

相对论重离子碰撞与夸克物质*

庄鹏飞

(清华大学物理系 北京 100084)

摘要 介绍了相对论重离子碰撞与夸克物质研究领域的有关最新进展, 讨论了 QCD 热力学与量子输运理论, 对于与 QCD 相变紧密联系的几个热点问题作了评述, 最后分析了该研究领域在近期发展前景.

关键词 重离子碰撞 夸克物质 色禁闭 手征对称性 输运理论 相变信号

1 引言

格点 QCD 预言, 在高温高密条件下会发生夸克禁闭解除和手征对称性恢复两个相变. 与之相对应, 将存在一种新的物质形态——夸克胶子等离子体 (QGP), 或简称夸克物质. 人们猜测, 这种新物质可能在宇宙早期, 即大爆炸之后的瞬间存在过, 目前在中子星内也可能存在这种物质. 在实验室内产生 QGP 的唯一可能方法是相对论重离子碰撞. 两个高速运动的重核剧烈碰撞之后, 在核的尺度内形成高温高密体系, 导致真空结构发生改变, 出现新物理^[1,2].

自 80 年代中期以来, 在 BNL/AGS 和 GERN/SPS 分别实现了入射能量为每核子 14.5 和 200 GeV 的重核碰撞. 前者碰撞能量相对较低, 两核互相阻止, 密度效应明显. 后者入射能量较高, 中心区的温度效应也变得很重要. 实验结果表明, 相对论重离子碰撞与一般的高能粒子碰撞有很大的不同, 确实存在由集体效应导致的新现象, 例如某些末态粒子的增加或压抑. 这些新现象的一种可能的解释就是碰撞产生了 QGP.

本文试图对近几年相对论重离子碰撞和夸克物质的研究进展作一个简单的回顾. 首先介绍格点 QCD 的热力学研究新结果, 然后讨论联结高能重离子碰撞实验与夸克物质理论的桥梁——相对论量子输运理论. 之后, 将重点评述与 QCD 相变紧密联系的几个热点问题, 即双轻子谱在小质量端的升高, 反常 J/ψ 增加和反常手征凝聚. 最后对今后的发展作简单的展望.

1998-06-01 收稿

* 国家自然科学基金(19845001)和九五理论物理攀登计划资助

2 QCD 热力学

虽然超高温极限下的夸克胶子可能具有无相互作用的自由粒子的行为,但在相对论重离子碰撞可以达到的温度区间,特别是在经历从强子物质到夸克物质的相变温度附近,需要利用格点 QCD 的 MC 模拟,从第一原理出发定量的研究强作用体系在平衡态时的非微扰性质.

从强子物质到夸克物质的相变可以通过考察 Polyakov 圈^[3]

$$L(x) = \left\langle \text{Tr} \prod_{\tau=1}^{N_t} U_0(x, \tau) \right\rangle \quad (1)$$

在有限温度时的行为来判断. 在淬火近似下,它是与纯 Yang-Mills 作用量的 $Z(3)$ 对称性相关的囚禁解除相变序参量. QCD 的另一个相变,即手征对称性自发破缺的恢复由夸克凝聚 $\langle \bar{q}q \rangle$ 的温度行为来决定^[4]. 在手征极限下,它是严格的手征相变的序参量.

尽管上述两个相变的动力学机制非常不同,但格点模拟的结果表明:在同一个临界温度处, Polyakov 圈有急剧地增长而夸克凝聚 $\langle \bar{q}q \rangle$ 有陡然地下降,说明两个相变同时发生了. 图 1^[3] 给出了几个不同的物理系统的相变温度随格点大小 a 的变化. 在纯规范场情形, $T_c \approx 260\text{MeV}$, 考虑夸克的贡献时,由于系统内自由度的增加,较易在有序和无序两相之间进行转变. 当取味自由度 $N_f = 2, 4$ 时,相变温度降到约 140MeV . 需要特别指出的是,包含费米子的格点计算精度尚不太高,这难以象纯规范场一样得到确定的结论. 例如对于相变级次的研究^[4],在纯规范场时已确认为一级相变,而 $N_f = 2$ 时估计为二级相变,当 N_f 增加到 4 时,又可能回到一级相变.

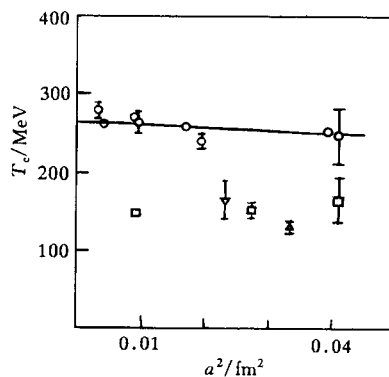


图1 相变温度随格点大小的变化

○和◇代表纯规范场,□表示味 $N_f = 2$
△和▽表示味 $N_f = 4$.

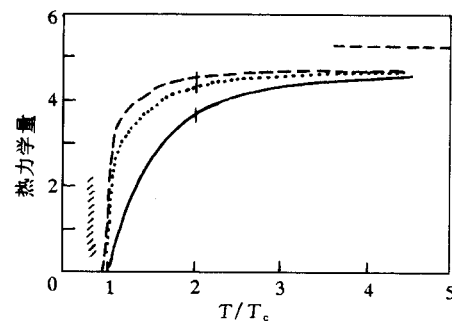


图2 格点QCD计算的热力学函数

-- ε/T^4 ; $3/4 s/T^3$; — $3p/T^4$.

除了用相变序参量来判断 QCD 相变外,热力学函数的奇异性也可用来考察系统的临界行为^[5]. 图 2^[3] 是对于纯规范场用格点 QCD 模拟计算的经过重新标度的热力学函数随温度的变化关系. 我们看到,能量密度 ε 和熵密度 s 在 $T = T_c$ 处突然增加,表明在 T_c 处确

实发生了一级相变. 与此相对应, 比热在 T_c 处存在奇异性. 当然, 不管发生什么相变, 压强 P 总是连续的. 随着温度的升高, 最后所有热力学函数都趋于一个只与系统自由度相关的理想气体极限.

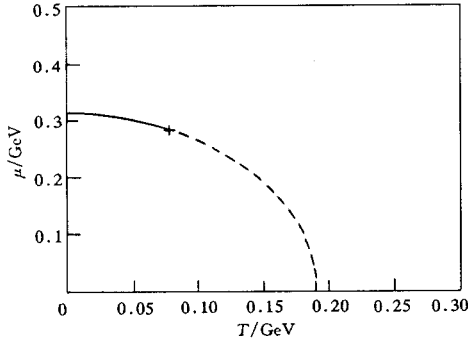


图3 在手征极限下用NJL模型计算的从手征对称性自发破缺到对称性恢复的相变线
虚线和实线分别表示二级和一级相变.

型^[10]等等. 图3是用NJL模型计算的手征相变线^[11]. 高温低密度(重子化学势)时相变为二级(虚线), 而低温高密度时相变为一级(实线). 零温时, 模型无关的计算表明, 纯密度效应导致的夸克凝聚的变化可以写成^[12]

$$\frac{\langle \bar{q}q \rangle_\rho}{\langle \bar{q}q \rangle_0} = 1 - \frac{\Sigma_{\pi N}}{f_\pi^2 m_\pi^2} \rho + O(\rho^2), \quad (2)$$

其中 $\Sigma_{\pi N}$ 为 πN 散射的 Σ 项, 实验结果为 $45 \pm 8 \text{ MeV}$, m_π 和 f_π 分别是 π 的质量和衰变常数. 只考虑到 ρ 的线性项时, 即使对于正常的核物质密度 $\rho_0 = 0.17/\text{fm}^3$, $\langle \bar{q}q \rangle_\rho$ 已经比 $\langle \bar{q}q \rangle_0$ 降低了 1/3 左右! 这与 $\langle \bar{q}q \rangle$ 的纯温度行为非常不同, 在到达临界温度之前, $\langle \bar{q}q \rangle_T$ 变化非常小^[12]. 因此, 密度效应对手征性质的影响即使在低密度时也非常重要. 事实上, 目前重离子碰撞中许多与手征性质相关的实验结果都能用密度效应来解释^[13]. 式(2)中高次项的贡献在高密度时很重要. 因为高次项的计算依赖于具体的模型, 目前尚无确定的结论.

3 相对论量子输运理论

相对论重离子碰撞经历的时间很短, 相互作用的区域也只在核的尺度, 故量子效应与非平衡效应都很重要, 描述相对论重离子碰撞的动力学工具应该是相对论量子输运理论. 由于所考虑的能量范围、物理内容不同, 可以在部分子层次^[14]或强子层次来建立输运模型. 目前用来描述BNL/AGS和CERN/SPS重离子碰撞的输运模型大都是建立在强子层次, 例如RQMD^[15]、URQMD^[16]等等. 通过调整一些参数的取值, 这些模型能够给出与实验结果符合较好的末态分布. 存在的问题包括两个方面: 首先是如何将集体效应, 即温度密度效应自然地包含在输运方程之中, 例如强子质量在有限温度密度时的变化对散射截面的影响, 其次是这些模型基本上是经典的, 分布函数满足质壳方程

$$(p^2 - m^2)f(x, p) = 0, \quad (3)$$

而忽略了量子离壳效应.

有两种方法可以建立量子的且包含集体效应的相对论非平衡输运方程. 一是闭路格林函数方法^[17,18]. 将格林函数定义在一个时间回路上, 不同的格林函数分量对应不同的时间秩序. 矩阵形式的 Schwinger-Dyson 方程的对角分量给出反映量子离壳效应的谱函数方程, 而非对角分量则给出分布函数的输运方程. 对于平衡状态, 非对角部分满足 Kubo-Martin-Schwinger 条件^[19], 将 Fermi-Dirac 分布或 Bose-Einstein 分布代入对角部分, 在平均场近似和经典近似下, 得到移动的质壳方程, 给出粒子质量随温度 T 、化学势 μ 的变化关系. 计算表明, 量子离壳效应导致系统的记忆能力增强, 趋于平衡分布的时间延长^[20].

也可用动力论方法建立 Wigner 函数的输运方程^[21]. Wigner 函数是经典分布函数的量子推广. 例如对于费米子,

$$W(x, p) = \int d^4 y e^{ip \cdot y} \left\langle \hat{\psi} \left(x + \frac{y}{2} \right) \hat{U} \left(x + \frac{y}{2}, x - \frac{y}{2} \right) \hat{\bar{\psi}} \left(x - \frac{y}{2} \right) \right\rangle, \quad (4)$$

式中 $\psi, \bar{\psi}$ 是费米子场, U 是与规范场相关的连接函数. Heinz^[22] 首先建立了夸克 Wigner 函数的规范不变的经典输运方程, Bialas^[23] 等人在重离子碰撞的快度中心区用 Bjorken^[24] 标度无关近似数值求解了 Wigner 函数的标量部分, 即粒子数分布函数. Elze^[25] 等人构造了 QGP 的量子输运理论, 得到了夸克和胶子的线性动力论方程. 如果将线性方程等价地写成关于动量的二次形式, 可以直观的看到方程的物理意义: 实部为量子离壳方程, 虚部为量子输运方程. 两个方程相互耦合在一起, 同时决定了粒子的谱函数和分布函数. 对于自旋为 $\frac{1}{2}$ 的 Wigner 函数, 共有 16 个自旋分量, 分别对应粒子数守恒, 动量守恒, 矢量流守恒, 轴矢流部分守恒等等. 只有在经典近似下, 这 16 个分量才退化为四个独立分量, 即粒子数分布函数和自旋分布函数.

然而, 用上面方法建立的相对论协变的量子输运理论实际上不能作为初始问题求解, 所以不能用来计算相对论重离子碰撞的输运过程. 这一点很容易从协变 Wigner 函数的定义(4)看出, 由于方程右边包含有对时间 y_0 的积分, 使得初始时的 Wigner 函数与任意时间的夸克、胶子场 ψ, U 都有联系, 而 $y_0 > x_0$ 时的场正是未知而需要求解的. 为了解决初始化问题, 需要引入动量空间 3 维的等时 Wigner 函数^[26],

$$W(x, p) = \int d^3 y e^{-ip \cdot y} \left\langle \hat{\psi} \left(x + \frac{y}{2}, t \right) \hat{U} \left(x + \frac{y}{2}, x - \frac{y}{2}, t \right) \hat{\psi}^+ \left(x - \frac{y}{2}, t \right) \right\rangle, \quad (5)$$

由于不再包含对时间的 Fourier 变换, 初始时的 3 维 Wigner 函数与场之间是一一对应的. 显然, 3 维(等时的)与 4 维(协变的)Wigner 函数有简单的关系

$$W(x, p) = \int \frac{dp_0}{2\pi} W(x, p) \gamma_0. \quad (6)$$

问题是,上面定义的 3 维与 4 维的 Wigner 函数并不是完全等价的. 在量子情形,由于存在离壳效应, p_0 是一个独立的变量. 因此,只有协变的 Wigner 函数的所有不同阶的能量矩

$$W^{(n)}(x, \mathbf{p}) = \int \frac{dp_0}{2\pi} p_0^n W(x, \mathbf{p}) \gamma_0, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (7)$$

的集合才等价于它本身. 只有在经典近似下,由于质壳条件 $p_0 = \pm \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$,所有高阶矩 $W^{(n)}(x, \mathbf{p})$, ($n > 0$) 不独立于 $W(x, \mathbf{p}) \equiv W^{(0)}(x, \mathbf{p})$, 所以 $W(x, \mathbf{p})$ 与 $W(x, \mathbf{p})$ 是完全等价的. 在量子情形,一个关于 $W(x, \mathbf{p})$ 的动力论方程等价于一组关于能量矩 $W^{(n)}(x, \mathbf{p})$ 的方程组. 所以,一个完全量子化的输运模型包含有一个无穷长的输运方程链和一个无穷长的离壳方程链. 可以严格证明,对于自旋 $s = \frac{1}{2}$ 的粒子,与可观测物理量联系的粒子数密度 $\rho(x, \mathbf{p})$ 、能量密度 $\varepsilon(x, \mathbf{p})$ 、动量密度 $\mathbf{P}(x, \mathbf{p})$ 等只与零阶能量矩 $W(x, \mathbf{p})$ 的 16 个分量相关,而且这 16 个分量本身构成上述两个无穷长方程组的一个封闭子集合,其它子集合以外的高阶矩都可用这 16 个分量的组合来表示. 这样,等时量子输运理论^[27]就归结为求解子集合. 因为这是一个有限的方程组,原则上可以求解. 对于标量粒子,有类似的讨论.

4 相变信号

如果相对论重离子碰撞产生了 QGP,它也是一个极短的中态. 随着体系的膨胀,能量密度不断降低,夸克、胶子最后又会形成强子束缚态. 恢复了的手征对称性也会重新破缺. 为了证实曾经存在过 QGP 这样一个状态,需要从末态分布找出夸克物质存在的信号. 一个可靠的 QGP 信号必须同时具备两个条件:一是它从 QGP 中产生后能很快逸出而不再在其中发生其它相互作用,这要求作为信号的粒子平均自由程比较大,比如直接光子和轻子对产生等电磁信号以及产生奇异粒子和粲粒子的 QCD 过程等;二是这些信号能够清楚地与末态强子中产生的类似过程相区别. 近十年来,相变信号一直是相对论重离子碰撞与夸克物质研究领域非常热的一个话题. 虽然由于上述两个条件的限制,还很难找到一个 QGP 的确切的信号,但最近几年在实验和理论研究方面都有一些深入的讨论和新的进展.

4.1 低质量轻子对的增加

人们早就认识到,低能强子物理的关键是手征对称性的明显破缺和自发破缺. 推广到有限温度和密度以后,手征凝聚 $\langle \bar{q}q \rangle$ 随着温度和密度的升高而减小,自然地,强子的性质也随手征性质的变化而变化^[12]. 吸引相互作用使得在介质中的强子质量下降,而排斥相互作用使强子质量上升. 理论计算与实验结果的比较表明,标量粒子在描述正确的集体效应时非常重要^[28]. 正是由于标量吸引与矢量排斥相互作用的相消,使得 K 介子质量在介质中缓慢上升,而标量吸引与矢量吸引相互作用的相长使 \bar{K} 的质量急剧下降^[13]. 介质中强子质量的变化显然会改变散射能量的阈值 $\sqrt{s_{th}}$, 从而影响散射截面 $\sigma(\sqrt{s})$. 上述 K, \bar{K} 质量在介质中的相反变化的一个最直接的推论即是,与强子质量不发生变化的核子-

核子碰撞相比, 相对论重离子碰撞的末态 K^+/K^- 比将明显下降. 在 GSI/SIS 的实验确实发现, 中心碰撞时, K^+/K^- 从不考虑介质效应的 6 变成为 1^[29]. 这说明, 密度效应 (SIS 的入射能量仅为每核子 1.8 GeV, 估计温度效应不明显) 确实对强子性质的修正很重要, 手征对称性自发破缺在介质中可能得到了 (部分的) 恢复.

介质效应也会影响作为相变电磁信号之一的双轻子分布. 在不变质量较小 (≤ 1 GeV) 的区间, 双轻子主要来自于 Dalitz 衰变 $P \rightarrow \gamma l^+ l^-$ ($P = \pi_0, \eta_0, \eta'$), $\omega \rightarrow \pi_0 l^+ l^-$ 和矢量介子的衰变 $V \rightarrow l^+ l^-$ ($V = \rho_0, \phi, \omega$). 对于入射能量为 200 和 450 GeV 的中心核子-核碰撞 $P + W$, $P + Be$ 和 $P + Au$, 直接用上述过程计算的双轻子谱与实验附合非常好^[30]. 但是, 对于入射能量为每核子 200 GeV 的中心重离子碰撞 $S + Au$, 即使考虑到 π_0 介子湮没的贡献, 用自由介子质量计算得到的双轻子谱在不变质量 $M = 0.5$ GeV 附近比实验值仍然小 2—3 倍^[30]. Brown 和 Rho 指出^[28, 31]: 介质效应会使非奇异矢量介子的质量下降. 这个结论得到了 QCD 求和规则^[32], 包含 $\bar{N}N$ 真空激发的有效强子模型^[33] 和夸克介子耦合模型^[34] 的支持. 计算表明^[35], 即使在正常核物质密度, ρ 介子质量已经下降为自由质量的约 78%, 而当密度达到 3 倍的正常核物质密度时, ρ 介子质量已从 770 GeV 下降到约 500 GeV! 这正好是双轻子谱理论计算与实验数据差别最大的位置. 考虑到介子质量的密度修正后, 由于 $\rho_0 \rightarrow l^+ l^-$ 的分布向左移动, 李国强等^[30] 得到了与实验基本符合的结果, 见图 4 中的实线. 实际上, 除了质量的修正外, 介质中 ρ 介子的宽度也会发生变化, 使双轻子谱的形状有所改变.

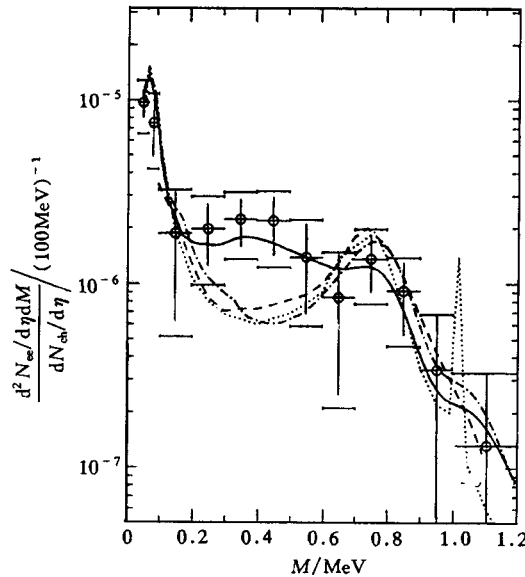


图 4 入射能量为 200 A GeV 的 $S + Au$ 过程的双轻子谱

central $S + Au$, 200 GeV/nucleon $p_t > 0.2$ GeV, $\theta_{ee} > 35$ mrad, $2.1 < \eta < 2.65$

○ CERES; - - - Cassing-Ehehalt-Ko; - · - Li-Ko-Brown-Sorge (free mass);

····· Srivastave-Sinha-Gale; — Li-Ko-Brown-Sorge (in-med. mess).

低质量双轻子的增长这一实验结果导致了大量的理论工作. 尽管从目前的实验结果

和理论解释还很难唯一地、确定地将这一现象归结为介质中的矢量介子质量的降低,或者手征对称性的恢复,但它本身确实表明,集体效应在相对论重离子碰撞中会产生新的物理现象^[12].

4.2 J/ψ反常压低

J/ψ 是 c 和 \bar{c} 的束缚态,可以通过观察末态轻子对不变质量谱在 $M = 3.1\text{GeV}$ 处的共振峰证实它的存在. J/ψ 粒子在夸克物质研究中的特殊地位是由于它的质量很大,不能象 π , K 那样通过软过程产生,一定是硬过程的产物. 而一般来说硬过程不受重离子碰撞末态的影响. 在不变质量 $M \geq 2\text{GeV}$ 的区域,重离子碰撞中轻子对的产生主要来自于 J/ψ, ψ' 的衰变, Drell-Yan 过程和背景中 π 和 K 的衰变. 重离子碰撞过程 A + B 的 Drell-Yan 机制是相同能量下核子-核子碰撞 Drell-Yan 机制的线性叠加,即 $\sigma_{AB}^{DY} = (A \cdot B)^\alpha \sigma_{NN}^{DY}$, 实验结果表明^[36], 对于不同能量的核子-核和核-核过程都有 $\alpha = 1.001 \pm 0.010 \approx 1$, 故核对 Drell-Yan 过程的影响只是一种核几何效应. A + B 碰撞中 J/ψ 产生的核依赖性可以参数化为

$$\sigma_{AB}^{J/\psi} = (A \cdot B)^\alpha \sigma_{NN}^{J/\psi}, \quad (8)$$

取 $\alpha = 0.91 \pm 0.02$ 可以很好的符合入射能量为 200, 450 GeV 的核子-核碰撞和每核子 200 GeV 的 O + Cu, U, S + U 碰撞的实验数据^[36]. 但是,最近 NA50 进行的每核子 158 GeV 的重核碰撞 Pb + Pb 的实验数据^[36,37]表明, J/ψ 的截面明显小于用上述核效应公式计算得到的值. 为了减少归一化误差,可以考察 J/ψ 衰变与 Drell-Yan 过程的比. 图 5 给出了不同能量不同过程的 $B_{\mu\mu} \sigma(J/\psi) / \sigma(\text{Drell-Yan})$. $B_{\mu\mu}$ 是 J/ψ 衰变成 $\mu^+ \mu^-$ 的分支比;横坐标 L 是一个与碰撞核的几何、碰撞参数相关的量^[38]. 碰撞核越重,碰撞参数越小, L 越大. 图中已将过程 S + U 的数据按碰撞参数分成 5 组. 按 (8) 式计算得到的虚线与实验数据很好符合,表明了核效应导致的压低. 但是对于 Pb + Pb 过程,实验值只有按上式计算所得的 $0.71 \pm 0.03!$ 表明重核过程引起反常的压低. 一些作者^[39]据此认为,这种反常压低表明重核碰撞时的高温高密效应产生了 QGP, 是 QGP 的一个重要信号. 实际上,10 年前 Matsui 和 Satz^[40]就提出,如果系统处于 QGP 相,粒子有可能被高温高密的 QGP 溶解,并且一旦溶解后再难在 QGP 中通过软过程产生. 在零温零密下,由唯象势模型, c 和 \bar{c} 之间的相互作用势

$$V(r) = -\frac{\alpha}{r} + \sigma r, \quad (9)$$

弦张力 σ 反映了 QCD 的长程禁闭效应. 随着温度密度的升高, σ 逐渐消失,表明禁闭解除,位势变成 Debye 型

$$V(r) = -\frac{\alpha}{r} e^{-r/r_D}. \quad (10)$$

当温度密度充分高时, Debye 屏蔽长度 r_D 足够小,使得库仑型的位势也不再存在,束缚态解除. 这就是 J/ψ 压低的一种 QGP 解释.

但是, Huefner 等人后来指出^[38], 这种降低也能通过 J/ψ 在核物质中的吸收来解释.

即使对于上述反常压低, Gavin 指出^[41], 图 5 中的“阈值”现象, 即对于 Pb + Pb 过程的陡然下降是由于横坐标处理不当, 不应该用通过计算决定的 L 作为横坐标. 如果用实验可以测量的横能作为横坐标, “阈值”现象将消失. 他进一步指出, 反常压低可以通过 J/ψ 与碰撞产生的介子的散射来解释. 还可以用级联模型来讨论 J/ψ 压低现象^[42].

长期以来, J/ψ 压低是否能作为 QGP 的一个信号一直是夸克物质研究领域争论的一个焦点. 目前, 还没有确定的结论.

4.3 反常手征凝聚 (DCC)

因为 QGP 只是相对论重离子碰撞过程中的一个中间态, 系统的冷却会使得夸克重新耦合成强子, 恢复了的手征对称性将重新破缺. 虽然碰撞前手征对称性的破缺在同位旋空间指向标量场的方向, 如果系统经历了一个非平衡手征相变, 则有可能在碰撞后破缺方向发生旋转. 所以高能核碰撞有可能产生反常手征凝聚 (DCC)^[43], DCC 可以自然地解释 Centauro 事件中^[44] 中性 π 介子的压低或升高.

理论上常用线性 σ 模型来描述 DCC 的演化. 在淬火近似下, 即将相互作用势突然地降到零温零密, 有可能在初始时产生反常的手征凝聚态. 在平均场近似下, 求解 $\langle \sigma \rangle$ 和 $\langle \pi \rangle$ 耦合的经典方程, 利用高能碰撞中心区的 Bjorken 图象, 即认为横向膨胀可忽略, 向膨胀是 Lorentz 不变的, 可以得到凝聚 $\langle \sigma \rangle$ 和 $\langle \pi \rangle$ 的时空演化^[45]. 随着时间的推移, 系统趋于平衡态, $\langle \sigma \rangle$ 达到真空平均值 f_π , 而初始时不为零的 $\langle \pi \rangle$ 最后也趋于零. 处理 DCC 的一般方法是非平衡输运理论. 考虑超出平均场的贡献 (碰撞项) 后^[46], 初始时的 DCC 会产生大幅度的振荡, 在比较大的时空范围内形成 DCC, 使得有可能在末态观察到 DCC 的信号. 利用夸克层次的 NJL 模型, 反常手征凝聚 $\langle \pi \rangle$ 与夸克的自旋分布函数 $g(x, \mathbf{p})$ 紧密相关^[47],

$$\langle \pi(x) \rangle \approx \int \frac{d^3 \mathbf{p}}{(2\pi)^3} \left[\mathbf{p} \frac{\partial}{\partial E} + \nabla + \frac{\mathbf{p}}{E\theta} \right] \cdot \mathbf{g}(x, \mathbf{p}), \quad (11)$$

式中 $E = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m_q^2}$ 为夸克能量, 最后一项是夸克之间碰撞项的贡献, θ 为弛豫时间. 由此看出, DCC 的物理起因是非平衡的夸克自旋分布. 当系统处于平衡态, 或者由于碰撞和膨胀从非平衡趋于平衡态时, 自旋分布 $g = 0$, DCC 消失. 考虑量子离壳效应的影响后^[48], 夸克 Wigner 函数的 16 个自旋分量都是独立的, 非线性耦合使得输运方程不稳定.

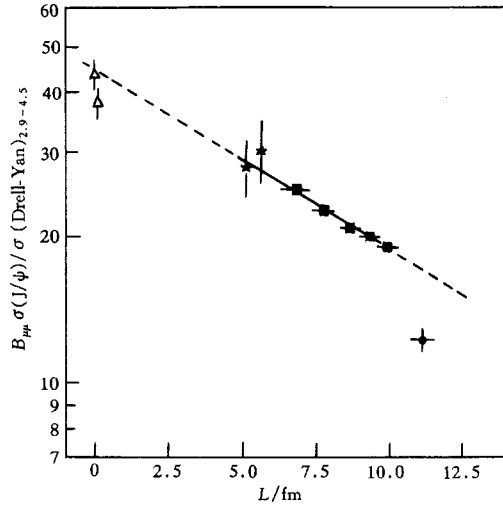


图 5 不同过程的 J/ψ 衰变与 Drell-Yan 产生的双轻子的截面比

Δp (450° GeV/c) - A (A = p, d) (NA51); \star p (200 GeV/c) - A (A = W, U) (NA38); \blacksquare ^{32}S (32 \times 200 GeV/c) - U (NA38); \bullet ^{208}Pb (208 \times 158° GeV/c) - Pb (NA50).

一方面由于碰撞项和系统膨胀的影响 $\langle\pi\rangle$ 发生衰减,另一方面离壳效应产生强烈的振荡.这种量子振荡可能延长 DCC 的寿命.

正如 Bjorken 在开始提出 DCC 时指出的^[43],形成了 DCC 的系统其末态中性 π 介子与所有 π 介子的比

$$r = \frac{N_{\pi^0}}{N_{\pi^\pm}} \quad (12)$$

将不再服从平衡态时以 $r = 1/3$ 为中心的 Poisson 分布. 如果认为整个系统都形成了 DCC, 并且 DCC 在同位旋空间的取向是随机分布的, 则 DCC 衰变后 r 的分布为^[49]

$$P(r) = \frac{1}{\sqrt{2} r} \quad (13)$$

事实上, 系统内很难形成完全的 DCC 态. 一般而言, DCC 和热 π 介子处于一种混合态, 凝聚 $\langle\pi\rangle$ 和传播子 $\langle\pi\pi\rangle$ 互相耦合. 考虑^[50]

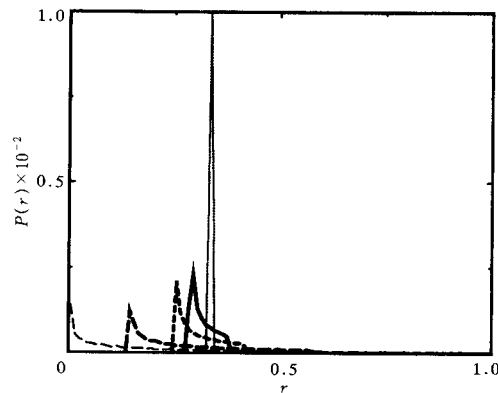


图 6 对于完全热 π 介子(细实线), 完全 DCC(细虚线), 热 π 和 DCC 混合态的中性 π 介子与全部 π 介子比的分布函数

无动量截断: 粗实线; 动量截断 $p < p_{\text{cut}} = 0.25\text{GeV}$: 长粗虚线; 动量截断 $p < 2p_{\text{cut}}$: 短粗虚线.

$SU(2) \times SU(2)$ 的非线性 σ 模型, 用非平衡输运理论可以得到在平均场近似下凝聚 $\langle\pi\rangle$ 的运动方程和传播子 $\langle\pi\pi\rangle$ 的输运方程, 二者通过自能 Σ 联系. 数值求解的结果表明, 考虑热 π 介子的贡献后, 末态 r 的分布位于热 Poisson 分布与完全 DCC 分布(13)之间, 如图 6 所示. 由于热 π 的存在, 作为 DCC 信号的 $P(r)$ 部分地消失了, 分布的顶点从 $r = 0$ 移到 $r \approx 1/4$. 具有可观察 DCC 的条件是, 与热 π 相比, 初态 DCC 的体积要足够大, 而且热 π 所处的温度不太高.

DCC 的演化与系统内由于碰撞、膨胀趋于平衡的快慢紧密相关. 目前一般用 Bjorken 的纵向标度无关膨胀假设^[24]来简化数值求解. 但是, 这种过快的膨胀可能使得

DCC 演化与实际情况有很大的差别. 另外, 弛豫时间也是一个过分简化的近似.

虽然高能宇宙线实验中某些特殊事例^[44, 51] (Centauro 和 Anto-centauro) 表明中性 π 介子的压低或增长, 但 Fermi 实验室的 Mini Max 实验组在 $P\bar{P}$ 碰撞中没有发现明显存在 DCC 的迹象^[52]. 人们寄希望于 RHIC 能够提供关于 DCC 的信息.

与手征对称性恢复紧密相关的另一个问题是 $U_A(1)$ 对称性在介质中的行为. 用 $SU(3) \times SU(3)$ 线性 σ 模型^[53]和瞬子模型^[54]研究的结果表明, 破缺的 $U_A(1)$ 对称性在高温高密下会得到恢复. 一个直接的推论是, 高温高密时 η 介子的质量将下降到与 π 介子质量相近的程度, 会影响与 η 介子有关的散射截面, 例如双轻子谱中 η 粒子的 Dalitz 衰变. 并且 $U_A(1)$ 对称性的恢复也会影响 DCC 的演化.

5 展望

自 AGS 和 SPS 实现相对论重离子碰撞至今已有十余年历史. 开始主要是用统计模型^[55]讨论碰撞系统的一些整体性质, 例如末态横能分布、多重数分布、快度分布等等, 理论上将有限温度场论技术应用于格点 QCD 和有效模型讨论夸克囚禁解除相变和手征相变, 但较少与重离子碰撞实验数据相联系. 考虑与 QGP 的形成紧密相关的介质效应后, 除了本文讨论的一些问题外, 还在许多方面有重大的进展. 例如在平衡态时用有限温度场论与流体力学模型相结合讨论系统的状态方程^[56], 由平均场引起的不同的流^[57], 相变导致的高温高密系统寿命延长^[58]等, 在非平衡态时用输运理论考虑奇异粒子的产生^[59]以及全同粒子之间的关联^[60]等等.

在理论方面, 还有许多关键问题尚待解决. 首先是在格点 QCD MC 模拟中精确考虑重子数密度效应. 目前普遍接受的观点是密度效应较温度效应在两个相变中的作用更明显, 许多计算只考虑密度效应. 但是, 这一观点还需要来自于第一原理的格点 QCD 的支持. 其次, 相变的机制我们还不十分清楚. 比如, 手征相变与囚禁解除相变的温度为什么在格点 QCD 计算中几乎相同. 另外, 过去总是用有限温度的袋模型来解释夸克囚禁解除, 但是袋模型所给出的相变温度明显小于格点 QCD 的值. 有人认为^[61], 也许瞬子模型能给出正确的相变机制. 另外, 如何将夸克物质的理论与重离子碰撞结合起来仍然是一个没有解决好的问题. 介质效应不仅体现在夸克、强子质量的修正, 从而导致输运方程中出现平均场项(质量微分项), 还应该体现在输运方程的碰撞项中. 只有将介质效应完全自洽地与输运模型结合起来, 才能将体系是否发生相变在末态粒子中充分体现出来. 还有, 目前实际描述相对论重离子碰撞的输运模型基本上是经典的, 没有考虑量子离壳效应. 除了急需将等时量子输运理论扩展到包含碰撞项, 并与重离子碰撞联系起来, 还需解决约束方程(谱函数)与输运方程(分布函数)的耦合带来的求解技术困难.

在实验方面, RHIC 预计于 1999 年运行. 将实现每对核子能量为 $\sqrt{S} = 200\text{GeV}$ 的重核碰撞. 注意到 AGS 和 SPS 的碰撞能量都是在实验室系中, RHIC 的能量较 SPS ($\sqrt{S} \approx 20\text{GeV}$) 已提高了一个数量级. 其中心区能量密度估计可达到 $3\text{--}4\text{GeV}/\text{fm}^3$, 提供了研究高温高密 QCD 性质的极好条件. 另外, CERN 的 LHC 也准备在将来运行更高能量(每对核子的 \sqrt{S} 在 TeV 能级)的重离子碰撞. 特别值得一提的是, 兰州近物所将建造 HIRFL/CSR, 准备运行最高入射能量为 0.9GeV 的重离子碰撞. 注意到 GSI/SIS 的入射能量也略高于 1GeV , 而已经在 SIS 发现了由密度效应引起的 K^+/K^- 比急剧下降现象, 预计在 HIRFL/CSR 也会有由高密效应导致的新物理, 例如手征对称性的部分恢复.

参 考 文 献

- 1 Lee T D. Proceedings of RHIC summer study '96, 1
- 2 Li Jiarong, Introduction to Quark Matter Theory, Hunan Education Press (in Chinese), 1989
(李家荣. 夸克物质理论导论, 湖南教育出版社, 1989)
- 3 Laermann E. Nucl. Phys., 1996, A610:1c
- 4 Schaefer T. Nucl. Phys., 1996, A610:13c

- 5 Karsch F. Proceedings of the international workshop XXV on gross Properties of nuclei and nuclear excitations, Hirscaegg, Austria, 1997, 11
- 6 Friedberg R, Lee T D. Phys. Rev., 1977, **D15**:1694, 1977, **16**:1096, 1978, **18**:2623
- 7 Reinhardt H, Dang B V, Schulz H. Phys. Lett., 1985, **B159**:161; Wilets L. J. Phys., 1987, **G13**:1; Takag F. Phys. Rev., 1987, **D35**:2226; Pisarski R D. Phys. Lett, 1982, **B110**:150
- 8 Gerber, P Leutuyler H. Nucl. Phys., 1989, **B321**:387
- 9 Levy M. Nuovo Cim., 1967, **A52**:23;
Meyer-Ortmanns H, Pimer H-J, Patkos A. Phys. Lett., 1992, **B295**:255; Zhuang P. Communications in Theoretical Physics, to be published
- 10 Nambu Y, Jona-Nasinio G. Phys. Rev., 1961, **122**:345, 1961, **124**:246
- 11 Huefner J, Klevansky S P, Zhuang P. Ann. Phys.(N. Y.) 1994, **234**:225; Zhuang P, Huefner J, Klevansky S P. Nucl. Phys., 1994, **A576**:525
- 12 Weise W. Nucl. Phys., 1996, **A610**:35c
- 13 Li Guoqiang. CCAST-WL Workshop Series, **80**:29
- 14 Geiger K. Phys. Rev. 1996, **D54**:949
- 15 Sorger H et al. Phys. Lett., 1992, **B289**:6
- 16 Winckelmann L. A. ISBN3-8171-1517-2, 1996
- 17 Schwinger J. J. Math. Phys., 1961, **2**:407; Keldysh L V. Sov. Phys. JETP, 1965, **20**:1018; Kadanoff L P, Baym G. Quantum Statistical Mechanism, (Benjamin, New York, 1962); Chou K C, Su Z B, Hao B L et al. Phys. Rep., 1985, **118**:1
- 18 Li Zhuxia, Zhou Yizhong et al. Nucl. Phys., 1993, **A559**:603
- 19 Kubo R. J. Phys. Soc. Japan, 1957, **12**:570
- 20 Henning P A, Blasone M, Fauser R et al. GSI-preprint-96-57, 1996
- 21 Groot S De, Van Leuman W A, Van Weert C G. Relativistic Kinetic Theory (North Holland, Amsterdam, 1980)
- 22 Heinz U. Phys. Rev. Lett., 1983, **51**:351
- 23 Bialas A, Czyz W. Phys. Rev., 1984, **D30**:2371, Z. Phys., 1985, **C28**:255
- 24 Bjorken J D. Phys. Rev., 1983, **D27**:140
- 25 Elze H T, Gyulassy M, Vasak D. Nucl. Phys., 1986, **B276**:706; Elze, H T Heinz U. Phys. Rep., 1989, **183**:81
- 26 Bialynicki-Birula I, Gornicki P, Rafelski J. Phys. Rev., 1991, **D44**:1825
- 27 Zhuang P, Heinz U. Ann. Phys. (N. Y.), 1996, **245**:311, Phys. Rev., 1996, **D53**:2096, Phys. Rev., 1998, **D57**
- 28 Brown G. E, Rho M. Phys. Rev. Lett., 1991, **66**:2720, Phys. Lett., 1994, **B338**:301
- 29 Barth R. the Kaos Collaboration, Phys. Rev. Lett., 1997, **78**:4027
- 30 Agakachiev G et al. Phys. Rev. Lett, 1995, **75**:1272
- 31 Adami C, Brown G E. Phys. Rep., 1993, **224**:1
- 32 Hatsuda T, Lee S. H. Phys. Rev., 1992, **C46**:R34
- 33 Jean H C, Piekarewicz J, Williams A G. Phys. Rev., 1994, **C49**:1981
- 34 Satio K, Tsushima K Thomas A W. Nucl. Phys., 1996, **A609**:339
- 35 Jin X, Leinweber P B. Phys. Rev., 1995, **C52**:3344
- 36 Gavin S, Vogt R. Nucl. Phys., 1996, **A610**:442c; Gonin M. Proceedings of the international workshop XXV on gross properties of nuclei and nuclear excitations, Hirscaegg, Austria, 1997, 254
- 37 Abera M C et al. Nucl. Phys., 1996, **A610**:404c.
- 38 Gerschel C, Huefner J. Phys. Lett., 1988, **B207**:253
- 39 Kharweev D. Nucl. Phys., 1996, **A610**:418c; Wong C W. Nucl. Phys., 1996, **A610**:434c; Blaizot J P, Ollitrault T Y. Nucl. Phys., 1996, **A610**:452c; Satz H. hep-ph/9706342

- 40 Matsui T, Satz H. Phys. Lett., 1986, **B178**:416
- 41 Gavin S. Proceedings of RHIC summer study '96, 235
- 42 Chao Weiqin Liu Bo, Z. Phys., 1996, **C72**:291
- 43 Bjorken J D, Kowalski K L, Taylor C. C. hep-ph/9309235; Rajagopal K. Quark-Gluon Plasma 2, World Scientific, 1995, 484
- 44 Lattes C M G, Fujimoto, Y Hasegawa S. Phys. Rep., 1980, **65**:151
- 45 Gavin S, Gocksch A, Pisarski R. Phys. Rev. Lett., 1994, **72**:2143; Huang Z, Wang X N. Phys. Rev., 1994, **D49**:R4335; Huang Z, Suzuki M. Phys. Rev., 1996, **D53**:891
- 46 Copper F, Kluger Y, Mottola E et al. Phys. Rev., 1995, **D51**:734
- 47 Zhuang P, Z. Phys., 1997, **A359**:292
- 48 Zhuang Pengfei. Science in China, 1998, **A28**:542
(庄鹏飞, 中国科学, 1998, **A28**: 542)
- 49 Blaizot J. P, Krzywicki A. Phys. Rev., 1992, **D46**:246
- 50 Fauser R, Zhuang P. Nucl. Phys. A, in press; Zhuang P, Fauser R. submitted to Chinese Physics Letters
- 51 Lord J J, Iowa J. International conference of high energy physics, Dallas, TX, 1992
- 52 Taylor C C. Proceedings of RHIC summer study '96, 329
- 53 Huang Z, Wang X N. Proceedings of RHIC summer study '96, 287
- 54 Shuryak E. Comments Nucl. Part. Phys., 1994, **21**:235
- 55 Liu Lianshou, Meng Tachung, Pan Jicai et al. Phys. Rev., 1988, **D38**:3405; Zhuang Pengfei, Liu Lianshou, Phys. Rev., 1990, **D42**:848; Zhuang Pengfei, Chao Weiqing, Nucl. Phys., 1993, **A552**:620
- 56 Hung C M, Shuryak E V. Phys. Rev. Lett., 1995, **75**:4003
- 57 Wienold T et al. Nucl. Phys., 1996, **A610**:76c
- 58 Rischke D H. Proceedings of RHIC summer study '96, 41
- 59 Sollfrank J, Heinz U. Workshop on finite temperature QCD and quark-gluon transport theory, Huazhong Normal University Press. 213
- 60 Heinz U. Nucl. Phys., 1996, **A610**:264c
- 61 Shuryak E. Proceedings of RHIC summer study '96, 369

Relativistic Heavy Ion Collisions and Quark Matter *

Zhuang Pengfei

(Physics Department, TsingHua University, Beijing 100084)

Abstract The recent progress in the field of relativistic heavy ion collisions and quark matter is reviewed. Especially, the QCD thermodynamics, quantum transport theory, and some hot topics related to the QCD phase transitions are analyzed in detail. The outlook for this field is also briefly discussed.

Key words heavy ion collisions, quark matter, color confinement, chiral symmetry, transport theory, transition signals

Received 1 June 1998

* Supported by the National Natural Science Foundation of China (19845001) and the National Climax Plan