第21卷 第4期 高能物理与核物理 Vol.21, No.4
1997年4月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Apr., 1997

QGP中的热胶子质量和J/ψ, ψ'的分解*

高 嵩 刘 波 赵维勤

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1996-02-02收稿

摘 要

用热场动力学方法，计算了有限温度和有限密度下胶子的有效质量和屏蔽质量，并得到了J/ψ, ψ'分解所需的临界温度和临界密度.

关键词 色屏蔽，热场动力学，夸克胶子等离子体.

1 引 言

相对论重离子碰撞的主要目的之一就是寻找夸克胶子等离子体(QGP)并研究其性质. QCD预言，在高温高密度条件下，有可能发生从强子物质到夸克胶子等离子体的相变，因此找到和辨认QGP形成的信号是非常重要的. J/ψ压低是QGP形成的可能信号之一.

Matsui和Satz首先指出[1]，由于QGP中的色屏蔽效应，将导致核碰撞中J/ψ产额的压低. 在理论预言之后，实验上[2]就观察到了核碰撞中的J/ψ压低现象. Matsui[3]还用非相对论夸克势模型，分析了有限温度下J/ψ分解的条件. 考虑有限温度下胶子的色屏蔽效应，对于$SU(N)$规范场和夸克的味数为N_f时，有限温度QCD给出Debye屏蔽质量为:

$$M_{scr}^2=\frac{1}{3}\left(N+\frac{1}{2}N_f\right)g^2T^2. \tag{1}$$

在有限温度QCD中，不考虑动力学夸克的贡献时，有限温度时胶子的屏蔽质量和胶子场的集体激发性质已广泛研究[4,5]，但对于有限重子密度的情况未作详细研究. 我们的目的是考虑有质量的轻夸克存在时，在有限温度和有限密度的QGP中，胶子的有效质量和Debye屏蔽质量，以及对J/ψ和ψ'分解的影响.

本文中，我们用热场动力学方法，通过计算有限温度和密度下的单圈胶子自能，分别得到胶子的有效质量和Debye屏蔽质量随温度和密度的变化关系. 在夸克势模型的基础上，得到了在QGP环境中J/ψ和ψ'分解所需要的临界温度和临界密度.

---

* 国家自然科学基金资助.

2　有限温度和有限密度QGP中胶子的有效质量和屏蔽质量

在高温高密度的夸克胶子等离子体中，由于夸克和胶子的相互作用弱，可以用微扰QCD来处理. 在有限温度和有限密度下，胶子自能对胶子传播子$D^{\mu\nu}(q)$将给予修正，规范不变性使$q_\mu D^{\mu\nu}(q)=0$，相应的胶子自能可以分解成横向部分和纵向部分，胶子自能的一般表达式可写成[6,7]

$$\Pi^{\mu\nu}=\Pi_{\rm L}P_{\rm L}^{\mu\nu}+\Pi_{\rm T}P_{\rm T}^{\mu\nu}, \tag{2}$$

这里$\Pi_{\rm L}$和$\Pi_{\rm T}$分别表示胶子自能的纵向分量和横向分量，

$$\begin{aligned}\Pi_{\rm L}&=-\frac{q^2}{\boldsymbol{q}^2}\,u_\mu u_\nu\Pi^{\mu\nu},\\ \Pi_{\rm T}&=\frac{1}{2}\left(\frac{q^2}{\boldsymbol{q}^2}\,u_\mu u_\nu-g_{\mu\nu}\right)\Pi^{\mu\nu},\end{aligned} \tag{3}$$

u_μ是QGP背景的四维速度，在QGP的静止坐标系中$u_\mu=(1,\boldsymbol{0})$，$P_{\rm L}^{\mu\nu}$和$P_{\rm T}^{\mu\nu}$是投影张量，定义为：

$$\begin{aligned}&P_{\rm T}^{00}=P_{\rm T}^{0i}=P_{\rm T}^{i0}=0\\ &P_{\rm T}^{ij}=\delta^{ij}-q^iq^j/\boldsymbol{q}^2\\ &P_{\rm T}^{\mu\nu}+P_{\rm L}^{\mu\nu}=g^{\mu\nu}-q^\mu q^\nu/q^2.\end{aligned} \tag{4}$$

这样，在有限温度和有限密度条件下，胶子的传播子可以表示为：

$$D^{\mu\nu}(q)=-\frac{P_{\rm L}^{\mu\nu}}{q^2-\Pi_{\rm L}}-\frac{P_{\rm T}^{\mu\nu}}{q^2-\Pi_{\rm T}}+(\xi-1)\frac{q^\mu q^\nu}{q^4}, \tag{5}$$

这里ξ是规范因子.

胶子的有效质量(又称为动力学产生质量)定义为在$q^2=0$, $q_0=|\boldsymbol{q}|$极限下胶子传播子(5)的极点位置，由(3)式可知，在这种极限下胶子的自能为[6]:

$$\begin{aligned}\Pi_{\rm L}(q_0,|\boldsymbol{q}|)&=\Pi_{\rm L}(|\boldsymbol{q}|,|\boldsymbol{q}|)=0,\\ \Pi_{\rm T}(q_0,|\boldsymbol{q}|)&=\Pi_{\rm T}(|\boldsymbol{q}|,|\boldsymbol{q}|)=-\frac{1}{2}\,\Pi_\mu^\mu(0).\end{aligned} \tag{6}$$

这时胶子的有效质量定义为：

$$M^{\rm dy}=[\Pi_{\rm T}(|\boldsymbol{q}|,|\boldsymbol{q}|)]^{1/2}=\left[-\frac{1}{2}\,\Pi_\mu^\mu(0)\right]^{1/2}. \tag{7}$$

另一方面，在$q_0=0$, $\boldsymbol{q}\to 0$极限下，由(3)式可得胶子的自能为：

$$\begin{aligned}\Pi_{\rm L}(0,\boldsymbol{q}\to 0)&=-\Pi_{00}(0,\boldsymbol{q}\to 0),\\ \Pi_{\rm T}(0,\boldsymbol{q}\to 0)&=\frac{1}{2}\,[\Pi_{00}(0,\boldsymbol{q}\to 0)-\Pi_\mu^\mu(0,\boldsymbol{q}\to 0)].\end{aligned} \tag{8}$$

由此可以分别给出胶子的纵屏蔽质量和横屏蔽质量为：

$$M_{\rm scr}^{\rm L}=[\Pi_{\rm L}(0,\boldsymbol{q}\to 0)]^{1/2}, \tag{9}$$

$$M_{scr}^{T}=[\Pi_T(0,\ \boldsymbol{q}\to 0)]^{1/2}. \tag{10}$$

通常称(9)式为电屏蔽质量(Debye 屏蔽质量)，(10)式为磁屏蔽质量.

下面，用热场动力学的方法[6—8]计算有限温度和有限密度下的胶子自能. 在热场动力学中，每一个场有两个分量，因此传播子就是 2×2 的矩阵形式，例如费米场的费曼传播子为:

$$\mathrm{i}S_F(k)=\begin{pmatrix}\mathrm{i}S^{11}(k) & \mathrm{i}S^{12}(k)\\ \mathrm{i}S^{21}(k) & \mathrm{i}S^{22}(k)\end{pmatrix}, \tag{11}$$

这里,

$$S^{11}(k)=(\not k+m)\left[\frac{1}{k^2-m^2+\mathrm{i}\varepsilon}+2\pi\mathrm{i}N_F(k)\delta(k^2-m^2)\right]=-S^{22*}(k), \tag{12a}$$

$$S^{12}(k)=-\mathrm{e}^{-\beta\mu/2}S^{21}(k). \tag{12b}$$

其中，$N_F(k)=\theta(k_0)n_F(k)+\theta(-k_0)\bar{n}_F(k)$，$\theta(k_0)$是阶梯函数，$n_F(k)$ 和$\bar{n}_F(k)$ 分别是费米子及其反粒子的分布函数:

$$n_F(k)=\frac{1}{\mathrm{e}^{\beta(|k_0|-\mu)}+1}\ ,\qquad \bar{n}_F(k)=\frac{1}{\mathrm{e}^{\beta(|k_0|+\mu)}+1}\ . \tag{13}$$

这里 β 是温度 T 的倒数，$\beta=1/T$，μ 为费米子的化学势. 对于玻色场，费曼传播子有类似的矩阵形式，在热场动力学中，可以证明，单圈胶子自能的实部由 11 分量的费曼传播子决定[6—8]，这样，如图 1 所示的胶子自能在费曼规范下则为:

$$\begin{aligned}\Pi^{\mu\nu}(q)=&-\frac{\mathrm{i}}{2}g^2N_f\int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4}\mathrm{Tr}[\gamma^\mu S^{11}(k)\gamma^\nu S^{11}(k+q)]\\&+3\mathrm{i}g^2Ng^{\mu\nu}\int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4}\Delta^{11}(k)-\frac{\mathrm{i}}{2}g^2N\int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4}T^{\mu\nu}\Delta^{11}(k)\Delta^{11}(k+q)\\&+\mathrm{i}g^2N\int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4}(k+q)^\mu\Delta^{11}(k)k^\nu\Delta(k+q),\end{aligned} \tag{14}$$

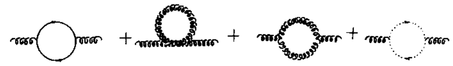

图 1　胶子自能的费曼图

实线表示夸克，螺旋线和点线分别表示胶子和鬼场.

其中，$T^{\mu\nu}=-g^{\mu\nu}(5q^2+2k\cdot q+2k^2)+2q^\mu q^\nu-5q^\mu k^\nu-5k^\mu q^\nu-10k^\mu k^\nu$. 对于无质量的玻色场，11 分量的传播子 $\Delta^{11}(k)$ 为:

$$\Delta^{11}(k)=\frac{1}{k^2+\mathrm{i}\varepsilon}-2\pi\mathrm{i}\delta(k^2)n_B(k). \tag{15}$$

这里$n_B(k)$为玻色子分布函数，对胶子场(15)式前有一个因子$\left[-g_{\mu\nu}+\frac{1-\xi}{\xi}k_\mu k_\nu\frac{\partial}{\partial k^2}\right]$，对鬼场，该因子则为$-1$.

为了考虑有限密度效应，引入有质量的动力学夸克，夸克的化学势μ和重子数密度ρ之间满足以下关系：

$$\rho=\frac{\gamma}{3}\int\frac{d^3k}{(2\pi)^3}[n_F(k)-\bar{n}_F(k)],\tag{16}$$

这里简并因子$\gamma=$色×自旋×味. 在计算中，取夸克的质量$m_q=10\text{MeV}$，对于给定的不同重子数密度ρ，可以求出夸克化学势随温度的变化曲线如图2所示，让$\rho=c_x\rho_0$，$\rho_0=0.17\text{fm}^{-3}$是核物质饱和密度. 图中的数字1/3，1，3，6，9表示的是c_x值. 从图2中可以看出，对一个固定的重子密度ρ，夸克化学势随温度的上升而下降.

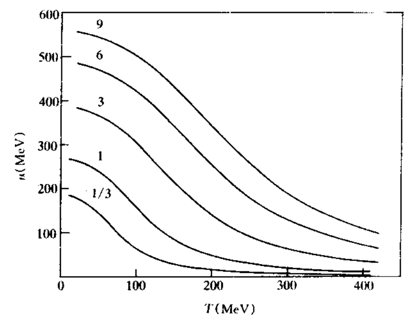

图2　给定密度时，夸克化学势随温度的变化曲线

图中数字1/3，1，3，6，9表示不同的密度.

根据热场动力学中的费曼规则，(14)式所表示的胶子自能，可以分成真空部分(温度和密度为零)以及有限温度和有限密度部分，真空部分可归结到自能的重整化中去，由(12)—(15)式，有限温度和有限密度部分的胶子自能为：

$$\begin{aligned}\Pi^{\mu\nu}(q,T,\rho)=&\frac{1}{2}g^2N_f\int\frac{d^4k}{(2\pi)^3}\tau^{\mu\nu}\left\{\frac{\delta(k^2-m_q^2)}{(k+q)^2-m_q^2}N_F(k)+\frac{\delta[(k+q)^2-m_q^2]}{k^2-m_q^2}N_F(k+q)\right\}\\&-\frac{1}{2}g^2N\int\frac{d^4k}{(2\pi)^3}T^{\mu\nu}\left\{\frac{\delta(k^2)}{(k+q)^2}n_B(k)+\frac{\delta[(k+q)^2]}{k^2}n_B(k+q)\right\}\\&-g^2N\int\frac{d^4k}{(2\pi)^3}(k+q)^\mu k^\nu\left\{\frac{\delta(k^2)}{(k+q)^2}n_B(k)+\frac{\delta[(k+q)^2]}{k^2}n_B(k+q)\right\}\\&-3g^2Ng^{\mu\nu}\int\frac{d^4k}{(2\pi)^3}\delta(k^2)n_B(k),\end{aligned}\tag{17}$$

这里，$\tau^{\mu\nu}=\mathrm{Tr}[\gamma^\mu(\not{k}+m_q)\gamma^\nu(\not{k}+\not{q}+m_q)]$. 在$q^2=0$，$q_0=|\boldsymbol{q}|$极限下，由(17)式可得：

$$\Pi^\mu_\mu(0,T,\rho)=-\frac{g^2}{\pi^2}N_fI_F-\frac{1}{3}g^2NT^2.\tag{18}$$

其中I_F是含有分布函数的有限积分，

$$I_{\mathrm{F}}=\int \frac{\mathrm{d}|\boldsymbol{k}|\,|\boldsymbol{k}|^2}{\sqrt{|\boldsymbol{k}|^2+m_{\mathrm{q}}^2}}\left[n_{\mathrm{F}}(k)+\bar{n}_{\mathrm{F}}(k)\right]$$

$$=\int_0^{\infty} \frac{x^2\mathrm{d}x}{\sqrt{x^2+m_{\mathrm{q}}^2}}\left\{\frac{1}{\exp\left[\left(\sqrt{x^2+m_{\mathrm{q}}^2}-\mu\right)/T\right]+1}+\frac{1}{\exp\left[\left(\sqrt{x^2+m_{\mathrm{q}}^2}+\mu\right)/T\right]+1}\right\}. \tag{19}$$

这样，由(7)式可得，在 QGP 中胶子的有效质量(动力学产生质量)为:

$$M^{\mathrm{dy}}=\left(\frac{1}{6}g^2NT^2+\frac{g^2}{2\pi^2}N_{\mathrm{f}}I_{\mathrm{F}}\right)^{1/2}. \tag{20}$$

在 $\mu=0$, $m_{\mathrm{q}}=0$ 条件下，则和已求得的结果[6]一致. 在零温有限密度近似下，$n_{\mathrm{F}}(k)=\theta(k_{\mathrm{F}}-k)$, $\bar{n}_{\mathrm{F}}(k)=0$, 这里 k_{F} 是费米动量，(20)式则变成:

$$M^{\mathrm{dy}}=\left(\frac{g^2}{2\pi^2}N_{\mathrm{f}}\int_0^{k_{\mathrm{F}}}\frac{\mathrm{d}x\,x^2}{\sqrt{x^2+m_{\mathrm{q}}^2}}\right)^{1/2}. \tag{21}$$

由(16)式可知，$k_{\mathrm{F}}=\left(\dfrac{18\pi^2}{\gamma}\rho\right)^{1/3}$.

另一方面，在固定红外极限 $q_0=0$, $\boldsymbol{q}\to 0$ 下，由(17)式可得:

$$\Pi_{00}(0,\boldsymbol{q};T,\rho)=-\frac{1}{\pi^2}N_{\mathrm{f}}g^2I_{\mathrm{F}}-\frac{1}{3}Ng^2T^2. \tag{22}$$

由(9)式可得，电屏蔽质量(Debye 屏蔽质量)为:

$$M_{\mathrm{scr}}=\left(\frac{1}{3}g^2NT^2+\frac{g^2}{\pi^2}N_{\mathrm{f}}I_{\mathrm{F}}\right)^{1/2}. \tag{23}$$

比较(20)式和(23)式可见: $M_{\mathrm{scr}}=\sqrt{2}\,M^{\mathrm{dy}}$. 在数值计算中，取 QCD 耦合常数[3] $\alpha=g^2/4\pi=0.39$, 分别得到 Debye 屏蔽质量在不同密度时随温度的变化关系和不同温度时随密

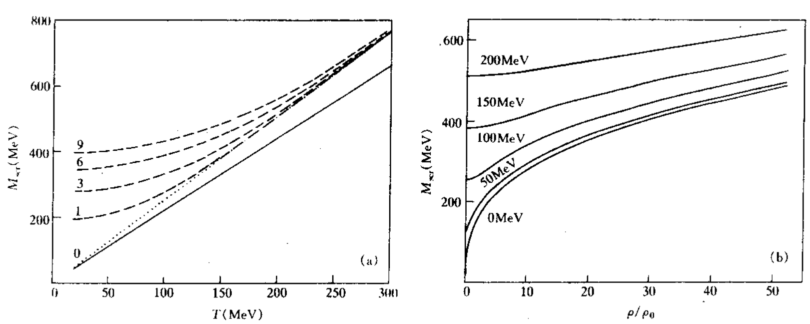

图 3(a)　不同密度时 Debye 屏蔽质量随温度的变化曲线

(b)　不同温度时 Debye 屏蔽质量随密度的变化曲线

度的变化关系，如图 3(a)、(b) 所示(这里取 $N_f=2$). 图 3(a) 中，实线是 $N_f=0$ 时的结果，图中数字 0, 1, 3, 6, 9 表示 c_x 值. 从图 3(a) 可以看出，对不同的重子密度，Debye 屏蔽质量随温度的上升而增大，在低温度区，不同密度时的屏蔽质量差别较大，而在高温度区，这种差别变得很小，说明在高温区，屏蔽质量对密度不敏感. 从图 3(b) 表示的不同温度时 Debye 屏蔽质量随密度的变化曲线显示，密度增大时，Debye 屏蔽质量增加，低温度区，变化较大，而在高温度区，变化较平缓，这也说明高温时，密度的效应不明显.

胶子的有效质量 M^{dy} 随温度和密度的变化与 Debye 屏蔽质量的行为一致.

磁屏蔽质量也可以类似地求出，由于侧重于研究 J /ψ, ψ′ 在 QGP 中的分解，这里只讨论 Debye 屏蔽质量与温度和重子密度的关系.

3　QGP 中 J /ψ 和 ψ′ 分解的临界温度和临界密度

在非相对论夸克势模型中，粲偶素描述为 $c\bar{c}$ 的束缚态，在零温零密度时，$c\bar{c}$ 间的束缚势是由一个单胶子交换势加上一个线性禁闭势组成:

$$V(r,\ 0)=-\frac{\alpha}{r}+\sigma r, \tag{24}$$

这里 α 是 QCD 的耦合常数，σ 是弦张量系数. 当 $c\bar{c}$ 处在 QGP 环境中时，由于介质的屏蔽效应，$c\bar{c}$ 之间的相互作用势将变成 Debye 屏蔽势，

$$V(r,\ r_D(T))=\frac{\alpha}{r}\,e^{-r/r_D(T)}, \tag{25}$$

其中 r_D 是 Debye 屏蔽长度，它的倒数是 Debye 屏蔽质量，$m_D=1/r_D$.

为了研究有限温度中重味夸克偶素的形成与分解，Karsch, Mehr 和 Satz[4] 提出了一个唯象的夸克势:

$$V(r,\ m_D(T))=\sigma r_D(T)(1-e^{-rm_D(T)})-\frac{\alpha}{r}\,e^{-rm_D(T)}. \tag{26}$$

他们用非相对论近似，通过求解薛定谔方程，给出了重味夸克束缚态分解时相应的 Debye 屏蔽质量 M_c 和屏蔽长度 r_D. 我们用相同近似，重现了他们的结果，对于 J /ψ, $M_c=$ 700 MeV; 对于 ψ′, $M_c=360$ MeV. 正如文献 [4] 所述，对于 $c\bar{c}$ 束缚态，$M_c=$ 700MeV 对应的 J /ψ 的半径为无穷大，这就是说 $M_c=700$MeV 是 J /ψ 分解的最大极限值. 同时 Satz 等人还指出，当 $M_c\geqslant 500$MeV 时，就不可能有 $c\bar{c}$ 束缚态存在. 由(21)式和图 3 可以看出，Debye 屏蔽质量是温度和密度的函数，因此，由(21)式可以求出 Debye 屏蔽质量的临界值 M_c 所对应的临界温度 T_c 和

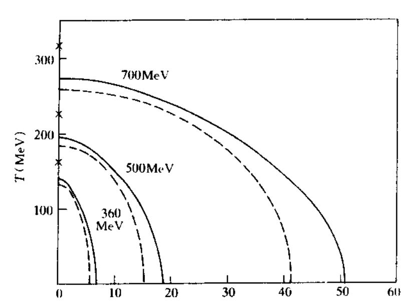

图 4　J /ψ 和 ψ′ 分解时的临界温度与临界密度的关系
实线是 $N_f=2$ 的结果，虚线是 $N_f=3$ 的结果.

临界密度 ρ_c，计算结果如图4所示．图4中实线是 $N_f=2$ 的结果，虚线是 $N_f=3$ 的结果．在 T 轴上的“×”是 $N_f=0$ 时(无密度效应)的结果，从图4上可以看出，它们要比相应的 $N_f\neq0$ 时的临界温度高．

图4所示的结果显示，对于 $M_c=700$MeV，相应的临界温度和临界密度都偏大，说明由相互作用势(24)所给出的 J/ψ 分解时所需的 Debye 屏蔽质量太大．对于 $M_c=500$MeV，零密度时的临界温度约为200MeV，和格点QCD给出的结果[10]是一致的．在低温区，相应的临界密度偏大，这是因为，在QGP环境中的低温区，胶子对 Debye 屏蔽质量的贡献非常小，主要贡献是夸克．但在高温区，夸克和胶子对 Debye 屏蔽质量都有贡献，因此，在高温度区，色屏蔽效应是主要的．

4 结论

研究了在QGP环境中，温度和重子密度对 Debye 屏蔽质量的影响，根据夸克势模型和热场动力学，计算了 J/ψ 和 ψ' 分解时所需的临界温度和临界密度．研究表明，在QGP环境中的高温区，色屏蔽效应是显著的．

总之，在相对论重离子碰撞中，如果 J/ψ 压低主要是由色屏蔽引起的话，我们的计算表明，J/ψ 压低可能出现在高温和低重子密度的中心区．

感谢姜焕清同志的有益讨论．

参考文献

[1] T. Matsui, H. Satz, *Phys. Lett.*, **B178**(1986)416.
[2] M. C. Abreu *et al.* (NA38 Collab.), *Z. Phys.*, **C38**(1988)117; C. Baglin *et al.* (WA38 Collab.), *Phys. Lett.*, **220**(1989)471; **255**(1991)459; *Nucl. Phys.*, **A544**(1992)209c.
[3] T. Matsui, *Z. Phys.*, **C38**(1988)245.
[4] J. Kapusta, *Nucl. Phys.*, **B148**(1979)461; K. Kajantie, J. Kapusta, *Ann. Phys.*, **160**(1985)477.
[5] O. K. Kalashnikov, *Fortschr. Phys.*, **32**(1984)525.
[6] N. P. Landsman, Ch. G. van Weert, *Phys. Rep.*, **145**(1987)141.
[7] S. Gao, Y. J. Zhang, R. K. Su, *Phys. Rev.*, **C52**(1995)380.
[8] R. L. Kobes, G. W. Semenoff, *Nucl. Phys.*, **B260**(1985)714.
[9] F. Karsch, M. T. Mehr, H. Satz, *Z. Phys.*, **C37**(1988)617.
[10] A. Ukawa, *Nucl. Phys.*, **A498**(1989) 227c.

Thermal Mass of the Gluon and the Dissociation of J /ψ and ψ′ in QGP Environment

Gao Song Liu Bo Zhao Weiqin

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

Received 2 Februay 1996

Abstract

Using thermo-field dynamics method, we calculate the effective mass and Debye screening mass of the gluon at finite temperature and finite density. The critical temperature and density for the dissociation of J /ψ and ψ′ are obtained.

Key words color screening, thermo-field dynamics, QGP.