

一个膨胀的热核物质的双轻子谱

贺泽君 张家驹 邱锡钧

(中国科学院上海原子核研究所, 201800)

摘 要

本文研究了膨胀的热核物质的双轻子谱. 将它与来自热夸克物质的谱相比, 人们可以发现它们是十分不同的. 特别是, 前者随初始温度或粒子密度的变化是单调的, 后者则是非单调的. 这可为实验上判断夸克相变的发生提供理论上的预言.

在极端相对论性原子核碰撞中, 人们期望一种新的物质形态, 即夸克-胶子等离子体产生. 作为这种新物质产生的特征物理量——双轻子谱已被广泛地研究^[1-4]. 然而至今, 极端相对论性原子核碰撞的研究并没有证实夸克物质的产生. 于是, 人们有理由在碰撞中没有发生任何相变的假定下, 研究热核物质的双轻子谱. 把热夸克物质理论预言的谱^[2]与实验作比较, 可以判断在碰撞中是否产生了夸克物质. 文献[4]指出热核物质中双轻子谱主要由 $n\bar{p}$ 、 $\pi\pi$ 反应贡献.

对于非常高的温度, 粒子在相空间的分布近似可取为玻尔兹曼分布, 利用 $n\bar{p}$ 的碰撞截面和 $\pi\pi$ 湮没截面^[5], 类似文献[3]可推得产生于 $n\bar{p}$ 、 $\pi\pi$ 反应的双轻子谱分别为

$$\frac{dN_{n\bar{p}}^{e^+e^-}}{dM^2 d^4x} = 16\pi^2 T^6 C_n C_p \int_{Z_{\min}}^{\infty} dZZ^2 \left[Z^2 - \frac{4m_n^2}{T^2} \right] K_1(Z) \frac{d\sigma_{n\bar{p}}^{e^+e^-}}{dM^2} n_n n_p. \quad (1)$$

$$\frac{dN_{\pi\pi}^{e^+e^-}}{dM^2 d^4x} = 2\pi^2 C_\pi^- C_\pi^+ \sigma_{\pi\pi}^{e^+e^-} (M) M^3 T K_1(M/T) (1 - 4m_\pi^2/M^2) n_\pi^+ n_\pi^-. \quad (2)$$

这里, $Z = s^{1/2}/T$, $S^{1/2}$ 是质心能量; $Z_{\min} = (2m_n + M)/T_0$, n 、 C 、 T 和 m_n 分别为粒子密度、玻尔兹曼分布的归一化系数、温度和核子质量; K_1 是修正的贝塞尔函数. 显然, 我们获得的谱是同时依赖温度和粒子密度的. 因此, 要计算它就必须将相对论性流体力学方程作一推广把粒子在时空中的演化考虑进去. 由于从其它粒子转变成 n 、 \bar{p} 和 π 粒子与从 n 、 \bar{p} 和 π 粒子转变成其它粒子相互抵消, 我们在定性研究中忽略了源项, 则粒子的演化就可用连续性方程

$$\partial_\mu (nu^\mu) = 0 \quad (3)$$

来描述^[2]. 这里的 u 是局域流速度. 显然, 在我们的处理中, 火球的膨胀、温度和粒子密度在火球中的不均匀性已于考虑.

众所周知, π 分布对谱有重大的影响, 但它仍是一个有待深入探讨的问题. π 产生的数目与核子数目之比作为初始温度函数的观察已由 Harris 等人完成^[6]. Zimanyi 等人所建议的理论模型很好地再现了实验资料^[7]. 在本文中, 我们把 Zimanyi 的处理推广到更高温度区, 通过求解推广后的相对性流体力学方程计算 π 分布. 这样产生 π , 其主要效应已被考虑进来.

为获得一个具有较大的幅值和明显结构的谱, 我们计算了较重的形成于 $^{139}\text{La} + ^{139}\text{La}$ 中心碰撞核系统的谱. 这是因为对这个反应系统的 π 产生, 人们在实验和理论上都已作了较为深入的研究. 我们计算了初始核子密度 $\rho_{in} = 3\rho_0$ 时各种初始温度 T_0 热核物质的谱, 它由 np 、 $\pi\pi$ 反应贡献的谱组成. 这里 ρ_0 是正常核子密度. 从图 1 我们看到在质量小于 m_π 时, 曲线有一个由 np 贡献的较大幅值, 另一个由 $\pi\pi$ 反应贡献的较宽的鼓包出现在 0.2 到 0.9 GeV 质量范围. 此外, 一个极小值位于 0.2 GeV 附近. 然而文献[2]指出, 来自热夸克物质系统的双轻子谱, 一个由夸克湮灭贡献的鼓包在大约 0.4 GeV 处, 另一个由 $\pi\pi$ 湮灭贡献的在 0.8 GeV 附近, 曲线的极小靠近 0.6 GeV. 显然上述这两类谱具有十分不同的特征.

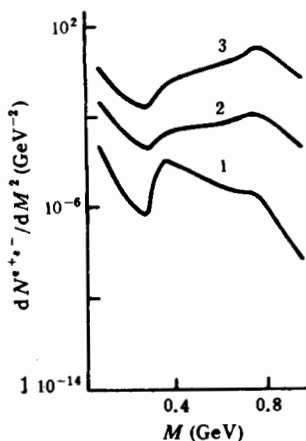


图 1 初始密度 $\rho_{in} = 3\rho_0$ 时核物质的双轻子谱
曲线 1、2 和 3 分别对应着初始温度 $T_0 = 50$ 、150 和 350 MeV. 这里 ρ_0 是正常情况时的核密度.

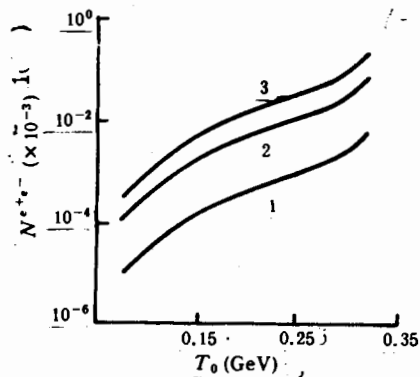


图 2 热核物质的双轻子总产额作为初始温度的函数
曲线 1、2 和 3 分别对应着初始密度 $\rho_{in} = \rho_0$ 、 $3.6\rho_0$ 和 $6.5\rho_0$.

为了进一步与实验比较, 保持系统的初始体积不变, 在不同的粒子密度和温度下计算谱. 再对谱的不变质量积分, 得到的热核物质双轻子总产额作为初始温度的函数被示于图 2 中. 曲线表明总产额随初始温度单调地上升. 然而文献[2]又指出, 热夸克物质的总产额则是非单调的, 而这种非单调性产生于夸克等离子体在相变时有大量潜热放出来把系统的温度提高了的结果. 对于总产额随初始密度的变化的计算, 同样表明前者是单调的, 后者则是非单调的.

综合上述的讨论, 我们可以得到以下的结论, 膨胀的热核物质的双轻子谱与热夸克物质的谱有着十分不同的特征形状. 如果总的双轻子产额随初始温度或粒子密度变化是单

调的,则意味着在极端相对论性原子核碰撞中夸克退禁闭相变没有发生;如果是非单调的,则意味着这种相变已经发生. 因此我们可以通过实验去考察总的双轻子产额随初始温度或密度的变化是单调的还是非单调的,就可以判断在碰撞中是否发生了夸克退禁闭相变.

参 考 文 献

- [1] S. A. Chin, *Phys. Lett.*, **B119**(1982),51.
- [2] Zejun He, Jiaju Zhang et al., *Nucl. Phys.*, **A532**(1991),743.
- [3] Zejun He, Jiaju Zhang et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, **16**(1990), L179.
- [4] C. M. Ko and L. H. Xia, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989),1595.
- [5] C. Gale and J. Kapusta, *Phys. Rev.*, **C35**(1987),2107.
- [6] J. W. Harris et al., *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987),463.
- [7] J. Zimanyi, B. Lukacs et al., *Nucl. Phys.*, **A484**(1988),647.

Dilepton Spectrum from An Expanding Hot Nuclear Matter

HE ZEJUN ZHANG JIAJU QIU XIJUN

(Shanghai Institute of Nuclear Research, Academia Sinica, 201800)

ABSTRACT

In this paper the dilepton spectrum from an expanding hot nuclear matter is studied. Comparing with the spectrum from hot quark matter, we find that they are quite different. Especially the former with respect to the initial temperature or particle density is monotonic, the latter is non-monotonic. This may serve as theoretical examination for the production of quark phase transition.