

在热密物质中的 J/ψ 分解*

刘波 沈彭年 姜焕清

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 用误差函数形式的禁闭位加上库仑形式的单胶子位研究了 $(c\bar{c})$ 和 $(b\bar{b})$ 质量谱,并用热场动力学近似研究了在有限温度和有限密度下的 Debye 屏蔽质量,得到在热密物质中 J/ψ 分解的临界温度和临界能量密度.

关键词 夸克胶子等离子体 色屏蔽 J/ψ 压低 热场动力学

1 引言

在相对论重离子碰撞中的 J/ψ 压低作为夸克胶子等离子体 (QGP) 形成的一个信号,引起了理论和实验物理学家的很大兴趣. 近来 NA50 合作组观察到^[1]在 $P_b - P_c$ 碰撞中 J/ψ 产生的强压低,新的材料显示不能用核吸收模型解释,似乎有新的物理在其中. 理论上提议^[2],在高能核碰撞中的 J/ψ 产额压低与色屏蔽有关. 如果在高能核碰撞中形成了 QGP,由于色屏蔽效应,使得 $(c\bar{c})$ 形成束缚态的几率减小,导致 J/ψ 产额压低. 因此研究 J/ψ 的结合和退禁闭可以提供在 QGP 环境中有关色屏蔽效应的信息.

文献 [3] 中的作者用非相对论的势模型研究了在热力学环境中重味夸克束缚态的结合和退禁闭,并计算了重味夸克共振态的临界屏蔽质量.

另一方面,尽管线性的禁闭位在解释强子谱上获得了很大的成功,但格点规范计算^[4]表明,当夸克之间的距离较大时,夸克海可以明显减弱夸克和反夸克之间的禁闭势,即存在色屏蔽效应.

为了解不同形式的夸克位势对于重味夸克束缚态的退禁闭的效应,在本文用了一个误差函数形式的禁闭位加上库仑形式的单胶子位计算重味夸克束缚态的质量谱和分解能,并用热场动力学近似研究在有限温度和有限密度的介质中胶子的电屏蔽质量,最后得到 J/ψ 分解的相变图,即在热密物质中 J/ψ 分解成连续谱的热力学条件.

2 重味夸克共振态的退禁闭

在非相对论的势模型中,粲夸克偶素和 b 夸克偶素被描述为 $(c\bar{c})$ 和 $(b\bar{b})$ 的束缚态. 对

1997-10-10收稿

* 国家自然科学基金资助

于在温度 T 时的 $(q\bar{q})$ 体系的哈密顿量可以写为:

$$H(r, T) = \frac{p^2}{2m_{\text{re}}} + V(r, T), \quad (1)$$

这里 m_{re} 是 $(q\bar{q})$ 体系的约化质量, p 是相对动量, $V(r, T)$ 表示在温度 T 时 q 与 \bar{q} 之间的相互作用势, r 表示 q 与 \bar{q} 之间的相对坐标.

在零温时, 唯象的夸克势是由线性的禁闭位和来自于单胶子交换的库仑形式的位组成, 通常称为 Cornell 位^[5]:

$$V(r, 0) = \sigma r - \frac{\alpha_{\text{eff}}}{r}, \quad (2)$$

这里 $\alpha_{\text{eff}} = \frac{4}{3}\alpha_s$ 是有效耦合常数, σ 是禁闭弦张力.

在 QGP 中, 夸克和胶子是退禁闭的, 所以弦张力必须为 0, 由于色屏蔽效应, 库仑形式的位势应该被色屏蔽的位势代替, 变成短程的:

$$V(r, \mu) = -\frac{\alpha_{\text{eff}}}{r} e^{-\mu r}, \quad (3)$$

这里 μ 是 Debye 屏蔽质量, 相应的屏蔽长度是 $r_D = 1/\mu$.

为了研究在热力学环境中重味夸克共振态的结合和退禁闭, Karsch, Mehr 和 Satz 提出了一个参数化的有效夸克势^[3] (以下称为 KMS 势):

$$V(r, \mu) = \frac{\sigma}{\mu} (1 - e^{-\mu r}) - \frac{\alpha_{\text{eff}}}{r} e^{-\mu r}, \quad (4)$$

这里假定色屏蔽质量 μ 是温度 T 的函数.

误差函数形式的禁闭位也曾被应用于重子和粲夸克偶素的能谱的研究中^[6], 为了解不同形式的夸克位势对重味夸克共振态能谱的效应, 用误差函数形式的禁闭位 (用 erf 表示) 代替 Cornell 位势中的线性位:

$$V(r, \mu) = \frac{\sigma}{\mu} \text{erf}(\mu r) - \frac{\alpha_{\text{eff}}}{r} + V_0, \quad (5)$$

这里 μ 表示屏蔽质量, V_0 为零点能, 是为了符合重味夸克共振态能谱而引入的一个附加常数.

为了解误差函数形式的夸克禁闭位势对于重味夸克共振态退禁闭的影响, 在有限温度时的有效夸克结合势可以写为 (以下称为 erf 势):

$$V(r, \mu) = \frac{\sigma}{\mu} \text{erf}(\mu r) - \frac{\alpha_{\text{eff}}}{r} e^{-(\mu - \mu_0)r} + V_0, \quad (6)$$

这里 μ_0 是零温度时的屏蔽质量, 可以由符合重味夸克共振态质量谱得到. 在 (6) 中, 当 $\mu = \mu_0$ 时, (6) 式回到 (5) 式.

$(c\bar{c})$ 和 $(b\bar{b})$ 束缚态的能量本征值和均方根半径可以通过求解薛定格方程得到:

$$H(r, \mu) \psi_{n_l}(r, \mu) = E_{n_l}(\mu) \psi_{n_l}(r, \mu). \quad (7)$$

束缚态质量 $M_{n_l}(\mu)$ 与能量本征值 $E_{n_l}(\mu)$ 的关系是:

$$M_{nl}(\mu) = 2m_q + E_{nl}(\mu), \quad (8)$$

这里 m_q 表示夸克质量. 为了与 KMS 势的结果比较, 在计算中, 取: $\alpha_{\text{eff}} = 0.471$, $\sigma = 0.192 \text{ GeV}^2$, $m_c = 1.32 \text{ GeV}$, $m_b = 4.746 \text{ GeV}$.

首先用 Cornell 势 (2) 和禁闭势为 erf 形式的夸克势 (5) 解薛定格方程, 计算 $(c\bar{c})$ 和 $(b\bar{b})$ 的能谱和均方根半径, 并用最小二乘法符合 $(c\bar{c})$ 和 $(b\bar{b})$ 的实验谱, 以确定 (5) 式中的 μ 和 V_0 . 在符合质量谱的过程中, 通过获得最小标准偏差:

$$\chi^2 = \frac{\sum_{nl} (M_{nl}^{\text{exp}} - M_{nl}^{\text{theory}})^2}{(N-1)}, \quad (9)$$

表1 重味夸克共振态的质量谱和均方根半径

	nl	State	M_{nl}/GeV		$\langle r^2 \rangle^{1/2}/\text{fm}$	
			Cornell	erf	Cornell	erf
Charmonium	1S	$J/\psi(3.0970)$	3.0697	3.0683	0.4490	0.4440
	2S	$\psi'(3.6860)$	3.6978	3.6887	0.8655	0.9001
	3S	$\psi''(4.0400)$	4.1696	4.0864	1.2025	1.3692
	1P	$\chi_c(3.5253)$	3.5003	3.5062	0.6890	0.6976
Bottonium	1S	$\Upsilon(9.4600)$	9.4450	9.4271	0.2245	0.2207
	2S	$\Upsilon'(10.0233)$	10.0040	10.0072	0.5040	0.4984
	3S	$\Upsilon''(10.3553)$	10.3547	10.3575	0.7336	0.7433
	1P	$\chi_b(9.9002)$	9.8974	9.8961	0.4041	0.3970

使之得到最佳符合, 这里 N 是指计算中所用到的 (nl) 态的总数目. 得到的参数是 $\mu = \mu_0 = 0.1 \text{ GeV}$, $V_0 = -0.041 \text{ GeV}$, 标准偏差对于 Cornell 势 (2): $\chi = 0.05198 \text{ GeV}$, 对于禁闭位为 erf 形式的夸克势 (5): $\chi = 0.02595 \text{ GeV}$. 用两种不同的位势所得到的质量谱和均方根半径列在表 1 中. 从表 1 和 χ 值可以看出, 夸克势 (5) 给出的质量谱更接近于实验值.

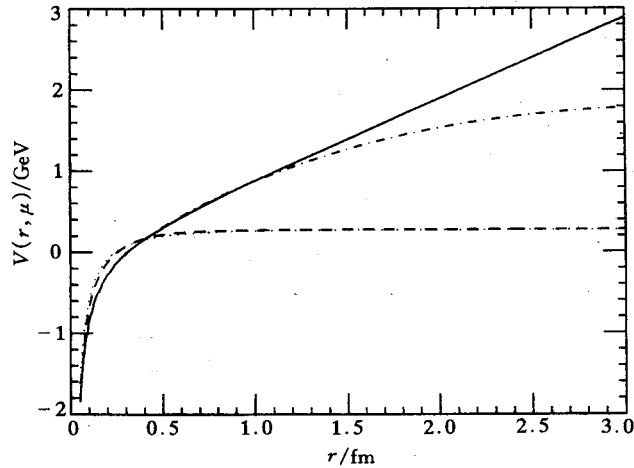


图1 不同夸克势的比较

实线是 Cornell 势, 点画线是 $\mu = \mu_0 = 0.1 \text{ GeV}$ 和 $V_0 = -0.041 \text{ GeV}$ 时禁闭位为 erf 形式的夸克结合势 (5).

点线是 $\mu_c = 700 \text{ MeV}$ 时的 KMS 势 (4), 虚线是 $\mu_c = 600 \text{ MeV}$ 和 $\mu_0 = 100 \text{ MeV}$ 时的 erf 势 (6).

在图 1 给出两个势的行为, 其中实线表示 Cornell 势 (2) 随 r 的变化, 点画线表示 $\mu = \mu_0 = 0.1\text{GeV}$ 和 $V_0 = -0.041\text{GeV}$ 时禁闭位为 erf 形式的夸克结合势 (5) 随 r 的变化。

从图 1 可以看到, 在小 r 区域, 这两个势的行为基本上是相同的, 但在大 r 区域, 夸克势 (5) 明显比 Cornell 势 (2) 要弱。

其次, 用 ref 势 (6) 研究了重味夸克共振态的分解. 一个具有量子数 (nl) 的束缚态在 μ 时的分解能定义为:

$$E_{\text{dis}}^{nl}(\mu) = 2m_q + V(r \rightarrow \infty, \mu) - M_{nl}(\mu). \quad (10)$$

$E_{\text{dis}}^{nl}(\mu) > 0$ 对应束缚态, $E_{\text{dis}}^{nl}(\mu) < 0$ 对应连续谱, 则具有量子数 (nl) 的束缚态的临界屏

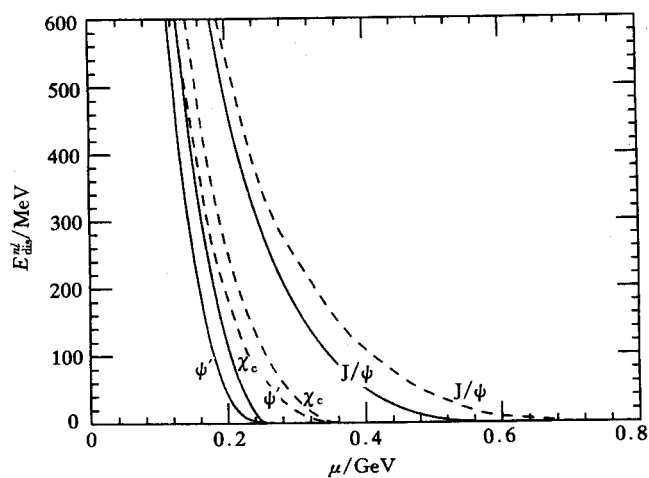


图 2 $c\bar{c}$ 束缚态的分解能随屏蔽质量 μ 的变化曲线
实线是 erf 势 (6) 给出的结果, 虚线是 KMS 势 (4) 给出的结果.

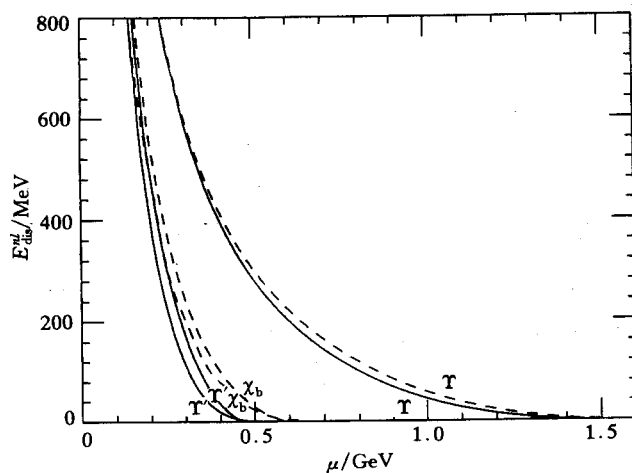


图 3 $b\bar{b}$ 束缚态的分解能随屏蔽质量 μ 的变化曲线
实线是 erf 势 (6) 给出的结果, 虚线是 KMS 势 (4) 给出的结果.

蔽质量 μ_c 可从方程

$$E_{\text{dis}}^n(\mu_c) = 0, \quad (11)$$

中求得. 为了比较, 用 KMS 势和 erf 势计算了重味夸克束缚态的分解能随屏蔽质量 μ 的变化, 并将结果画在图 2 和图 3 中.

从图 2 和图 3 看到, 与 KMS 势给出的结果比较, erf 势给出的曲线是向小 μ 区域移动, 这是由于在零温度时计入了色屏蔽效应.

用这两种势模型得到的重味夸克束缚态的临界屏蔽质量和相应的态的质量在表 2 中列出. 从表 2 看到, erf 势 (6) 给出的临界屏蔽质量要小于 KMS 势 (4) 给出的数值. 这说明, 在热力学环境中重味夸克束缚态的分解条件决定于夸克结合势 (即夸克禁闭势) 的形式.

表 2 重味夸克共振态的临界屏蔽质量 μ_c 和相应的态的质量 $M_{ni}(\mu_c)$

State	μ_c / GeV		$M_{ni}(\mu_c) / \text{GeV}$	
	KMS	erf	KMS	erf
J/ψ(3.0970)	0.700	0.600	2.9145	2.9190
ψ' (3.6860)	0.360	0.260	3.1725	3.3374
χ _c (3.5253)	0.360	0.260	3.1733	3.3374
Υ (9.4600)	1.560	1.460	9.6151	9.5822
Υ' (10.0233)	0.660	0.560	9.7528	9.7938
χ _b (9.9002)	0.588	0.470	9.8185	9.8595

由于在相对论重离子碰撞中, J/ψ 压低与色屏蔽有关, 所以 J/ψ 的分解是更重要的, 感兴趣的是热力学环境中 J/ψ 的分解. 从表 2 可以看到, KMS 势给出的 J/ψ 分解的临界屏蔽质量是 $\mu_c = 700 \text{ MeV}$, 而 erf 势给出的是 $\mu_c = 600 \text{ MeV}$. 为了比较, 在图 1 中用点线给出 $\mu_c = 700 \text{ MeV}$ 时 KMS 势 (4) 的行为, 用虚线给出 $\mu_c = 600 \text{ MeV}$ 和 $\mu_0 = 100 \text{ MeV}$ 时的 erf 势 (6) 的行为, 从图中可以看到, 这两个势的行为是完全一样的. 在温度 $T = 0$ 和密度 $\rho = 0$ 时, $\mu_0 \neq 0$ 说明存在一个由真空引起的色屏蔽效应. KMS 势模型给出 $\mu_0 = 0$, 而 erf 势模型给出 $\mu_0 = 100 \text{ MeV}$. 这样对于 J/ψ 分解来说, 由有限温度所引起的临界屏蔽质量, KMS 势给出的是 700 MeV, 而 erf 势给出的是 500 MeV.

3 J/ψ 分解的临界温度和临界能量密度

为了更好地理解在高能核碰撞中的 J/ψ 压低, 研究在热密介质中 J/ψ 的分解条件是非常重要的和必需的.

当取动力学夸克质量为零时, 在有限温度和零重子密度时, 胶子的电屏蔽质量可以用微扰论计算, 在最低次近似和高温极限下, 对于色 $SU(N)$ 群和 N_f 个费米子来说, 胶子的电屏蔽质量可以写为^[7]:

$$\mu^2 = \left(\frac{N}{3} + \frac{N_f}{6} \right) g^2 T^2. \quad (12)$$

文献 [8] 的作者分析了在有限温度时 J/ψ 分解的条件, 但是对于有限重子密度的效应没有讨论. 为了考虑重子密度效应, 文献 [9] 的作者引入了具有化学势 ν 的动力学夸克并用热场动力学近似^[10-13] 推导了在有限温度和有限密度时单圈近似下的 Debye 屏蔽质量, 给出胶子的电屏蔽质量:

$$\mu = g \left(\frac{1}{3} NT^2 + \frac{1}{\pi^2} N_f T_D \right)^{1/2}, \quad (13)$$

其中

$$T_D = \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{\sqrt{k^2 + m_q^2}} [n_F(k) + \bar{n}_F(k)], \quad (14)$$

这里 $n_F(k)$ 和 $\bar{n}_F(k)$ 分别表示费米子和反费米子的分布函数, 它们可以表示为:

$$n_F(k) = \frac{1}{\exp[(\sqrt{k^2 + m_q^2} - \nu)/T] + 1}, \quad (15)$$

和

$$\bar{n}_F(k) = \frac{1}{\exp[(\sqrt{k^2 + m_q^2} + \nu)/T] + 1}. \quad (16)$$

在公式 (15) 和 (16) 中的夸克的化学势 ν 由重子的密度 ρ 决定:

$$\rho = \frac{\gamma}{3} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} [n_F(k) - \bar{n}_F(k)], \quad (17)$$

这里 $\gamma = \text{味道} \times \text{自旋} \times \text{颜色}$, 称为简并因子. 在零温极限下, $n_F(k) = \theta(k_F - k)$, $\bar{n}_F(k) = 0$, 则方程 (13) 变成:

$$\mu = \left(\frac{g^2}{\pi^2} N_f \int_0^{k_F} \frac{k^2 dk}{\sqrt{k^2 + m_q^2}} \right)^{1/2}, \quad (18)$$

这里 $k_F = \left(\frac{18\pi^2}{\gamma} \rho \right)^{1/3}$. 在 erf 势模型中, 由于 $T = 0$ 和 $\rho = 0$ 时, $\mu_0 \neq 0$, 所以 (13) 式应修改为:

$$\mu = g \left(\frac{1}{3} NT^2 + \frac{1}{\pi^2} N_f T_D \right)^{1/2} + \mu_0(T = 0, \rho = 0). \quad (19)$$

为了估计能量密度, 在最低次近似下, 在介质中的能量密度可以写为:

$$\varepsilon = M_N \rho, \quad (20)$$

这里 M_N 是核子质量.

在有限温度和有限能量密度的介质中, Debye 屏蔽质量 μ 可以用 (18) 和 (19) 来计算. 在我们的计算中, $\alpha_s = g^2/4\pi$ 是取为 0.39^[8], 取动力学夸克质量 $m_q = 10 \text{ MeV}$, $M_N = 939 \text{ MeV}$, 重子密度 $\rho = c\rho_0$, 这里 c 是输入参数, $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ 是核物质密度.

用非相对论势模型计算了 J/ψ 分解时的临界屏蔽质量 μ_c , 力图得到 μ_c 所相应的临界

温度 T_c 和临界能量密度 ϵ_c . 计算了由两种势模型给出的 J/ψ 分解时的 μ_c 值所对应的临界温度 T_c 和临界能量密度 ϵ_c , 结果画在图 4 中.

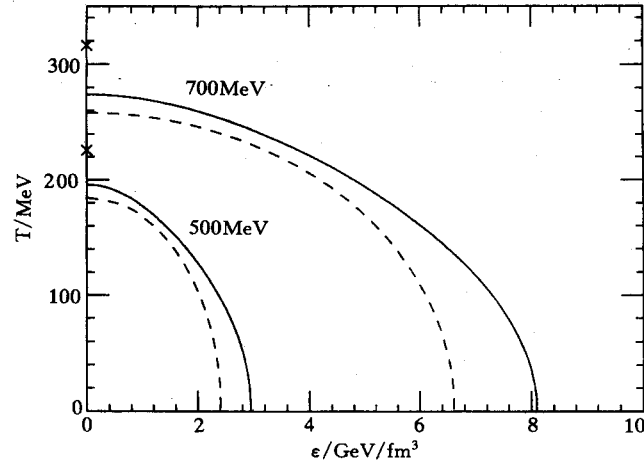


图 4 J/ψ 分解的相图

实线是 $N_f = 2$ 的结果, 虚线是 $N_f = 3$ 的结果; 在 T 轴上的 \times 表示 $N_f = 0$ 的结果.

从 J/ψ 分解的相变图 4 看到, 对于 $N_f = 2$ 的临界温度要高于 $N_f = 3$ 的临界温度. 对于 $\mu_c = 700$ MeV 来说, 在低能量密度区, 临界温度较高, 在低温区域临界能量密度较大. 对于 $\mu_c = 500$ MeV 来说, 在低能量密度区, 临界温度大约是 200 MeV, 这与格点 QCD 的结果^[14] 一致, 在低温区, 临界能量密度大约是 $2-3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, 这是合理的.

4 结论

用不同形式的位势分析了重味夸克束缚态的质量谱, 计算了解散能和临界屏蔽质量. 对于 J/ψ 来说, erf 势给出的临界屏蔽质量是 $\mu_c = 600$ MeV, 其中包括零温时 $\mu_0 = 100$ MeV, 即在有限温度时, erf 势给出 $\mu_c = 500$ MeV, 这和半径近似给出的结果^[31] 一致, 而 KMS 势给出的临界屏蔽质量是 $\mu_c = 700$ MeV 和 $\mu_0 = 0$. 两种不同的势模型给出的临界屏蔽质量很不一样, 这说明用非相对论近似计算重味夸克束缚态的分解时的临界屏蔽质量取决于夸克结合势的形式.

用热场动力学近似研究了在热密介质中温度和密度对屏蔽质量的影响, 计算了 J/ψ 分解时的临界温度和临界密度 (或临界能量密度), 得到 J/ψ 分解成连续谱的相变图. 对于 J/ψ , 根据 erf 势给出的临界屏蔽质量, 得到在低密区的临界温度大约是 200 MeV, 在低温区的临界能量密度大约是 $2-3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, 我们的模型给出的结果是合理的, 是可以接受的. 本文所得到的知识对于研究在核碰撞中的 J/ψ 压低是有益的. 我们的研究表明, 夸克结合势的形式决定 J/ψ 分解时的临界屏蔽质量的大小, 并且禁闭位为误差函数形式的夸克结合势可给出比较合理的结果, 因此夸克禁闭位的研究对于了解 J/ψ 分解的条件和理解高能核碰撞中的 J/ψ 产额压低机制是很重要的, 仍然需要继续进行深入的研究.

参 考 文 献

- [1] Blaizot J P, Ollitrault J Y. Phys. Rev. Lett., 1996, **77**:1703—1706
- [2] Matsui T, Satz H. Phys. Lett., 1986, **B178**:416—422
- [3] Karsch F, Mehr M T, Satz H. Z. Phys., 1988, **C37**:617—622
- [4] Laermann E et al. Phys. Lett., 1986, **B173**:437—442
- [5] Eichten E et al. Phys. Rev., 1978, **D17**:3090—3117; Phys. Rev., 1980, **D21**:203—233
- [6] Zhang Z Y et al. Nucl. Phys., 1993, **A561**:595—606; Dong Y B et al. Phys. Rev., 1994, **D49**:1642—1644
- [7] Kalashnikov O K. Fortschr. Phys., 1984, **32**:525—583
- [8] Matsui T. Z. Phys., 1988, **C38**:245—249
- [9] Gao S, Liu B, Chao W Q. Phys. Lett., 1996, **B378**:23—28
- [10] Landsman N P, Van Weert Ch G. Phys. Rep., 1987, **145**:141—249
- [11] Kobes R L, Semenoff G W. Nucl. Phys., 1985, **B260**:714—746
- [12] Ojima I. Ann. Phys., 1981, **137**:1—32
- [13] Kapusta J I. Nucl. Phys., 1979, **B148**:461—498
- [14] Ukawa A. Nucl. Phys., 1989, **A498**:227c—248c

J/ ψ Dissociation in Hot and Dense Matter*

Liu Bo Shen Pengnian Jiang Huanqing

(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039)

Abstract The energy spectra of heavy quark bound states are analyzed using the error-function-type potential and the one-gluon-exchange Coulomb-type force. The Debye screening mass at finite temperature and density is studied in the thermofield dynamics approach. The critical temperature and critical energy density for J/ψ dissociation in hot and dense matter are obtained.

Key words QGP, color screening, J/ψ suppression, thermofield dynamics

Received 10 October 1997

* Supported by the National Natural Science Foundation of China