

夸克-胶子等离子体中色屏蔽的时间演化 与 J/ψ 、 χ 和 ψ' 压低*

徐春成 蔡勛

(华中师范大学粒子物理研究所, 武汉 430070)

摘 要

本文采用非相对论性禁闭势模型讨论了夸克-胶子等离子体中色屏蔽的时间演化和 J/ψ 、 χ 及 ψ' 的产额压低。

一、引 言

最近,欧洲核子研究中心(CERN)的SPS加速器上给出了能量高达200 A GeV的超相对论性重离子碰撞的丰富实验数据^[1]。许多理论工作者试图在目前能区的核-核碰撞中,寻找量子色动力学(QCD)的非微扰理论所预言的新物质形态,夸克-胶子等离子体(QGP)^[2]。当前的首要任务是找出一个确凿无疑的QGP形成的信号^[3]。

Matsui和Satz^[4]建议, J/ψ 产额的压低可能是QGP形成的一个清晰的信号。他们认为,如果在超相对论核-核碰撞中已经形成了温度足够高的QGP,则碰撞初期产生的粲夸克对($c\bar{c}$)便处于禁闭解除的环境中,因而不能通过共振作用形成束缚态,导致 J/ψ 产额压低。尽管也有人提出关于 J/ψ 压低的一些非QGP机制,但他们在定量讨论 J/ψ 压低与横动量的关系时遇到困难^[5]。更多人相信, J/ψ 压低是QGP形成的信号^[6]。

本文采用非相对论性禁闭势模型,讨论色屏蔽的时间演化和粲夸克束缚态 J/ψ 、 χ 和 ψ' 的产额压低。第二节介绍朴素的夸克偶数势模型,给出本文中采用的一些参数。第三节分析 J/ψ 族的退耦温度和QGP的Mott相变温度。QGP形成后的色屏蔽的时间演化和 J/ψ 、 χ 及 ψ' 的产额压低在第四节中讨论。结论在第五节。

二、朴素的夸克偶数非相对论性势模型

在朴素的夸克偶数模型中, J/ψ 族的粒子是由夸克 c 和反夸克 \bar{c} 组成的束缚态。人们常用Coulomb-线性迭加势

本文1991年7月15日收到。

* 国家教委优秀年轻教师基金、国家自然科学基金和霍英东基金资助。

$$V_c(r) = -\alpha_{\text{eff}}/r + \sigma r, \quad (1)$$

的非相对论量子力学方程来描述 $c\bar{c}$ 组成的体系。式中, σ 是弦张量参数,

$$\alpha_{\text{eff}} = 4/3\alpha_s.$$

α_{eff} 、 σ 和 c 夸克的质量 m_c 是唯一参数。有人曾根据等距规则^[7]或 $1s$ 态的平均速率及衰变宽度的辐射修正来选取参数^[8]。本文主要关心 J/ψ 族粒子的能谱和波函数, 选取的参数值为

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{eff}} &= 0.467, \\ \sigma &= 0.176\text{GeV}^2, \\ m_c &= 1.347\text{GeV}/c^2. \end{aligned} \quad (2)$$

三、 J/ψ 族的退耦温度和 QGP 的 Mott 相变

式(1)给出的是零温度时的情形。如果 $c\bar{c}$ 体系产生于 QGP 中, 这时的温度 T 将大于某个临界温度 T_c 。可以采用 Schwinger 模型^[9]建议的屏蔽势

$$\begin{aligned} V_D(r, T) &= [\sigma/\mu(T)][1 - e^{-\mu(T)r}] \\ &\quad - (\alpha_{\text{eff}}/r)e^{-\mu(T)r} \end{aligned} \quad (3)$$

来描述 QGP 的色屏蔽效应。式中, $\mu(T)$ 是 Debye 屏蔽半径 $R_D(T)$ 的倒数。

用差分法求解(3)式所对应的 Schrödinger 方程, 得出 $1s$ 、 $2s$ 、 $3s$ 和 $4s$ 各态的能级 E 和平均半径 $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ 随屏蔽半径 R_D 的变化关系, 如图 1 和图 2 所示。由图 1 可知, 只有当 R_D 分别大于 0.29, 0.59, 0.82 和 1.09 fm 时, 体系才相继出现 $1s$ 、 $2s$ 、 $3s$ 和 $4s$ 束缚态。这就是说, 当

$$R_D < 0.29\text{fm} \quad (4)$$

时, 体系不再存在任何束缚态。

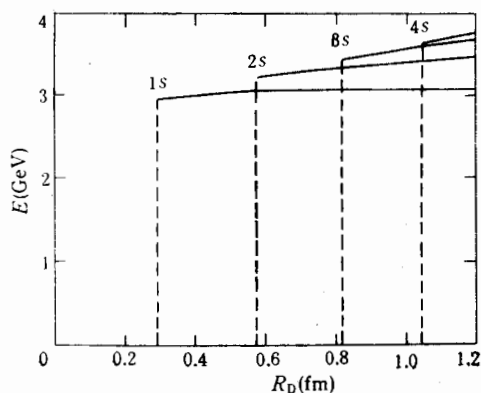


图 1 $1s$ 、 $2s$ 、 $3s$ 和 $4s$ 态的能级 E 随屏蔽半径 R_D 的变化关系

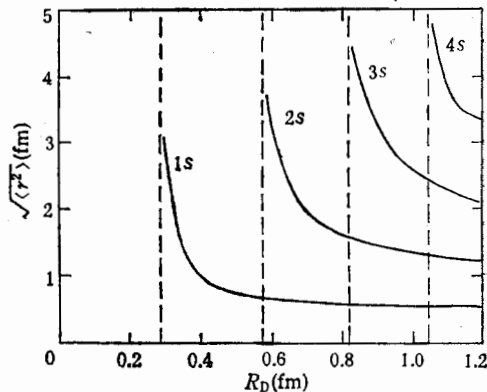


图 2 $1s$ 、 $2s$ 、 $3s$ 和 $4s$ 态的平均半径 $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ 随屏蔽半径 R_D 的变化关系

对于 N_f 夸克味的微扰 QCD 理论^[10], 有

$$\mu(T) = (1 + N_f/6)^{1/2}gT, \quad (5)$$

其中“色荷” g 与 α_s 的关系为 $\alpha_s = g^2/4\pi$, 由此给出临界温度 $T_c = 265\text{MeV}$. 当 $T > T_c$ 时, $c\bar{c}$ 体系不再存在束缚态, T_c 为 J/ψ 族的退耦温度.

以下我们来考虑 QGP 的 Mott 相变^[11]. 由原子物理学可知, 随着压强的增加, 固态氢的密度变大, 质子的电荷将由于它周围的质子和电子的靠拢而被屏蔽. 设原子的半径为 R_0 , 在条件

$$R_D = R_0. \quad (6)$$

达到的情况下, 屏蔽作用将抵消掉原子内部束缚质子和电子的 Coulomb 力, 固态氢将发生由绝缘体到金属导体的相变, 即 Mott 相变.

与上述现象类比, 在 QGP 情形中, 取 R_D 为强子的半径(约 1 fm), 由式(5)得 QGP 的 Mott 相变温度

$$T_0 = [(1 + N_f/6)gR_0]^{-1} = 77.5\text{MeV}. \quad (7)$$

$T_c > T_0$, 这说明并不是只要一出现 QGP, $c\bar{c}$ 体系就不再存在束缚态. 由于式(5)是最低级微扰 QCD 的结果, 因此这里求得的 T_c 和 T_0 只有相对比较的意义. 另外, 由于 QCD 与 QED (量子电动力学)的区别, 典型的夸克间相互作用长度小于强子的半径, 而要使夸克脱离其束缚, 必须使 R_0 小于这一典型长度, 故 T_0 的估计值偏低.

四、色屏蔽的时间演化与 J/ψ 、 χ 和 ψ' 压低

流行观点认为^[12], 在足够高的束流能量的重离子碰撞中, QGP 可能形成. QGP 的动力学演化包括形成、流体动力学演化、强子化以及贯穿始终的电磁辐射等过程. 在形成阶段, 体系通过能量沉积, 熵产生, 直至经过相互作用出现局域的热力学平衡. 在守恒律和状态方程的限制下, 体系开始纵向和横向的流体力学膨胀, 温度下降. 然后, 出现体系的外表面和内部的强子化.

根据 Matsui 的观点^[10], J/ψ 族粒子只能在碰撞的初期产生, 并且如果它们在 QGP 中分解, 将不可能在强子化阶段重新产生. 考虑核-核碰撞中产生的一个 $c\bar{c}$ 体系. 在没有形成和已经形成 QGP 的两种环境中, $c\bar{c}$ 体系的 Hamilton 量分别为^[13]

$$H_C = -(1/m_c)\Delta + V_C(r), \quad (8.1)$$

$$H_D = -(1/m_c)\Delta + V_D(r). \quad (8.2)$$

上两式中, $V_C(r)$ 和 $V_D(r)$ 分别是零温度下的 Coulomb-线性迭加势和有限温度下的 Schwinger 屏蔽势, 如式(1)和式(3)所示. 动能项的分母没有因子 2, 是因为 $c\bar{c}$ 体系的约化质量为 $m_c/2$.

设 $c\bar{c}$ 体系在 t_0 时刻产生, 其波包为 $\Psi(r, t_0)$. 倘若一直没有形成 QGP 环境, 则波包的时间演化应由(8.1)式的 Hamilton 量对应的 Schrödinger 方程确定

$$\Psi_C(r, t) = \sum_{n,l} a_{nl} \exp[-iE_{nl}(t - t_0)] \Phi_{nl}(r), \quad (9)$$

式中, nl 为 10、11 和 20 时, 分别表示 J/ψ 、 χ 和 ψ' 态. 在态 $\Psi_C(r, t)$ 中找到 J/ψ 、 χ 和 ψ' 的几率幅分别为

$$\begin{aligned}
 A_{J/\psi} &= \int d^3r \Phi_{J/\psi}^*(r) \Psi_c(r, t_0), \\
 A_\chi &= \int d^3r \Phi_\chi^*(r) \Psi_c(r, t_0), \\
 A_{\psi'} &= \int d^3r \Phi_{\psi'}^*(r) \Psi_c(r, t_0),
 \end{aligned} \tag{10}$$

显然, 几率 $|A_{J/\psi}|^2$ 、 $|A_\chi|^2$ 和 $|A_{\psi'}|^2$ 是时间无关的。

若系统在 $t = t_0$ 时刻后出现了 QGP, $c\bar{c}$ 体系的 Hamilton 量是 (8.2) 式给出的有限温度下的屏蔽情形。随着 QGP 的动力学演化, $H_D(T)$ 是一个含时的量。QGP 形成后, 由于纵向和横向的急剧膨胀, 温度 T 要随时间 t 下降。目前, 从理论上推断出温度与时间的确定关系还存在困难。受流体力学模型状态方程的启示^[4], 唯象地取

$$T(t) = T(t_0)[t_0/t]^{1/3}, \quad t \geq t_0. \tag{11}$$

求解含时间的 Schrödinger 方程, 波函数 $\Psi(r, t)$ 不在具有如同 (9) 式那样的简单形式。本文采用差分法作了数值计算。

设 $t = t_0$ 时刻, $c\bar{c}$ 体系分别处于 J/ψ , χ 和 ψ' 态, 则在 t 大于 t_0 的时刻, 它们的存活率分别为

$$\begin{aligned}
 P_{J/\psi}(t) &= \left| \int d^3r \Phi_{J/\psi}^*(r) \Psi_D(r, t) \right|^2, \\
 P_\chi(t) &= \left| \int d^3r \Phi_\chi^*(r) \Psi_D(r, t) \right|^2, \\
 P_{\psi'}(t) &= \left| \int d^3r \Phi_{\psi'}^*(r) \Psi_D(r, t) \right|^2.
 \end{aligned} \tag{12}$$

初始温度大于、等于和小于临界温度 T_c 的三种情况下 J/ψ 、 χ 和 ψ' 的存活率及波包半径随时间的变化关系, 画于图 3 和图 4 中。

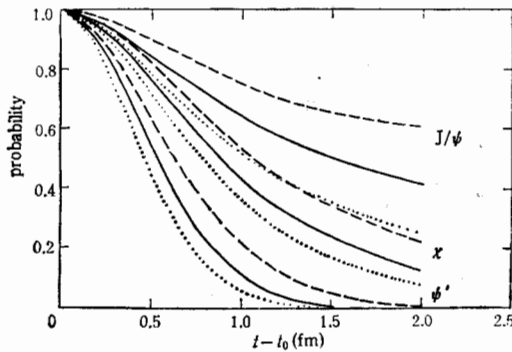


图 3 J/ψ 、 χ 和 ψ' 的存活率随时间 t 的变化关系

..... $T_0 = 1.5T_c$, ——— $T_0 = T_c$, ---- $T_0 = 0.7T_c$.

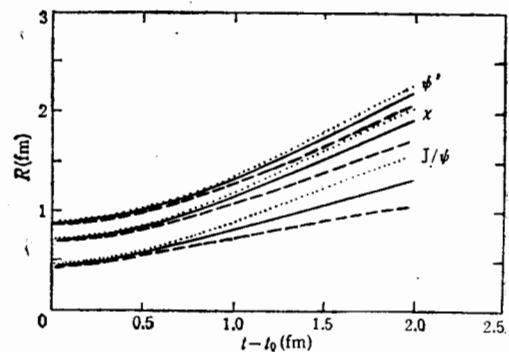


图 4 J/ψ 、 χ 和 ψ' 的波包半径 R 随时间 t 的变化关系

!..... $T_0 = 1.5T_c$, ——— $T_0 = T_c$, ---- $T_0 = 0.7T_c$.

由图 3 可以看出, 即使初始温度小于 T_c 的情况下, J/ψ 族的产额也会有所压低。比如, 在我们所计算的 $T(t_0) = 0.7T_c$ 的情况中, 虽然 J/ψ 的存活率随时间单调下降, 但趋于 62% 之后就几乎不再下降了。这就是说, 不管 J/ψ 在 QGP 中呆多久, 其存活率不

会低于 62%。不过,即使在低于 T_c 的情况下, χ 和 ψ' 确均有很强的压低,它们的存活率很快下降到 50% 以下。初始温度愈高,存活率下降得愈快。另外,在初始温度大于,等于和小于 T_c 情况下,在不到 2fm 的时间内,波包半径都迅速增加到原来的二至三倍。需要注意的是,随着波包半径的增大,已不能把 QGP 再看成连续介质了^[6]。此时的 J/ψ , χ 和 ψ' 的,分解将主要由 c 和 \bar{c} 同周围的非粲夸克的重新结合而引起的。它们的分解速度比这里计算的结果还要快。

在同一温度下, ψ' 分解得最快, χ 次之,而 J/ψ 分解得最慢。这是屏蔽理论的必然结果。屏蔽半径只要小到 ψ' 的波包半径,QGP 就能对 ψ' 波包产生明显的影响。而 QGP 要对 χ 和 J/ψ 产生影响,则 R_D 必须分别减少到 χ 和 J/ψ 的波包半径。在我们的计算中, J/ψ 、 χ 和 ψ' 在 $t = \tau_0$ 时刻波包半径分别为 0.46、0.69 和 0.87 fm。NA 35 合作组^[1]的实验虽然未直接考虑 χ 和 ψ' 压低,但他们的实验图显示,核-核碰撞中高 E_T 数据中高分量的共振峰消失了。这是实验对我们的结果的一个支持。

还没有人在讨论 J/ψ 压低与横动量 p_T 的关系时,考虑分解的时间问题^[6,10]。我们的模型表明,即使到体系在其距离达到波包半径时乃未逃离 QGP,它也不是立即就分解,而需要一段时间,我们将在另文中给以讨论。

五、结 语

NA38 合作组在 CERN 的高能核-核碰撞中观察到 J/ψ 压低^[1,17],引起了人们的注意,是因为它们有可能是 QGP 形成的信号。作为 QGP 的形成信号,它至少应满足以下条件:首先,它应是 QGP 的某种特性的直接效果;第二,这种效应的实验探测应是清晰可行的;第三,应能确认这种效应的唯一性。迄今为止,虽然有关非微扰的 QCD 的研究已有显著进展^[16],但人们对高温 QCD 的理论了解仍十分有限。特别是实验探测到的任何一种新的反常效应,通常都要经过很长时间努力,才可能建立起具有唯一性的理论解释。

本文的结果有助于有关 QGP 形成信号的判别。

参 考 文 献

- [1] A. Bussiere et al., *Z. Phys.*, **C38**(1988), 117; L. Kluberg, *Nucl. Phys.*, **A488**(1988), 613C.
- [2] J. Cleymans et al., *Phys. Rep.*, **130**(1986), 218.
- [3] M. Gyulassy, *Nucl. Phys.*, **A418**(1984), 59C.
- [4] T. Matsui and H. Satz, *Phys. Lett.*, **B178**(1986), 416.
- [5] R. V. Gavai, *Nucl. Phys.*, **A498**(1989), 483C.
- [6] M. C. Chu, *Nucl. Phys.* **A498**(1989), 471C; F. Karsch, *Nucl. Phys.*, **A498**(1989), 489C.
- [7] C. Quigg et al., *Phys. Rep.*, **56**(1979), 167.
- [8] E. Eichten et al., *Phys. Rev.*, **D21**(1980), 203.
- [9] H. Joos et al., *Nucl. Phys.*, **B225**(1983), 565.
- [10] T. Matsui, *Z. Phys.*, **C38**(1988), 245.
- [11] H. Satz, *Nucl. Phys.*, **A418**(1984), 447C; N. F. Mott, *Rev. Mod. Phys.*, **40**(1968), 677.
- [12] T. Matsui, *Nucl. Phys.*, **A461**(1987), 27C.
- [13] I. Horvath et al., CERN-TH-5125/88, (1988).
- [14] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.*, **D27**(1983), 140.

- [15] C. Baglin (NA38 Collaboration), Proc. XIX Int. Symp. on Multiparticle Dynamics, Tashkant, 1988.
[16] J. Karsch, *Z. Phys.*, C38(1988), 147.

Time Evolution of Colour Screening and Suppression of J/ψ , χ and ψ' by Quark-Gluon Plasma

XU CHUNCHENG CAI XU

(*Institute of Particle Physics, Hua-Zhong Normal University, Wuhan 430070*)

ABSTRACT

We discuss the time evolution of the colour screening and J/ψ , χ and ψ' suppression by the quark-gluon plasma within the non-relativistic confining potential model.