 dY} = \frac{\alpha^2}{8\pi^3} F_q \exp\left[-\frac{M_T \text{ch}(Y - \eta)}{T}\right] J_q. \quad (11)$$

这里  $Y, M_T$  依次为双轻子快度和横向质量,  $F_q$  是  $\mu, d$  夸克的形状因子,  $d^4 = 2\pi r dr dz dt$  是火柱的时空元. 因子  $J_q$  包括了夸克化学势(即重子)效应. 同样对于强子相, 占统治贡献的  $\pi\pi$  湮没为

$$\frac{dN^\pi}{d^4x dM_T^2 dM^2 dY} = \frac{\alpha^2}{8\pi^3} F_h \exp\left[-\frac{M_T \text{ch}(Y - \eta)}{T}\right]. \quad (12)$$

这里  $\pi$  的形状因子  $F_h = \frac{1}{2} m_\rho^4 [m_\rho^2 - M^2]^2 + m_\rho^2 \tau_\rho^2$ , 其中  $m_\rho = 0.77 \text{ GeV}, \tau_\rho = 0.15 \text{ GeV}$ .

我们按照文献 12 从 Gibbs 条件计算在某一个袋常数  $B^{1/4}$  下夸克相与强子相间的相边, 然后用计算出的系统初始温度和初始夸克化学势, 并假定初始时 QGP 物质的膨胀速度为零, 在相图中解 RHE 得到 QGP 的温度、化学势在时空中的分布, 最后用方程 (11) 和 (12) 计算双轻子产额. 在这个工作中, 我们研究  $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$  中心碰撞的双轻子产额.

## 3 计算结果和讨论

计算的初始温度  $T_{\text{q0}}$  和初始夸克化学势  $\mu_{\text{q0}}$  作为入射能量  $E_{\text{in}}/N_A$  的函数已示于图 1 中. 这里  $E_{\text{in}}$  和  $N_A$  依次是碰撞核总的入射能量和总的核子数. 对于 QGP 系统, 随着入射能的增加, 夸克、反夸克和胶子的数目迅速增加. 于是入射能量除了部分转变为系统膨胀时所需的动能, 另一部分则用于激发更多的粒子, 导致系统的温度不增加, 在图 1 中显现为一个平台.

计算的双轻子产额  $dN/dM^2 dY$  已示于图 2 中. 曲线 1—5 依次为快度  $Y = 0.0, 0.5, 1.0, 1.5$  和  $2.0$  的值. 从文献 2, 3, 11 能够看到, 强子相贡献的峰值是显著的. 然而在现在的工作中由于温度和化

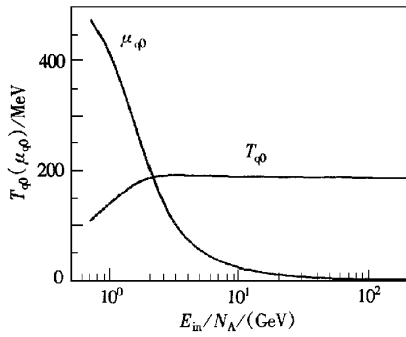


图1 富重子 QGP 系统的初始温度  $T_{q0}$  和初始夸克化学势  $\mu_{q0}$  随碰撞核入射能量的变化

学势是时空的函数,则系统中各个定域的值 ( $\mu_q, T$ ) 需要经历相当长的时间才能达到相变的值而发生定域相变. 这样的效应推迟了夸克相的演化过程,增加了夸克相的寿命,因而大大地抬高了夸克相的贡献. 另一方面,也由于这样的效应大多数的定域相变发生在相边的较低温度和较高化学势的那些点,因而相变后强子相温度较低,导致强子相对双轻子产生的贡献是如此之低以至于被夸克相的贡献淹没. 这样人们在曲线 1—5 中看不到强子相贡献的峰.

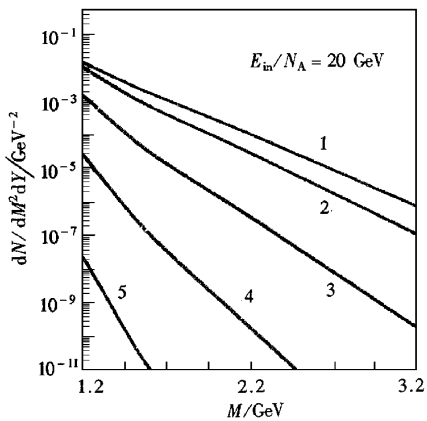


图2 碰撞核入射能  $E_{in}/N_A = 20$  GeV 时的双轻子不变质量谱  $dN/dM^2 dY$  曲线 1—5 依次对应快度  $Y = 0.0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$  的谱

从实验的观点出发,我们进一步计算了总的双轻子产额  $dN/dy$  随入射能的变化,并示于图 3 中. 为了与初始 QGP 球形演化的结果相比较,对火球情况也作了同样的计算,结果示于图 4 中. 定性上两个几何模型都给出了相似的结果,即随着入射能量的增加,总产额上升速度减慢,甚至最后成为平台.

显然这是系统初始值随入射能的变化带来的结果. 此外,我们也看到随着双轻子快度的增加产额被显著地抑制.

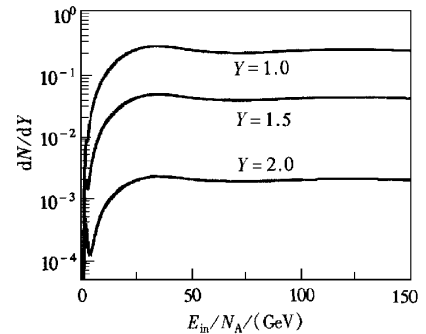


图3 基于富重子 QGP 火柱的演化,在图 2 相同条件下计算的双轻子总产额  $dN/dY$  随碰撞核入射能的变化

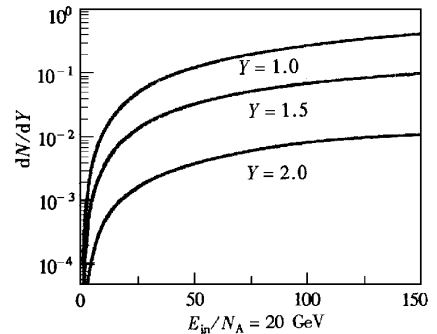


图4 在图 3 相同条件下,基于富重子 QGP 火球演化计算的双轻子总产额  $dN/dY$  随碰撞核入射能的变化

总起来说,基于热力学关系从碰撞核的入射能量得到了富重子 QGP 系统演化的初始温度和化学势,从而为研究双轻子的产生与入射能的关系,进而为理论结果与实验的比较提供了可能性. 从两个系统演化的几何模型得到的结果都表明,如果在相对论性核-核碰撞中 QGP 真地形成了,一个标志 QGP 形成的特征平台必然出现在总的双轻产额中. 这样的 QGP 形成的特征物理量可在 CERN 和 Brookhaven 未来的实验中得到检验. 值得强调的是为了得到更精确的双轻子产额,人们应当更详细地考虑 QGP 系统演化的几何模型,包括强子共振态的衰变和粲 (Charm) 强子以及热粲夸克的贡献,但是,我们的结果的定性特征应当保持不变.

- [ 1 ] Quark matter '88. Proceeding of the Seventh International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus collisions, edited by G. Baym, P. Braun-Munzinger and S. Nagamiya, *Nucl. Phys.*, **A498** (1989), 1c.
- [ 2 ] K. Kajantie, J. Kapusta, L. D. Melarran, A. Mekjian, *Phys. Rev.*, **D34** (1986) 2747.
- [ 3 ] Ze-jun He, Jia-ju Zhang, Pan-li Li *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A532** (1991) 743.
- [ 4 ] W. Busza, *Nucl. Phys.*, **A418** (1984) 635.
- [ 5 ] O. Hansen 1992 in Proceedings of the Twentieth International Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations. Hirschegg, Austria. Edited by H. Feldmeier.
- [ 6 ] G. Odyniec 1989 NA35 Collaboration, Proceedings of the International Workshop on Relativistic Aspects of Nuclear Physics, Rio de Janeiro.
- [ 7 ] A. Dumitru, D. H. Rischke, Th. Schonfeld *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993) 2860.
- [ 8 ] A. V. Keitz, L. Winkelmann, A. Jakns *et al.*, *Phys. Lett.*, **B263** (1991) 353.
- [ 9 ] G. Gustafson 1992 Proceedings of the Workshop on Relativistic Heavy-Ion Physics at Present and Future Accelerators, Budapest.
- [ 10 ] H. J. Mohring, J. Ranft, *Z. Phys.*, **C52** (1991) 643.
- [ 11 ] C. M. Ko, L. H. Xia, *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989) 1595.
- [ 12 ] Zejun He, Jiaju Zhang, Xijun Qiu *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A614** (1997) 552.
- [ 13 ] L. H. Xia, C. M. Ko, C. T. Li, *Phys. Rev.*, **C41** (1990), 572.
- [ 14 ] B. Kampfer, O. P. Pavlenko, M. I. Gorenstein *et al.*, *Z. Phys.*, **A353** (1995) 71.
- [ 15 ] H. Sorge, H. Stocker, W. Griner. *Nucl. Phys.*, **A498** (1989) 567.
- [ 16 ] G. Q. Li, C. M. Ko, G. E. Brown, *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995) 4007.
- [ 17 ] J. Sollfrank, P. Huovinen, M. Kataja *et al.*, *Phys. Rev.*, **C55** (1997) 392.
- [ 18 ] Zejun He, Jiaju Zhang, *et al.*, *Chin. Phys. Lett.*, **16** (1999) 259.
- [ 19 ] G. Baym, B. L. Friman, J. P. Blaizot, M. Soyeur, *Nucl. Phys.*, **A407** (1983) 541.
- [ 20 ] R. Vogt, B. V. Jacak, P. L. McGaughey, P. V. Ruuskanen, *Phys. Rev.*, **D49** (1994) 3345.

## A SIGNATURE FOR THE FORMATION OF THE QUARK-GLUON PLASMA IN RELATIVISTIC NUCLEUS-NUCLEUS COLLISIONS\*

HE ZE-JUN<sup>1,2)</sup> JIANG WEI-YUAN<sup>1,2)</sup> ZHU ZHI-YUAN<sup>1,2)</sup> LIU BO<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> Center of Theoretical Nuclear Physics National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)

<sup>2)</sup> Institute of Nuclear Research, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

<sup>3)</sup> Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

(Received 28 October 1999)

### ABSTRACT

From thermodynamic relations, the initial values of the quark-gluon plasma from relativistic nucleus-nucleus collisions are obtained. From these initial values we have studied the dilepton production on the basis of the (3 + 1) dimensional relativistic hydrodynamic model established by the present authors, and found that with increasing incident energy a characteristic plateau indicating the formation of quark-gluon plasma appears in the total yield, which may be tested in future experiments in CERN and Brookhaven.

PACC : 4775 ; 2485

\* Project supported by the Science Foundation for Great Significant Items from Chinese Academy of Sciences (Grant No. KJ951-A1-410) and by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 1997552).