

中心快度区的双轻子不变质量分布

贺泽君 张家驹

(中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

邱锡钧

(上海大学物理系 上海 201800)

1994—11—24 收稿

摘 要

推广先前作者采用的夸克和 π 的相空间分布函数的 Boltzmann 近似到一个完全的表示, 利用快度区的温度计算出粒子密度后, 在 Bjorken 的 (1+1) 维的纵向膨胀系统中研究了双轻子的产生. 发现推广的近似分布函数极大地改变了预言的夸克物质形成的特征双轻子分布.

关键词 中心快度区, 双轻子谱, Bjorken 模型.

通常对于能被划分成许多局域热平衡部分的粒子系统, 双轻子的产生是不相干的^[1-4], 局域反应率可写成

$$R(a^+a^- \rightarrow l^+l^-) = \int d^3k_1 f(k_1) \int d^3k_2 f(k_2) \sigma(a^+a^- \rightarrow l^+l^-; k_1 k_2) v_{rel}, \quad (1)$$

这里 $a, l, f(k), \sigma$ 和 v_{rel} 分别代表夸克(或反夸克)、轻子、夸克(或 π) 的相空间分布函数、形成轻子的反应截面和粒子对的相对速度, 符号“+”和“-”依次表示粒子和反粒子. 显然在(1)式中对6个变量进行积分是相当困难的. 幸运的是, 在现在处理的特殊情况下相空间分布函数能用 Boltzmann 近似代替, 但是大多数作者仅采用了下面的形式

$$f(k) = \frac{1}{(2\pi)^3} \exp(-E/T), \quad (2)$$

这里 E 是粒子能量. 显然(2)式低估了满足 Fermi-Dirac 统计的夸克和满足 Bose-Einstein 统计的 π 粒子密度. 另一方面, 由(1)式表示的反应率是由相空间分布函数决定的, 而这个分布函数又是由局域温度和粒子密度定出的. 因此双轻子的产生必定同时取决于温度和粒子密度. 显然采用下面一个能给出粒子在相空间的分布又能给出粒子密度的完全 Boltzmann 近似表示式是更合适的^[5]

$$f(k) = nc \exp(-E/T), \quad (3)$$

且

$$n = \int d^3k f(k), \quad (4)$$

这里 c 是归一化常数, n 是夸克(或 π) 密度, 一个类似的分布函数已被应用在核子谱的火球模型的研究中^[6].

按照文献[3], 重子密度 n_b 与夸克和反夸克的密度 n_1 和 n_2 的关系可写为

$$n_b = \frac{1}{3} (n_1 - n_2). \quad (5)$$

迄今, 大多数作者仅致力于中心快度区的双轻子产生的研究, 因而在这里我们也仅讨论快度区的问题. 由于在中心快度区重子密度是零, (5)式中的 n_1 必定等于 n_2 , 因此夸克与反夸克的化学势必然为零. 注意到夸克的质量 $m_q = 0$, 这时的粒子密度应为

$$n_{1(2)} = \int \frac{\gamma_q}{(2\pi)^3} \frac{d^3 k}{\exp k/T \pm 1} \quad (6)$$

这里的“+”号对应夸克密度 n_1 , “-”号对应反夸克密度 n_2 . 考虑到 π 的化学势是零, π 密度 n_π 也容易得到. 我们已经找到 (3) 式中的归一化因子 c , 对于 π 为 $1/4\pi m_\pi^2 T K_2 \times (m_\pi/T)$, 对于夸克是 $1/8\pi T^3$, 这里的 K_2 是修正的贝塞尔函数. 这样 (3) 式表示的快度区的分布函数已被温度定出. 将 (3) 式代入 (1) 式我们就找到双轻子对的产生率为

$$\left(\frac{dN}{d^4 X dM^2} \right)_a = \frac{\sigma_a}{2 [16\pi^3 m_a^2 T K_2 (m_a/T)]^2} M^3 T K_1 (M/T) [1 - m_a^2/M^2] n_{1a}(T) n_{2a}(T), \quad (7)$$

这里 $a=q$ 代表夸克相, π 代表强子相. 形状因子 $F_\pi(M)$ 、夸克的双轻子产生截面 $\sigma_q(M)$ 以及 π 的双轻子产生截面 σ_π 在文献 [4] 中可以找到.

为了与基于近似 (2) 的结果相比较, 采用 Bjorken 的纵向流体力学模型描述生成物的时空演化^[4]. 在这个模型中, 体积元 $d^4 X = d^3 X_T dy t dt$. 这里的 t 是特征时间, y 是流元快度, x_T 是横向坐标. 对于等质量的核碰撞, 对横向坐标的积分正好产生一个 $d^2 x_T = \pi R_A^2$ 的因子, R_A 是核半径. 对反应的时空体积积分容易得到双轻子的不变质量分布 $dN/dy dM^2$.

首先, 当 $T_0 > T > T_c$ 和 $t_c < t < t_1$ 时夸克相给出的分布是

$$\left(\frac{dN}{dy dM^2} \right)_q = \pi R_A^2 \int_{t_0}^{t_1} dt t \left(\frac{dN}{d^4 X dM^2} \right)_q, \quad (8)$$

T_0 、 T_c 和 t_0 依次为初始温度、临界温度和热化时间, t_1 是系统绝热膨胀到系统的温度为临界值 T_c 的时间.

然后, 沿着 Maxwell 共存线 (即在混合相), 在那里温度被固定在 T_c , 于是贡献被夸克相和强子相同时给出

$$\left(\frac{dN}{dy dM^2} \right)_{q\pi} = \pi R_A^2 \left\{ \left(\frac{dN}{d^4 X dM^2} \right)_q \Big|_{T=T_c} \int_{t_1}^{t_2} dt t f(t) + \left(\frac{dN}{d^4 X dM^2} \right)_\pi \Big|_{T=T_c} \int_{t_1}^{t_2} dt t [1 - f(t)] \right\}, \quad (9)$$

这里 t_2 是系统按冷却线 $T(t) = T_c (t_2/t)^{1/3}$ 开始演化的时间, $f(t)$ 是夸克物质占的体积分数. (9) 式中的两个积分在文献 [3] 中已经给出. 最后, 来自强子相的贡献可写为

$$\left(\frac{dN}{dy dM^2} \right)_\pi = \pi R_A^2 \int_{t_2}^{t_1} dt t \left(\frac{dN}{d^4 X dM^2} \right)_\pi, \quad (10)$$

这里的 t_f 是系统达到凝固温度 T_f 的时间.

紧接着求和 (8)、(9) 和 (10) 式的值, 可得到系统的分布 $dN/dy dM^2$, 同样也容易得到固定横向能量值的分布 $dN/dy dM^2 dE_T$, 这里 E_T 表示横向能量.

为了与从近似 (2) 得到的结果相比较, 在本文中基于近似 (2) 和推广的近似 (3) 采用给在文献 [4] 中的参数 $t_0 = 1 \text{fm}/c$ 、 $\pi R_A^2 = 127 \text{fm}^2$ 、 $T_c = 160 \text{MeV}$ 、 $T_0 = 250 \text{MeV}$ 和 $T_f = 100 \text{MeV}$ 计算了双轻子的不变质量分布. 这些分布在质心束能 $10 - 100 \text{GeV}$ / 每核子的 ^{197}Au 的中心碰撞中可以得到^[4]. 本工作在采用 (2) 重现了文献 [4] 的计算后, 再采用近似 (2) 和 (3) 作计算. 结果示于图 1 中. 图中曲线 1 和 2 分别采用近似 (2) 和 (3) 得到. 由于夸克和 π 的密度中包含了简并因子, 则 (3) 式表示的分布函数比用 (2) 式表示的具有更高的值. 因而从 (3) 式获得的双轻子分布比从 (2) 式得到的高得多. 进一步看到存在于夸克分布函数中的简并因子 $\gamma_q = 12$ 比在 π 的分布函数中的简并因子 $\gamma_\pi = 3$ 大, 因而在近似 (3) 下, 来自夸克物质的双轻子分布比来自 π 的增加得更快. 它表明近似 (3) 更多地强调了夸克物质的贡献, 因而系统的双轻子分布的特征形状必然被改变. 特别是, 加快了夸克贡献对 π 贡献的湮没. 这些现象能清楚地看图 1 中看到.

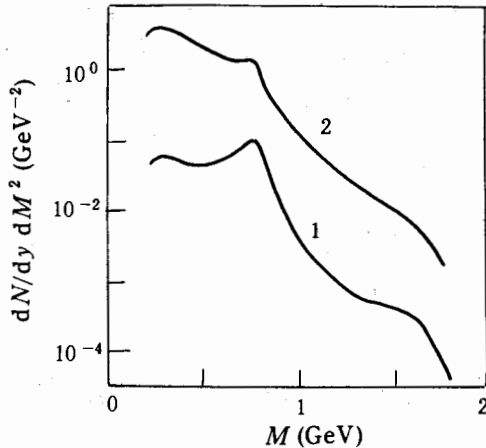


图 1 在初始温度 $T_0 = 250 \text{MeV}$ 、临界温度 $T_c = 160 \text{MeV}$ 、凝固温度 $T_f = 100 \text{MeV}$ 、热化时间 $t_0 = 1 \text{fm}/c$ 和 $\pi R_A^2 = 127 \text{fm}^2$ 时计算的双轻子不变质量分布

曲线 1 由近似 (2) 给出, 曲线 2 由近似 (3) 给出.

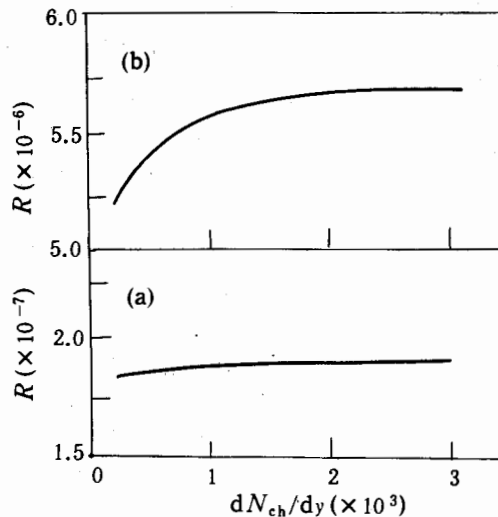


图 2 双轻子的快度密度与 π 的快度密度平方的比 R 随 π 的快度密度的变化

(a) 中的曲线从先前的近似分布函数 (2) 得到, (b) 则是从推广的近似式 (3) 得到, 所有的参数与图 1 中的相同.

图 2 显示了双轻子的快度密度与 π 的快度密度的平方的比 R 随 π 快度密度的变化. 示于图 2 (a) 中的曲线来自先前的近似式 (2), 它表明比值 R 随 π 快度密度的变化呈现一个平台. 这个特征被先前的作者视作夸克物质形成的一种标志. 然而, 同样由于采用了近似式 (3) 后, 夸克的相空间分布函数比 π 的相空间分布函数增加得更快, 造成曲线的走向发生重大改变. 平台被一个单调快速上升的函数形式所代替. 这些现象在图 2 (b) 中可清楚地看到 (注意图 2 (b) 中曲线的纵坐标比图 2 (a) 中的大一个数量级).

在本工作中, 基于一个包括了粒子密度的夸克、反夸克和 π 的相空间分布函数的 Boltzmann 近似 (3), 我们计算了中心快度区的双轻子分布. 这个推广的近似不仅能给出粒子在相空间的分布, 而且也能给出粒子在时空中的密度分布. 同时, 本工作也指出包含在表示式 (3) 中的粒子密度可自洽地从快度区的温度得到. 显然它与先前作者采用的近似 (2) 相比是更加合理的. 再从示于图中的结果来看, 它已经表明近似 (3) 显著地抬高了双轻子的产生. 特别是, 由于推广的近似 (3) 更多地突出了夸克相对双轻子分布的贡献, 从而进一步导致了所预言的夸克物质形成的特征双轻子分布形状的重大改变. 因此在计算中人们采用推广的近似 (3) 描述夸克、反夸克和 π 在动量空间的分布, 才能合理地预言极端相对论性原子核碰撞中的夸克物质形成.

参 考 文 献

- [1] G. Domokos, J. I. Goldman, *Phys. Rev.*, **D23** (1981) 203.
- [2] K. Kajantie, H. Miettinen, *Z. Phys.*, **C9** (1981) 341.
- [3] P. Koch, B. Müller, J. Rafelski, *Phys. Rep.*, **142** (1986) 169.
- [4] K. Kajantie, J. Kapusta, L. McLerran, A. Mekjian, *Phys. Rev.*, **D34** (1986) 2746.
- [5] Zejun He, Jiaju Zhang et al., *Nucl. Phys.*, **A532** (1991) 743.
- [6] J. P. Bondorf, S. T. Carpmann, J. Zimanyi, *Nucl. Phys.*, **A296** (1978) 320.

Dilepton Invariant Mass Distribution in Central Rapidity Region

He Zejun Zhang Jiaju

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

Qiu Xijun

(*Shanghai University, Shanghai 201800*)

Received 24 November 1994

Abstract

The Boltzmann approximation of the phase-space distribution functions of quarks and of pions, previously adopted by the authors, is generalized to a complete expression. After calculating the density of particles from the temperature of the central rapidity region, the dilepton production in Bjorken's (1+1) dimensional scaling expansion system is studied. We find that the generalized approximation distribution function significantly changes the characteristic dilepton distribution for the prediction of the quark matter formation.

Key words central rapidity region, dilepton spectrum, Bjorken model.