

# 一种新的物质形态——夸克胶子等离子体\*

黄旭光<sup>1</sup> 庄鹏飞<sup>2,†</sup>

(1 复旦大学物理学系 上海 200433)

(2 清华大学物理系 北京 100084)

2017-02-28收到

† email: zhuangpf@mail.tsinghua.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20170501

## A new state of matter——quark-gluon plasma

HUANG Xu-Guang<sup>1</sup> ZHUANG Peng-Fei<sup>2,†</sup>

(1 Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China)

(2 Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

**摘要** 进入21世纪以来,随着美国Brookhaven国家实验室的相对论重离子对撞机和欧洲核子中心的大型强子对撞机的相继运行,对于物质深层次状态的认识达到了前所未有的高度。特别是对于夸克胶子等离子体这种新的物质形态的研究得到蓬勃发展,取得很多成就。文章主要介绍:(1)强相互作用和量子色动力学的相结构;(2)夸克胶子等离子体的物理性质;(3)夸克胶子等离子体在重离子碰撞实验中的信号。

**关键词** 强相互作用,量子色动力学相图,夸克胶子等离子体,重离子碰撞

**Abstract** Since we entered the 21st century, our understanding of the state of matter at the most fundamental level has been significantly deepened, mainly due to the successful running of the relativistic heavy-ion collider at Brookhaven National Laboratory in the U.S. and the Large Hadron Collider at CERN. In particular, a new state of matter, the so-called quark-gluon plasma, has been extensively investigated, and many new and important achievements have been made. In this article we shall discuss the following points: 1) the strong interaction and phase structure of quantum chromodynamics, 2) the various properties of the quark-gluon plasma, and 3) the experimental signals of the quark-gluon plasma in high energy nuclear collisions.

**Keywords** strong interaction, quantum chromodynamics phase diagram, quark-gluon plasma, heavy-ion collisions

众所周知,物质有三态:固态、液态和气态。另外,当体系的温度充分高时,剧烈的热运动可以抵消带正负电荷的粒子之间的吸引电磁相互作用,形成物质的第四态——电磁等离子体。原子弹爆炸后的瞬间就可以产生大范围的电磁等离子体。如同电子是电磁相互作用的最小粒子,夸克和胶子是目前人们认识的强相互作用的最小单元。一个自然的问题是:类似于电磁等离子体,是否存在由强相互作用控制的夸克胶子等离

子体(quark-gluon plasma, QGP)?

## 1 量子色动力学

原子核由核子构成,包括质子和中子,质子带正电,中子不带电。核子在原子核中排布得非常紧密,其数密度高达  $n_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3} = 1.6 \times 10^{44} \text{ m}^{-3}$ 。比较一下常温下液态水中的水分子数密度,  $3.3 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$ , 就知道  $n_0$  是多大的一个

\* 国家自然科学基金(批准号: 11575093, 11675041, 11335005, 11535012)、国家重点基础研究发展计划(批准号: 2013CB922000, 2014CB845400)资助项目

值。那么是什么力使得核子在原子核中聚拢得如此紧密呢？显然这个力一定不是电磁力，因为中子不带电，它感受不到电磁力。而且这个力必须比电磁力强得多，否则质子之间的电磁排斥力就会使得原子核分崩离析。由于历史的原因，这个力被简单地称为核力。两个核子在距离大约1 fm时表现为极强的吸引力，这是核子能够紧密聚集在一起构成原子核的原因。但当距离大于2 fm以上时核力随着核子间距离的增大迅速衰减，这使得我们在宏观尺度上感受不到核力的存在。另一方面，在距离小于约0.7 fm时核力表现为排斥力，这保证了原子核能稳定地存在，否则若核力一直为吸引力那么核子就会不断靠近从而使得原子核塌缩掉。核力的这些奇特性质可以通过把核力归结为是由于核子之间交换一类称为介子的粒子而产生的来理解。但实际上，核力不是一种基本的相互作用，它只是夸克之间色相互作用的一种体现。

核子由夸克和胶子组成。和电子一样，夸克也是一种费米子，具有两个自旋自由度。除此之外，夸克还有一种称为“味道”的自由度。目前发现的夸克共有6种味道，分别叫上(u)，下(d)，奇异(s)，粲(c)，底(b)和顶(t)夸克。质子就是由两个u夸克和一个d夸克组成的。夸克也带电荷，但与电子和质子不同，夸克带分数电荷，譬如u夸克带 $2e/3$ 的电量，而d夸克带 $-e/3$ 的电量。由于带电，夸克之间会感受到电磁力，但是电磁力的强度远不足以使夸克束缚在核子中。夸克之间一定还存在比电磁力强得多的力和相应的荷。这种荷被称为“颜色”，带“色”的粒子之间的力就是色相互作用力，而传递色相互作用的媒介粒子就是胶子，正如传递电磁力的媒介粒子是光子一样。与电磁相互作用不同的是，色相互作用的荷有三种，可称为红、绿、蓝(这样命名显然是借用了单色光的三原色分解法)，这样传递色相互作用的胶子就有8种。描述色相互作用的量子理论是在20世纪70年代建立的量子色动力学(QCD)。直到今天，我们对于色相互作用的理解还远远不够，对它们的研究是当今高能核物理学的重要课

题之一。

与描述一种荷(即电荷)之间的电磁相互作用的量子电动力学(QED)不同，描述三种荷(即三种色)之间的色相互作用的QCD是非Abelian规范场论。“非Abelian”意味着不可对易性，即描述三种色荷的矩阵间的乘法是不可对易的， $AB \neq BA$ 。这种性质导致QCD具有迥异于QED的性质，比如，传递色相互作用的胶子本身也是带色荷的，因而胶子之间也有色相互作用。而在QED中，传递电磁相互作用的光子是电中性的，光子之间没有直接相互作用。QCD的这种非Abelian性质导致了色相互作用的两个重要的特征：高能区间的渐近自由和低能区间的色禁闭。

渐近自由是指，当两个色荷距离很近(按照量子力学的测不准关系，即能量很高)时色相互作用变弱(注意，电磁相互作用在距离很近时变强)。这一性质是由Gross和Wilczek以及Politzer在1973年分别独立发现的<sup>[1]</sup>，他们也因此获得2004年诺贝尔物理学奖。渐近自由根源于胶子带色荷这一事实：带色的胶子对色荷有反屏蔽效应，而这反屏蔽效应要强于夸克一反夸克造成的屏蔽效应，从而使得距离色荷越远感受到的有效色荷越多，即相互作用越强；越近感受到的有效色荷越少，即相互作用越弱。而对于QED来说，光子是不带电的，无法提供对电荷的反屏蔽，电荷只受到电子—正电子的屏蔽效应，从而距离电荷越远感受到的有效电荷越少。QCD的渐近自由告诉我们，在足够高的能量下，色相互作用会变得很弱以至于无法将夸克和胶子束缚在强子中，从而有可能形成一种新的，由夸克和胶子作为基本自由度的物质形态，即QGP。

与此相反，色禁闭是指在大距离或者低能量时，夸克和胶子束缚在色中性的强子中。这导致孤立的夸克和胶子是无法被观测到的。事实上，我们确实从未观测到过孤立的夸克和胶子。尽管大多数人都相信色禁闭是可以从QCD推导出来的，而且大量的基于格点QCD的计算也支持色禁闭，但迄今为止还没有人能够严格地证明这一点。这一难题是新世纪七大百万奖金数学难题

之一。

综上所述，随着能量的增加，色禁闭会被打破，夸克和胶子会从强子中释放出来，其临界能量被称为QCD的禁闭能标， $\Lambda_{\text{QCD}}$  约为200 MeV。若把这一能标换算为温度，即得到能使夸克和胶子退禁闭的临界温度， $T_c$  约为  $2.3 \times 10^{12}$  K。这是极高的温度，它比太阳的表面温度(大约6000 K)还要高近4亿倍。因此，实现解禁闭的条件极为苛刻，在地球表面上只有相对论重离子碰撞实验才能做到这一点。

## 2 量子色动力学的相结构

如何使夸克和胶子获得足够的能量从强子中解禁闭？有两种可能的解禁闭的图像。第一种方法是给强子体系加热。随着温度的升高，越来越多的强子从真空中被激发出来。当强子的数量大到它们的波函数彼此重叠时，夸克和胶子就不再属于某个强子，而是在整个体系中运动。这时，基本的热力学自由度不再是强子而是夸克和胶子，强子系统就转变为夸克和胶子系统，即QGP。按照上文的讨论，临界温度  $T_c$  大约为200 MeV。此估计得到了格点QCD理论计算的支持<sup>[2]</sup>。

第二种方法是压缩强子物质。保持温度不变(比如  $T=0$ )，但对体系进行压缩。随着体系体积的缩小，强子数密度越来越大，也能使强子波函数互相重叠，从而使得夸克不再束缚于某个强子，强子物质转变为退禁闭的夸克胶子物质。在  $T=0$  但有限核子数密度的情况下，无法进行QCD格点计算，不能直接从QCD得到解禁闭的临界核子数密度。有效模型估计该临界密度大概为几倍于上文提到的正常核物质的密度  $n_0$ 。基于上述讨论，可以定性地估计在温度—重子数密度  $n_B$  (强子分为重子和介子两类，核子属于重子)或者温度—重子化学势  $\mu_B$  平面上的QCD相图：低温低密度时体系处于强子相，而高温高密度时处于夸克胶子物质相。

上文的讨论都是解禁闭相变。按照Landau相变理论，体系对称性的改变就是相变。QCD理论

的另一个重要的对称性是手征对称性。把夸克分成右手和左手两类：夸克的自旋方向和动量方向平行的是右手，反平行的是左手。在忽略夸克质量时，QCD的哈密顿量在左手和右手互换这种手征变换下保持不变。但是作为QCD的质量本征态的强子却不具有手征对称性，两个被手征变换关联着的强子可以有非常不一样的质量，这一现象叫手征对称性自发破缺。类似于QED中电子—电子的Cooper对凝聚，手征对称性的自发破缺由夸克—反夸克对的凝聚导致。手征对称性破缺的重要意义在于产生强子质量：我们周围物质质量的97%来源于手征对称性的自发破缺。类似于普通超导体中Cooper对凝聚会在高温下溶解一样，手征凝聚在高温下也会溶解，从而使手征对称性恢复。另一方面，由于夸克和反夸克携带相反的重子数，它们的费米面高度差会使得夸克与反夸克的配对变得困难。当重子数密度充分高时，夸克—反夸克凝聚消失，手征对称性恢复。这个从自发破缺到恢复的过程称为手征相变。对于解禁闭和手征恢复两个临界温度的关系，1983年Kogut等人的格点QCD计算显示<sup>[3]</sup>，至少在重子数密度为零时，退禁闭相变温度和手征相变温度是重合的，这一点被后来大量的格点计算验证。

80年代以来，人们做了大量的工作来研究QCD相图。目前为止我们对QCD相图的理解可以概括在图1中。相比于初期的相图，图1丰富了很多，其中有如下几个显著的特征，它们标志了过去30多年我们对QCD相图理解的不断进步。

(1)手征临界点。如果轻夸克u和d是无质量

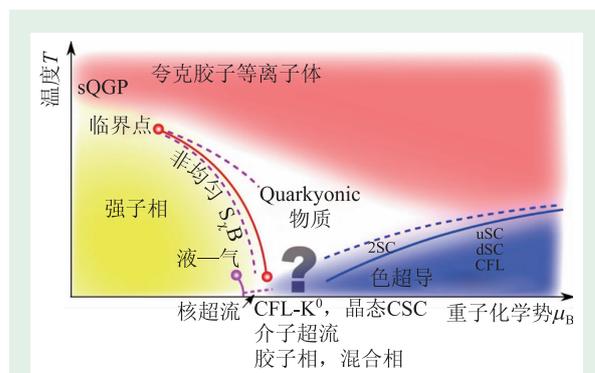


图1 QCD相图<sup>[4]</sup>

的,  $\mu_B = 0$  时的格点 QCD 表明手征相变是一个二阶相变。但是, 实际情形中 u 和 d 夸克都有一个小质量, 使得手征相变实际上是一个光滑过渡 (crossover)。另一方面, 在温度较低时, 大量的模型计算显示手征相变是一阶相变。基于此, 在 1989 年 Asakawa 和 Yazaki 就猜测手征相变线上应该存在一个临界点, 它是一阶相变线的终止点(如同水的临界点一样)<sup>[5]</sup>。但是手征临界点的存在以及位置仍然是没有解决的问题, 它的寻找和定位是当前相对论重离子碰撞实验的重要任务之一。

(2) 色超导相。普通的电超导体是由于在费米面附近的两个电子配成 Cooper 对, 而后在低温下发生凝聚造成的。这种凝聚使得对应于电荷守恒的 U(1) 定域对称性自发破缺。类似的, 在高重子化学势下, 夸克的费米面附近也会发生由两个夸克配成的 Cooper 对, 在低温下这些 Cooper 对也会凝聚。由于 Cooper 对不是色中性的, 这种凝聚就破坏了色荷的 SU(3) 定域对称性, 所以叫色超导。值得一提的是, 产生配对的吸引相互作用在 QED 中只有在集体激发模式(声子)层次才会出现, 而在 QCD 中可以在基本的夸克胶子层次出现。这使得色超导是一种“高温超导”。利用微扰 QCD 研究色超导有很长的历史, 但直到 1998 年才发现在 QCD 中可以产生很大的夸克 Cooper 对凝聚<sup>[6]</sup>, 从而可能对致密 QCD 物质的状态方程和输运性质有重大影响, 特别是会强烈影响我们对中子星物理的认识。之后, 人们对色超导相进行了大量的研究。到目前为止, 对于极端高重子数密度区间的色超导态有了较好的理解, 因为这时我们可以做可靠的微扰 QCD 计算。但在密度不是很高时(这实际上是我们关心的物理区间)由于缺乏基于微扰 QCD 的理论计算和基于格点 QCD 的非微扰计算, 我们的理解还很有限。

(3) Quarkyonic 物质。在  $\mu_B = 0$  时, 手征相变和解禁闭相变在同一个临界温度处发生。那么在  $\mu_B \neq 0$  时, 这两个相变是否同时发生呢? 2007 年 McLerran 和 Pisarski 对这一问题做了深入的思考<sup>[7]</sup>。他们发现, 在大  $N_c$  极限下 ( $N_c$  为色的数目), 零温时的退禁闭相变不会发生, 而当  $\mu_B > N_c A_{\text{QCD}}$

时, 体系处于一种禁闭的相, 但手征对称性却是恢复了。在这种相中, 夸克费米面之上的激发都是色中性的重子, 因此他们称之为 quarkyonic (quark+baryon) 物质。在真实的物理世界,  $N_c = 3$  是一个有限的数, 但类似于 quarkyonic 物质的相也有可能存在, 它大概占据的位置在中等密度区间, 如图 1 所示。

上文只讨论了  $T-\mu_B$  平面上的相图。考虑到同位旋化学势、外磁场等等新的外参量后, QCD 相图会拓展到高维空间, 并显示出更加丰富多彩的结构。在这里不展开讨论, 有兴趣的读者可以参考相关的综述文献, 例如文献[8]。

### 3 相对论重离子碰撞

要寻找解禁闭和手征对称性恢复的夸克胶子物质, 需要温度或重子数密度非常高。哪些物理环境能实现这样苛刻的条件呢? 基于宇宙学的猜测, 宇宙在大爆炸之后大概  $10^{-11}-10^{-6}$  s 的时间段很可能处于重子数几乎为零的 QGP 相。另外, 低温高密度的夸克物质很可能存在于致密星体的中心。在地面上, 唯一有可能实现解禁闭和手征恢复相变的手段是相对论重离子(核)碰撞: 将两个重核加速到接近光速后使它们对头碰撞, 产生高温条件。

目前正在运行的相对论重离子碰撞实验主要有美国 Brookhaven 国家实验室的相对论重离子碰撞机(Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC)和欧洲核子中心的大型强子碰撞机(Large Hadron Collider, LHC)。前者从 2000 年开始运行, 质心系最高对撞能量为每对核子 200 GeV, 主要实验组是 STAR 和 PHENIX; 后者从 2010 年开始运行, 目前最高能量为 5.02 TeV, 进行重离子实验的主要实验组是 ALICE。中国科学家深度参与了 STAR 和 ALICE 探索 QGP 的实验工作。

在 RHIC 和 LHC 上, 相对论重离子碰撞发生的空间尺度大约为碰撞核的几何尺度, 即 10 fm, 时间尺度也大约只有 10 fm(相当于  $10^{-23}$  s)。碰撞过程的时空演化见示意图 2。加速后的两个原子

核的运动速度非常接近光速(在 RHIC 达到光速的 99.996%，在 LHC 达到 99.99998%)。如此高速的核碰撞是剧烈的非弹性碰撞，大量的夸克和胶子被激发出来，在碰撞中心形成一团数密度极高的夸克胶子物质。通过剧烈的散射、融合或碎裂，使得体系在约 1 fm 的时间尺度内就达到定域热平衡。这团处于定域热平衡的物质就是 QGP。由于夸克和胶子的密度如此高，平均自由程很小，体系的演化可以用相对论流体力学描述。随着体系的不断膨胀，温度和密度不断下降，当温度降到解禁闭临界温度  $T_c$  时，发生从 QGP 到强子物质的相变，即强子化，时间大概在 5—10 fm。强子化是一个非微扰过程，流行的描述方法是统计并合模型<sup>[9]</sup>。强子化之后的强子气体依然有相互作用，它们之间发生着弹性和非弹性散射，并进一步膨胀冷却。当体系膨胀到足够大以至于两个强子间发生弹性散射的几率接近零时，强子就从体系中冻出(Freeze-out)并最终被探测器捕捉到。

#### 4 夸克胶子等离子体及其探针

从相对论重离子碰撞的时空演化看，即使产生了 QGP 这一新的物质形态，也是在碰撞的早期。随着体系的膨胀，QGP 将演化成强子气体，在实验上观察到的都是末态强子。因此，QGP 不能被直接观测到，QGP 的性质要通过分析末态粒子加上可靠的理论计算才能得到。那些对碰撞早期物态敏感的末态粒子就称作 QGP 的探针。下面通过几种敏感的探针来了解 QGP 的一些激动人心的奇妙性质。

(1)完美的流体。不同流体的特征由状态方程和各种输运系数(例如切向粘滞系数、体粘滞系数、热导率等)描述。对于 QGP，其状态方程和输运系数由有限温度 QCD 提供。切向粘滞系数  $\eta$  表征了流体内不同流层之间当流速不同时的内在摩擦力的大小，决定了流体可流动性的好坏。人们通常用  $\eta/s$  ( $s$  表示熵密度)来表征流体可流动性的好坏。注意，即便对于超流体来说， $\eta/s$  也不为零。2004 年，Kovtun, Son 和 Starinets 提出：

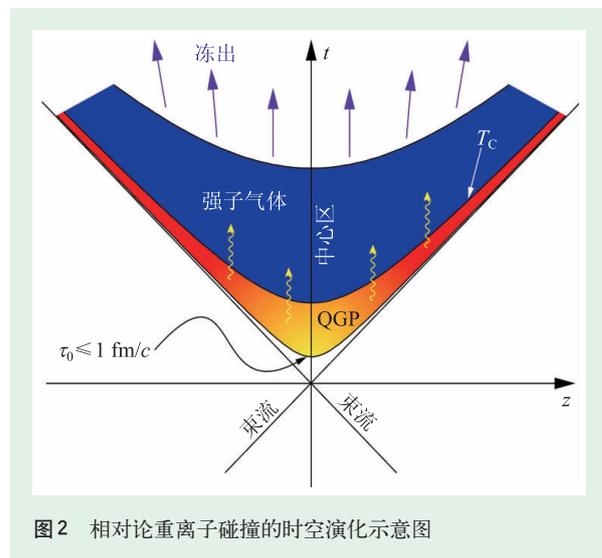


图2 相对论重离子碰撞的时空演化示意图

对一般量子系统有  $\eta/s \geq 1/(4\pi)$ ，即 KSS 不等式<sup>[10]</sup>。除了水之外，超冷原子气体、超流氦液体和 QGP 是目前已知的可流动性最好的 3 种流体。特别是 QGP，这种目前地面上能实现的温度最高的多粒子系统，具有最小的  $\eta/s$ 。从这个意义上讲，QGP 是我们现在所知道的最完美的流体(perfect fluid)。

如何在相对论重离子碰撞实验中测量切向粘滞系数呢？当两个核发生非对心碰撞时，碰撞区间在垂直于入射方向的平面上是一个椭圆，因此产生的 QGP 也具有椭圆形状的空间分布。考虑到 QGP 流体在椭圆短轴方向的压力梯度比长轴方向要大，QGP 在短轴方向的膨胀更快。这样，强子化之后末态可观测粒子在短轴方向的动量就大于在长轴方向的动量。这个动量差别在实验上是可以测量的，称为椭圆流。椭圆流表征了末态粒子的动量空间分布对初态 QGP 的坐标空间分布的流体力学响应。显然，这个响应是依赖于 QGP 的粘滞系数的。定性地说，切向粘滞系数越大则末态椭圆流就会越小。通过分析 RHIC 和 LHC 的椭圆流数据发现，相对论重离子碰撞产生的不同强子都有很大的椭圆流，见图 3，从而说明了 QGP 具有很小的切向粘滞系数。

(2)消失的喷注。重离子碰撞中产生的 QGP 的切向粘滞系数很小，说明 QGP 的成分(即夸克和胶子)有很强的长程关联，或者说有很强的相互作用

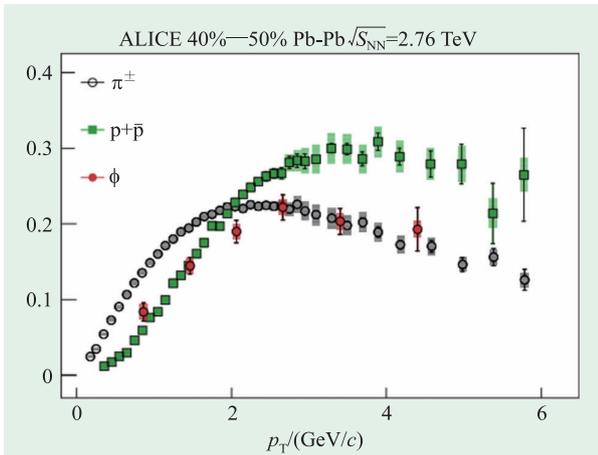


图3 在LHC测量的各种末态强子的椭圆流作为动量的函数<sup>[11]</sup>

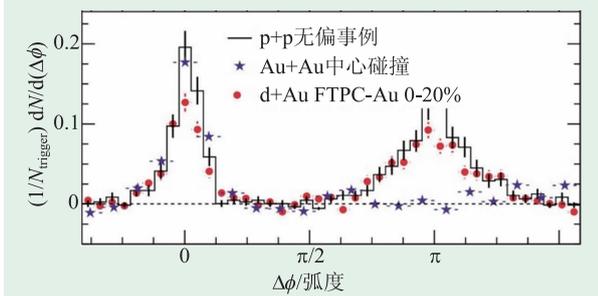


图4 在RHIC测量的两粒子角分布<sup>[13]</sup>

用，称为强耦合QGP。强耦合QGP的一个显著现象是喷注淬火。在基本碰撞过程，例如电子—电子碰撞或者质子—质子碰撞中，有可能产生两个背对背运动的高能夸克或胶子，它们最后碎裂成两束背对背的高动量强子流，称为喷注。如果在重离子碰撞中也产生了两个背对背运动的高能夸克或胶子，它们在强耦合QGP中运动时会由于剧烈的相互作用而损失能量，就像子弹射入水中损失能量一样。这使得本来有望形成的高能喷注不能实现，称为喷注淬火<sup>[12]</sup>。如果这两个背对背运动的高能夸克或胶子形成在QGP火球的边缘，那么其中一个很容易飞出QGP，而另一个则穿过整个QGP火球损失掉很多能量。这样，实验上就会出现单喷注的事例。图4给出的就是RHIC的STAR实验组测量的两粒子角分布。在质子—质子碰撞和氩核—金核碰撞中，在背靠背的两个方向(0°和180°方向)都发现了喷注。但在金核—金核碰撞中只发现了0°方向的喷注，而180°方向的喷注消失了。这充分说明了在RHIC的金—金碰

撞中产生了强耦合的QGP。

(3)迷人的重夸克偶素。重夸克偶素是指由重夸克(例如粲夸克c和底夸克b)和它的反夸克形成的介子，例如 $J/\psi$  ( $c\bar{c}$ )和 $\Upsilon$  ( $b\bar{b}$ )。如上所述，一般强子是在QGP火球的温度降到 $T_C$ 时通过强子化生成的。但重夸克的质量大，在QGP中很难产生，主要通过初始的硬过程产生。这样，重夸克偶素主要是在QGP形成之前产生的，要穿过QGP火球后才能被探测到。众所周知，电磁等离子体的一个重要特征是Debye屏蔽。把一个由正反电荷构成的束缚态放在等离子体中，两个电荷之间的吸引相互作用不再是长程的Coulomb势， $V \sim 1/r$ ，而是有限力程的Yukawa势， $V \sim 1/r e^{-r/r_D}$ ，其中屏蔽长度 $r_D$ 表示屏蔽后相互作用的力程。当 $r_D$ 小于两个电荷之间的距离时，束缚态便解体了。这种屏蔽同样发生在QGP中。构成重夸克偶素的两个正反夸克之间的色相互作用可用Cornell势来定性表示， $V(r) \sim \sigma r - \alpha/r$ ，其中第一项在 $r$ 很大时占主导，表示了强相互作用在长距离时的色禁闭性质，第二项在 $r$ 很小时占主导，表示了强相互作用在短距离时的Coulomb特性。当重夸克偶素穿过QGP时，Cornell势受到带色的QGP的屏蔽，相互作用力程变短。当屏蔽长度 $r_D$ 小于重夸克偶素的尺度(对于 $J/\psi$ ，约为0.5 fm)时，重夸克偶素就解体了。这样，在末态观测到的重夸克偶素就要减少。这就是1986年Matusi和Satz提出的 $J/\psi$ 压低<sup>[14]</sup>，被认为是探测QGP形成的一杆冒烟的枪。可是，当重离子的碰撞能量增高到RHIC，特别是LHC能量时，QGP中的重夸克数目也会比较大，重夸克偶素也能在QGP中通过并合机制产生，称为重产生<sup>[15]</sup>。考虑到初始硬过程产生的重夸克偶素具有高动量，而重产生的粒子的动量比较小，可以用横动量分布来区分重夸克偶素的产生机制<sup>[16]</sup>。图5显示的是在LHC能量的 $J/\psi$ 粒子的椭圆流分布，与轻强子类似的椭圆流说明 $J/\psi$ 主要来自重产生，而且重夸克在QGP中得到了充分的热化。

(4)最强的磁场。容易想象，两个带正电的核以接近光速进行非对心碰撞时，会在中间产生极强的

电磁场。计算表明,对于RHIC能量(200 GeV)的金核—金核碰撞,如果两个核的中心距离(碰撞参数)为5 fm,磁场强度为 $10^{19}$  Gauss,而对于LHC能量(2.76 TeV)的铅核—铅核碰撞,同样碰撞参数下,磁场强度可达 $10^{20}$  Gauss<sup>[18]</sup>。这是目前自然界中最强的磁场,比一般中子星的磁场还要高出7—8个数量级。这个强磁场远远大于u和d夸克的质量平方,因而会影响QGP的性质。最近几年关于磁场中QGP的研究发展很快,一些新奇的磁场效应以及它们可能的观测方法被提出来。比如,磁场可能会造成早期光子、双轻子和重夸克偶素的各项异性发射。特别是磁场可能会诱导出手征磁效应(CME)<sup>[19]</sup>等反常输运现象,从而可以用来探测QCD的规范场拓扑结构。

QCD中规范场的基态是简并的,不同的简并态具有不同的拓扑结构。由于不同的基态间被很大的能量势垒隔开,在温度为零时基态之间的跃迁只能通过量子隧穿效应实现,几率非常小。但是当温度很高时,可以通过越过势垒来实现跃迁,这就是所谓的sphaleron造成的经典跃迁。所以,人们期望在重离子碰撞产生的高温QGP环境下有可能发生这种跃迁。当经典跃迁发生时,胶子可以通过QCD层次的手征反常把右手夸克转化为左手夸克或者相反,从而使得左右手夸克的数目有差别。由于夸克是带电的,这个差别可以通过与磁场的相互作用来探测。实验上,人们通过测量带电粒子的关联来研究CME引起的电荷分离:同种电荷的关联小于零,而不同电荷的关联大于零。RHIC和LHC的实验确实探测到了类似的关联,见图6。问题是,这种关联也可能是由其他机制导致的。如何确定这种关联产生的机制将是近期实验研究的一个重点<sup>[21]</sup>。

上文从4个方面介绍了QGP的性质,以及人们是如何在重离子碰撞实验中探测和研究它们的。可以看到,QGP是极端高温、极端高能量密度、具有极好的流动性、同时处于极强的磁场中的新的物质形态。需要指出的是,这4个方面只是QGP的众多奇妙之处的一部分,许多其他有趣的特性在本文没有篇幅去展开讨论,

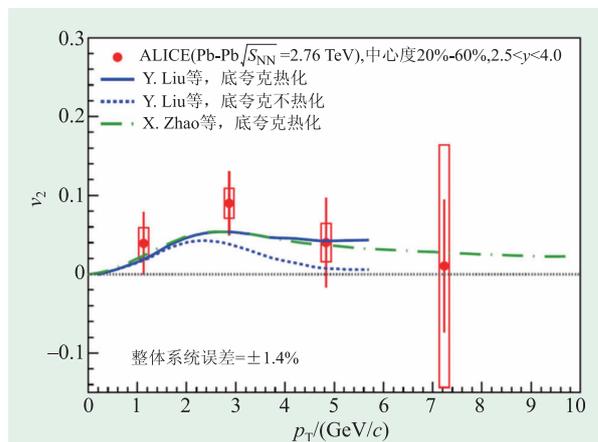


图5 在LHC测量的J/ψ 粒子椭圆流分布<sup>[17]</sup>

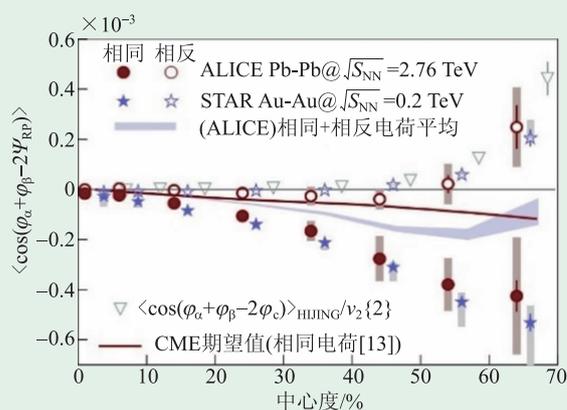


图6 STAR与ALICE实验组关于CME探测的实验结果<sup>[20]</sup>

读者若感兴趣可以从众多的文献(例如[22])中获得答案。

## 5 结束语

本文介绍了强相互作用物质在高温高密强磁场等极端条件下的相结构,并着重介绍了在量子色动力学相图中占有重要地位的夸克胶子等离子体的性质及其在相对论重离子碰撞实验中的信号。量子色动力学相结构和夸克物质的研究既是当前快速发展的高能核物理前沿,又是一个交叉研究领域,与粒子物理、早期宇宙、致密星体、凝聚态物理、冷原子物理等研究方向紧密关联,许多问题具有共同的物理背景。深入研究将有助于我们理解甚至解决物质结构和物质状态的一些基本问题。

## 参考文献

- [1] Gross D J , Wilczek F. Phys. Rev. Lett., 1973, 30: 1343; Politzer H D. Phys. Rev. Lett., 1973, 30: 1346
- [2] Karsch F, Laermann E, Peikert A. Phys. Lett. B, 2000, 478: 447
- [3] Kogut J B *et al.* Phys. Rev. Lett., 1983, 50: 393
- [4] Fukushima K, Hatsuda T. Rep. Prog. Phys., 2011, 74: 014001
- [5] Asakawa M, Yazaki K. Nucl. Phys. A, 1989, 504: 668
- [6] Alford M, Rajagopal K, Wilczek F. Phys. Lett. B, 1998, 422: 247; Rapp R, Schäfer T, Shuryak E, Velkovsky M. Phys. Rev. Lett., 1998, 81: 53
- [7] McLerran L, Pisarski R D. Nucl. Phys. A, 2007, 796: 83
- [8] Huang M. Int. J. Mod. Phys. E, 2005, 14: 675; He L, Mao S, Zhuang P. Int. J. Mod. Phys. A, 2013, 28: 1330054
- [9] Fries R J, Greco V, Sorensen P. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 2008, 58: 177
- [10] Kovtun P, Son D T, Starinets A O. Phys. Rev. Lett., 2005, 94: 111601
- [11] ALICE Collaboration. JHEP, 2015, 1506: 190
- [12] Wang X N, Gyulassy M. Phys. Rev. Lett., 1992, 68: 1480
- [13] STAR Collaboration. Phys. Rev. Lett., 2003, 91: 072304
- [14] Matsui T, Satz H. Phys. Lett. B, 1986, 178: 416
- [15] Braun-Munzinger P, Stachel J. Phys. Lett. B, 2000, 490: 196
- [16] Yan L, Xu N, Zhuang P. Phys. Rev. Lett., 2006, 97: 232301
- [17] ALICE Collaboration. Phys. Rev. Lett., 2013, 111: 162301
- [18] Deng W T, Huang X G. Phys. Rev. C, 2012, 85: 044907
- [19] Kharzeev D E, McLerran L D, Warringa H J. Nucl. Phys. A, 2008, 803: 227
- [20] ALICE Collaboration. Phys. Rev. Lett., 2013, 110: 012301
- [21] Huang X G. Rep. Prog. Phys., 2016, 79: 076302
- [22] Wang X N (eds). Quark-Gluon Plasma 5. Singapore: World Scientific Publishing Co., 2016



**ILOPE - 2017 北京光电周**  
**中国国际激光、光电子及光电显示产品展览会**  
 China International Lasers, Optoelectronics and Photonics Exhibition

**2017.10.11-13**  
 中国国际展览中心（静安庄馆）



北京华港展览有限公司  
 Tel: +86-10-84600314, 84600836  
 84600343, 84600384  
 Email: zhanghaijiao@ciec.com.cn  
 chendeyun@ciec.com.cn  
 wangxinyan@ciec.com.cn  
 menglin@ciec.com.cn



中国光学光电子行业协会  
 Tel: +86-10-84321499  
 Email: coema@coema.org.cn

扫码关注



体验国内外光电行业  
 展会“一站式”服务!