

膨胀的热的富重子夸克-胶子 物质的双轻子产生的抑制

贺泽君 张家驹 邱锡钧

(中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

1993-11-08 收稿

摘 要

从完全核阻止的假定出发基于3+1维RHE研究了双轻子谱,并得到结论:如果在极端相对论性原子核碰撞中富重子的夸克-胶子物质真地产生了,那么随着初始重子密度的增加,在不变质量 $2m_{\pi}$ 和1 GeV之间双轻子的产生将会显示出强烈的抑制,而且将有一个反常的峰出现在不变质量0.75 GeV附近.这些预言可以在CERN和Brookhaven即将开展的实验中得到检验.

关键词 夸克物质,双轻子谱,胶子物质.

1 引 言

极端相对论性能量进行的原子核碰撞实验,旨在产生退禁闭的夸克-胶子物质(QGM).正在Brookhaven建造的相对论性重离子碰撞机(RHIC)^[1]为在实验中产生QGM提供了可能.许多可观测量已被建议作为产生了QGM的信号.它们之中双轻子是被研究得最多的,原因在于它没有强的末态相互作用,能更真实地给出QGM的信息.

先前的作者给出的双轻子谱与粒子的空间分布无关^[2,3].近年来,文献[4,5]的作者通过采用与粒子密度有关的 Boltzmann 近似的分布函数和包含粒子数守恒方程在相对论性流体力学方程(RHE)中,在系统的重子数为零的情况下,研究了夸克在时空中分布的非均匀性对双轻子产生的影响.

然而如文献[6]中的实验和理论所指出,在CERN的SPS能量下,大量重子的受阻发生表明 Bjorken 的观点^[7]对在这样能量范围的碰撞是不真实的.事实上,最近在RHIC的轰击能量 $\sqrt{s} \leq 200 \text{ AGeV}$ 进行的微观计算^[8,9]也暗示碰撞的重离子可以不是透明的,因此重子数密度在QGM中不为零.显然,在局域热力学平衡下,双轻子的产生率必定是温度和重子数密度(即夸克和反夸克数密度)的函数.

文献[10]的作者基于重离子碰撞的流体力学描述研究了富重子QGM的双轻子的产生.由于他们取了RHE的空间平均,关于时空的微分方程被简化为常微分方程.于

是得到的温度、粒子密度、反应率以及相应的谱仅仅是时间的函数。近来,文献[6]的作者,在有限的重子化学势(或相应的重子密度)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。显然,进一步研究一个膨胀的热的富重子 QGM 双轻子的产生是必要的。

在本工作中,基于 $3+1$ 维的 RHE,我们研究一个膨胀的热的富重子 QGM 的双轻子谱。为了包括重子(即夸克和反夸克)在时空中分布的非均匀性,先采用文献[4,5]已建立的与夸克和反夸克在时空的分布有关的谱的表示。然后扩展 RHE 去包括重子数守恒方程,以便同时给出温度和重子密度分布。接着,夸克和反夸克的时空分布可从给定温度下的夸克化学势 μ_q 与重子密度的关系^[11]以及在定域热力学平衡下反夸克的化学势等于 $-\mu_q$ 的关系中得到。这样就可以研究重子密度与双轻子产生的关系。在计算中,我们给出了一个有些不同于 Kapusta^[3] 的相变图象。考虑到能量守恒要求两个相的能量密度在临界点相同^[3,4,12],由此,定出强子相的初始温度。本文依照文献[11]的处理,从原生的夸克和胶子在重新组合成强子之前被允许分裂成更多的夸克-反夸克对来保证在相变过程中熵的增加。在计算中,也已假定强子相主要由 π 构成,则它的初始粒子密度由夸克到 π 的转换给出。另外,在本工作中由于湿度和粒子密度是时空的分布函数,因而,在火球的不同区域的夸克物质,应在不同的时间在相边的不同点发生相变而进入强子相。

在本工作中,夸克、反夸克和温度在时空中的非均匀分布、相变过程中释放的潜热和原生夸克和胶子的碎裂以及基于相边的局域相变等效应已被考虑。

2 基本方程

2.1 依赖重子密度的双轻子谱

为了研究夸克和反夸克的分布在谱上的影响,我们已在文献[4,5]中采用一个完全的与粒子密度有关的 Boltzmann 近似的分布函数^[13]得到系统的双轻子谱

$$\frac{dN}{dM} = \iint \left(\frac{dN}{dM d^4X} \right)_B n_1(r, t) n_2(r, t) dr dt \quad (2.1)$$

和相应的总产额

$$N(n_0, T_0) = \int \left(\frac{dN}{dM} \right) dM, \quad (2.2)$$

这里 n_1 和 n_2 分别为夸克和反夸克密度。双轻子产生谱 $(dN/dM d^4X)_B$ 来自 Boltzmann 分布函数 $f(p_i) = c_i \exp(-E_i/T)$ 。这里的(2.1)和(2.2)式与在文献[4,5]中所得到的区别在于,在文献[4,5]中 $n_1 = n_2$, 即系统的重子数为零。而本文处理的则是 $n_1 > n_2$, 即富重子问题, n_1 和 n_2 在下面给出。

2.2 QGM 的力学膨胀

如文献[14]指出的,一旦局域热力学平衡被建立,火球就按下面的能量-动量守恒律演化

$$\partial_\mu (T^{\mu\nu}) = 0, \quad (2.3)$$

$T^{\mu\nu}$ 是周知的能量-动量张量。通常在局域热力学平衡情况下, 系统的能量密度 ε 和压强 p 依赖局域温度和重子密度, 因而下面的重子数守恒必须被包括^[4]

$$\partial_{\mu}(n u^{\mu}) = 0, \quad (2.4)$$

$n = \gamma n_r$ 是重子密度, γ 是 Lorentz 收缩因子, n_r 是静止框架中的重子密度, 考虑到在火球演化的早期阶段, 平均自由程比系统的尺度小, 粘滞性可以忽略, 因而系统的熵 S 也必定守恒^[4]

$$\partial_{\mu}(S u^{\mu}) = 0, \quad (2.5)$$

借助于热力学关系

$$ds = TdS + \mu_b dn, \quad (2.6)$$

$$dp = SdT + nd\mu_b. \quad (2.7)$$

从(2.3)–(2.5)式, 我们得到一个耦合的 RHE 组,

$$\partial_r S + \frac{1}{r^2} \partial_r (r^2 S \tanh \eta) = 0, \quad (2.8)$$

$$\partial_r n + \frac{1}{r^2} \partial_r (r^2 n \tanh \eta) = 0, \quad (2.9)$$

$$ST [\tanh \eta \partial_r \ln T + \partial_r \ln T + \tanh \eta \partial_r \eta + \partial_r \eta] \\ + n \mu_b [\tanh \eta \partial_r \ln \mu_b + \partial_r \ln \mu_b + \tanh \eta + \partial_r \eta] = 0, \quad (2.10)$$

这里 η 是径向速度, μ_b 是重子的化学势, 借助唯象的 MIT 模型下的态方程^[5], 人们得到重子密度与夸克化学势的关系

$$n = \frac{1}{3} \frac{\partial p_{qg}(\mu_q, T)}{\partial \mu_q} = \frac{2}{3} \mu_q (T^2 + \mu_q^2 / \pi^2) \quad (2.11)$$

和熵与夸克化学势的关系

$$S = \frac{\partial p_{qg}}{\partial T} = \frac{74}{45} \pi^2 T^3 + 2 \mu_q^2 T. \quad (2.12)$$

考虑到关系(2.11)和(2.12)式, 方程(2.8)–(2.10)变成仅与温度、重子密度和径向速度有关的联立的 RHE. 在求解这组耦合方程时, 我们已取这三个量的初值, 如文献[4, 5]中的, 只是这里的重子分布代替了那里的夸克分布.

当得到温度 T 和重子密度 n 分布后, 利用(2.11)式可得到夸克化学势 μ_q 和反夸克化学势 $-\mu_q$, 接着得到它们相应的相空间分布函数 $f_q(k)$ 和 $\bar{f}_q(k)$. 于是富重子系统的夸克和反夸克密度可由下面的式子给出

$$n_1(r, t) = \int d^3 k f_q(k), \quad (2.13)$$

$$n_2(r, t) = \int d^3 k \bar{f}_q(k). \quad (2.14)$$

最后利用方程(2.1)和(2.2)计算双轻子谱及其总产额.

2.3 相变中的效应

通常相变是由强子相和夸克相的温度、压强和重子化学势相等的条件决定的. 忽略

奇异粒子的贡献^[16], 由文献[11]给出的 QGM 的理想气体的态方程 p_{qg} 和热 π 气体的压强 p_h , 通过关系 $p_{qg} = p_h$ 定出夸克化学势, 再用(2.11)式得到 $n-T$ 相图中的相边.

参考文献[4,5]的处理, 假定夸克的成核率是如此之大, 一旦火球的局域值 (n, T) 达到相边, 那里的 QGM 就会产生一个突然的相变到达温度为 T_h 的强子物质. 能量守恒要求两个相的能量密度在相变点相同, 从而定出 T_h 并作为强子相的初始值.

为了保证在相变过程中熵守恒, 采用了文献[11]提出的相变过程中原生胶子和夸克在进入强子相之前碎裂成更多的夸克-反夸克对来补偿熵的减少的概念. 计算中已采用文献[17]中用过的碎裂参数.

文献[18]已给出一个夸克对转换 75% 到一个 π , 25% 到 η 或 η' 介子. 进一步考虑到 $\eta \rightarrow 3\pi, \eta' \rightarrow 3\pi$ 和 $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程^[19], 我们取了一个有效的转换率 80%^[4,5].

3 计算结果和讨论

计算的相图被示在图 1 中, 曲线 1 对应着袋常数 $B^{1/4} = 200\text{MeV}$, 曲线 2 对应着 $B^{1/4} = 240\text{MeV}$.

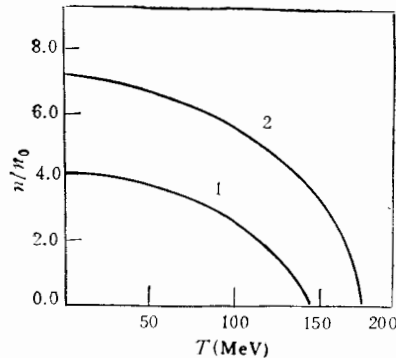


图 1 计算的相图
曲线 1 和 2 分别为袋常数 $B^{1/4} = 200$ 和 240MeV 的相边.

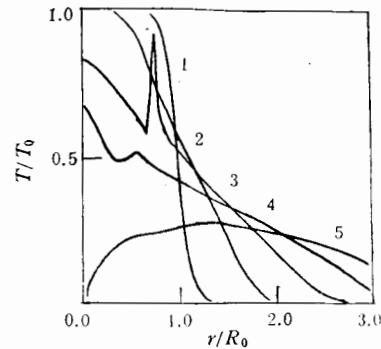


图 2 在临界温度 $T_c = 160\text{MeV}$ 时富重子的夸克-胶子火球的温度演化
曲线 1-5 依次表示在系统的初始温度 $T_0 = 250\text{MeV}$ $t/R_0 = 0.0, 0.6, 1.2, 1.8$ 和 2.4 时的温度分布. 这里 t 是时间, R_0 是火球的初半径.

为了简便, 我们仅在图 2 中显示相变发生在相边的 $(0, T_c)$ 点的温度分布. 它表明潜热大大地抬高了系统的温度. 这里 T_c 是相边与温度轴交点的温度. 重子数密度的分布示于图 3 中. 我们对重子数分布在每一时刻作体积分, 得到的总重子数对时间是一个常数, 因此, 在我们的计算中重子数守恒被满足.

在图 4 中已经显示来自 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 中心碰撞, 初始重子数密度 $n_0 = 1-6 \times n_N$, 初始温度 $T_0 = 120\text{MeV}$, 利用图 1 中的相边 1 计算出的谱. n_N 是通常的核子密度. 对于初值 (n_0, T_0) 在夸克相的系统, 演化必然经过相边发生相变. 对于一个球对称膨胀, 相变仅发生在夸克区域的外边沿的一个局域的球壳中. 由于潜热的释放和粒子的碎裂, 那

里的温度和粒子密度被大大地抬高, 于是强子相的初值以及强子相的贡献也被大大地抬高. 甚至人们可在不变质量 0.75 MeV 附近找到反常峰. 另一方面, 由于粒子的扩散和热的传导, 如在图 2 中见到的, 壳中的热量必然也进入夸克区去增大夸克区的温度, 在壳中的粒子趋向阻挡中心区域夸克的向外运动以保持系统具有高的夸克占有数. 这些效应推迟了演化的过程, 增长了系统的寿命, 使夸克相和强子相给出更大的贡献. 因此, 初始值处于夸克相的系统给出的双轻子谱如图 4 中的曲线 3, 它比那些初始值在强子相的系统给出的如曲线 1 和 2 高得多.

从图 4 看到: 当再增加初始重子数密度

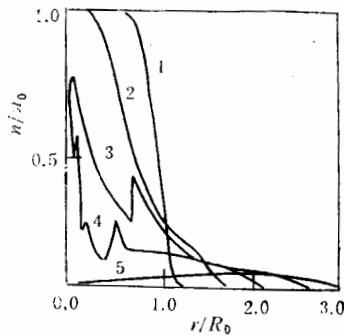


图 3 在与图 2 相同的参数下计算的重子数分布

时, 中心夸克区与发生相变的壳的外部之间的粒子数梯度变大. 当初始重子密度增加到一定值时, 中心区粒子的向外运动加快, 且成为统治. 于是系统的寿命变短, 双轻子的产额下降, 造成曲线 4 位于曲线 3 之下. 如果再继续增加重子密度, 夸克和反夸克占有数在双轻子产生上的效应变为主要的. 而且由于原生的夸克和反夸克数增多了, 碎裂后的夸克-反夸克对就更多, 这些又造成双轻子的产额开始随初始重子密度单调地上升. 于是从图 4 可以看到双轻子谱随初始重子密度的变化是非单调的. 当初始温度 $T_0 = 178 \text{ MeV}$, 用图 1 中的相边 2 作计算我们也得到同样的特征谱.

按实验的观点, 我们应该给出双轻子总产额, 示于图 5 中的结果更清楚地显示了双轻子产生随初始重子密度变化的非单调性.

总而言之, 如果富重子的 QGM 在碰撞中已经形成, 系统的双轻子的产生必然具有以下各种特征: 随着初始重子密度的增加, 当系统从强子相进入夸克相时, 双轻子的产生率就会有一个突变性的增加, 双轻子谱在不变质量 0.75 MeV 附近有一个反常峰, 在不变质量 $2 m_\pi$ 到 1 GeV 之间双轻子的产生呈现出一个强的抑制的平台或峪. 这些特征将在 CERN 和 Brookhaven 进行的实验中得到检验.

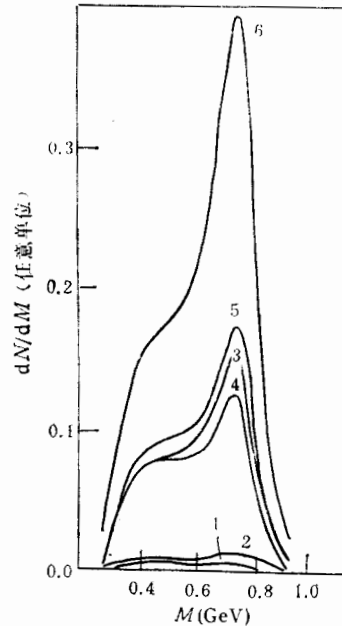


图 4 按照图 1 中的相边 1 计算的双轻子不变质量谱

曲线 1—6 依次表示当系统初始温度 $T_0 = 120 \text{ MeV}$ 时, 系统初始重子数密度, $n_0 = 1-6 \times n_N$ 时的双轻子不变质量谱. 这里 n_N 是通常的核子密度 0.17 fm^{-3} .

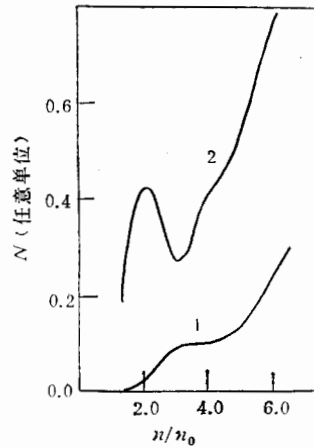


图5 双轻子总产额随初始重子密度的变化
曲线1来自初始温度 $T_0 = 120\text{MeV}$, 用图1的相边1计算的谱, 曲线2来自 $T_0 = 178\text{MeV}$,
用相边2计算的谱.

参 考 文 献

- [1] S. Ozaki, *Nucl. Phys.*, **A525**(1991) 125c.
- [2] S. A. Chin, *Phys. Lett.*, **B119**(1982) 51.
- [3] J. Kapusta, A. Mekjian, *Phys. Rev.*, **D33**(1986) 1304.
- [4] Zejun He, Jiaju Zhang, Panlin Li et al., *Nucl. Phys.*, **A532**(1991) 743.
- [5] Zejun He, Jiaju Zhang, Panlin Li et al., *J. Phys. G: Nucl. part.*, **16**(1990) L179.
- [6] A. Dumitru, D. H. Rischke et al., *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993) 2860.
- [7] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.*, **D27**(1983) 140.
- [8] G. Gustafson, Proceedings of the Workshop on Relativistic Heavy-Ion Physics at Present and Future Accelerators, Budapest. 1992.
- [9] H. J. Möhring, J. Ranft, *Z. Phys.*, **C52**(1991) 643.
- [10] Ko C M, Xia L H, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989) 1595.
- [11] P. Koch, B. Müller, J. Rafeski, *Phys. Rep.*, **142**(1986) 169.
- [12] K. Kajantie, M. Kataja et al., *Phys. Rev.*, **D34**(1986) 811.
- [13] J. E. Mayer, M. G. Mayer M G, statistical mechanics, Second edition (New York: Wiley), 1977.
- [14] G. Baym, B. L. Friman, J. P. Blaizot et al., *Nucl. Phys.*, **A407**(1983) 541.
- [15] K. Kubodera, J. Delorme, M. Rho, *Phys. Rev. Lett.*, **40**(1978) 755.
- [16] K. S. Lee, M. J. Rhoades-Brown, U. Heinz, *Phys. Lett.*, **B174**(1986) 123.
- [17] Zejun He, Jiaju Zhang et al., *J. Phys., G: Nucl. Part. Phys.*, **19**(1993) L7.
- [18] H. W. Barz, B. L. Friman et al., *Nucl. Phys.*, **A484**(1988) 661.
- [19] P. Castoldi, J. M. Frere, *Z. Phys.*, **C40**(1988) 283.

Suppression of Dilepton Production in Expanding Hot Baryon-Rich Quark-Gluon Matter

He Zejun Zhang Jiaju Qiu Xijun

(*Institute of Nuclear Research, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800*)

Received 8 November 1993

Abstract

With the increase of the initial baryon density, the dilepton production in invariant masses between $2m_\pi$ and 1GeV is shown to be suppressed and an abnormal peak of the dilepton spectrum appears near the invariant mass 0.75GeV if the baryon-rich quark-gluon matter has been created in relativistic nucleus-nucleus collisions. These predictions are important for several large-scale experiments at CERN and Brookhaven.

Key words baryon-rich quark matter, dilepton spectrum, gluon matter.