RHIC能区重味强子的实验测量

张一飞^{1*}, 谢冠男^{1,2}, 张生辉^{1,3}, 董昕⁴

1. 核探测与核电子学国家重点实验室, 中国科学技术大学, 合肥 230026;

2. 伊利诺伊州立大学芝加哥分校, 芝加哥 60607, 美国;

3. 兰州大学第二医院, 兰州 730030;

4. 劳伦斯伯克利国家实验室, 伯克利 94720, 美国

*联系人, E-mail: ephy@ustc.edu.cn

收稿日期: 2019-02-20; 接受日期: 2019-03-28; 网络出版日期: 2019-06-11

国家重点基础研究发展计划(编号: 2014CB845400)、国家自然科学基金(编号: 11890712)、安徽省杰出青年基金(编号: 1808085J02)和中国科学院B类先导科技专项培育项目(编号: XDPB09)资助

摘要 本文通过介绍重味强子与重味衰变电子的核修正因子与椭圆流的实验测量, 总结与回顾了近年来高能重离子碰撞RHIC能区重味强子的实验进展. 最新的测量结果表明, 高横动量区 D^0 介子与重味衰变电子的核修正因子有显著压低, 且程度与轻强子相当, 说明粲夸克在碰撞产生的夸克胶子等离子体介质中有强耦合并且损失能量; 同时测到了显著的 D^0 介子椭圆流与重味衰变电子的椭圆流, 且其数值与轻强子相当, 符合流体动力学特征. 这两个实验证据都说明了粲夸克与碰撞产生的核介质有很强的相互作用. 通过实验与模型的比较定量提取了粲夸克扩散系数等核物质的关键特征参数.

关键词 重离子对撞, 重味, 核修正因子, 集体流

PACS: 25.75.-q, 25.75.Cj, 21.65.Qr

1 引言

宇宙大爆炸理论认为在宇宙诞生初期极端高温高密度条件下, 由于强相互作用被束缚在强子中的夸克与胶子可以解除禁闭, 从而产生一种新物质形态——夸克胶子等离子体(Quark-Gluon Plasma, QGP). 寻找和研究这种新物质形态, 是人类认识物质基本结构、探索宇宙起源最基本的科学问题, 也是21世纪重大科学问题之一.

量子色动力学(Quantum Chromodynamics, QCD)

是描述夸克与胶子强相互作用的非阿贝尔规范理论. 过去的近半个世纪, 大量的基于QCD的描述夸克胶子等离子体的理论和模型发展迅速, 成为最前沿的科学热点之一. 实验上, 人们通过将重离子加速到很高的能量, 并使其对撞, 产生极高的温度和能量密度, 以模拟宇宙大爆炸初期的极端环境. 近20年来, 在美国布鲁克海文国家实验室的相对论重离子加速器(Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC), 位于欧洲核子中心(CERN)的大型强子对撞机(Large Hadron Collider, LHC)上的诸多实验表明, 一种类似强耦合的夸克胶子等离子体

引用格式: 张一飞, 谢冠男, 张生辉, 等. RHIC能区重味强子的实验测量. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2019, 49: 102003

Zhang Y F, Xie G N, Zhang S H, et al. Heavy flavor hadron measurement at RHIC (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2019, 49: 102003, doi: 10.1360/SSPMA-2019-0051

的QCD物质在高能重离子对撞中产生^[1-5]. 其中有两个关键的实验证据: 1) 高横动量(p_T)的粒子产额压低与喷注淬灭, 表明粒子在这种热核物质中损失了大量的能量, 甚至被完全吞噬; 2) 末态粒子的各向异性流表明这种核物质具有流体动力学特征.

重离子是剥离了外层电子的重原子核, 如金核含197个核子. 金核金核对撞, 并不是简单的197个核子互相独立的对撞的叠加, 实际上对于一个非中心碰撞而言, 只有重叠区域的核子会发生撞击而其余核子继续向前飞行, 发生对撞的核子称为“参与者粒子”, 继续飞行未参与碰撞的核子称为“旁观者粒子”. 即便是参与者粒子之间的对撞也不仅仅是简单的各个独立的核子之间的对撞叠加, 是一个非常复杂的复合系统. 一个基于统计学与有限光学近似的Glauber模型可以较好地描述这个碰撞系统的几何参量, 并可以预言碰撞后产生的粒子多重数分布与碰撞中心度^[6]. 实验上研究核效应通常用“核修正因子”这一观测量, 其定义为: 核-核碰撞中测量的单位横动量单位快度 y 下粒子产额 $dN^{AA}/(dp_T dy)$ 与质子质子碰撞中的产额 $dN^{pp}/(dp_T dy)$ 之比, 并修正“两体碰撞数” N_{coll} . N_{coll} 由Glauber模型给出:

$$R_{AA} = \frac{dN^{AA}/(dp_T dy)}{N_{coll} dN^{pp}/(dp_T dy)}. \quad (1)$$

如果这个比值为1, 说明没有核效应, 核核碰撞的结果仅仅是 N_{coll} 次质子质子对撞的简单叠加, 相反, 任何偏离1的现象都意味着背后核效应引起的产额变化.

位于RHIC环上6点钟位置的STAR (Solenoidal Tracker At RHIC)实验, 在每核子对质心能量200 GeV的金金碰撞中测量了轻味强子的核修正因子随粒子横动量的分布, 如图1(a)所示, 发现在中心碰撞中, 高横

动量区粒子产额显著压低, 这说明轻强子在与核介质相互作用过程中丢失了大量的能量, 很多高横动量的粒子因能量丢失而横动量减小了, 而低横动量的粒子则有很大的几率被介质给吞灭了^[7]. 这与双粒子关联“喷注淬灭”的现象是一致的. 双粒子关联角分布的实验测量结果如图1(b)所示, 在近角区($\Delta\phi \sim 0$), 触发筛选的喷注可以看到很强的关联峰. 我们把金金中心碰撞、氙金、质子质子碰撞的结果都在近角归一到一起, 发现远角区($\Delta\phi \sim \pi$)氙金与质子质子碰撞仍然能看到一个峰, 但是金金中心碰撞却看不到了, 这说明在金金中心碰撞中背向的远角关联的喷注被介质给“吃掉了”, 这就是著名的“喷注淬灭”^[8].

在重离子非中心对撞中, 重叠部分的核子分布状如橄榄球. 设重离子束流方向为 z 轴, 两非中心对撞的核的几何中心之间的距离为碰撞参数 b , 沿 x 轴方向. 则 x - z 构成的平面为反应平面, 如图2(a)所示. 碰撞形成的核物质在初始时刻的空间位置上部分子分布具有各向异性, 在 x 和 y 方向上有不同的部分子密度, x 方向的压力梯度要大于 y 方向, 如图2(b)所示. 经过集体相互作用之后, 坐标空间的各向异性转化为动量空间的各向异性, 如图2(c)所示. 这种动量空间的各向异性被称为椭圆流, 其数值上的大小可由粒子相对于反应平面的方位角分布的傅里叶展开的二阶系数 v_2 ($n=2$)来表示^[9],

$$v_n = \cos[n(\phi - \Psi_r)], \quad (2)$$

其中 ϕ 为粒子方位角, Ψ_r 为反应平面角.

STAR实验在质心能量200 GeV的金金碰撞中测量了轻味和奇异强子的椭圆流 v_2 随横动量 p_T 的分布^[10,11]. 发现轻味和奇异强子有非常显著的椭圆流, 说

图 1 (网络版彩图)轻味强子核修正因子(a)与双粒子关联角分布(b)

Figure 1 (Color online) Nuclear modification factor (a) and two-particle azimuth correlations (b) for light flavor hadrons.

图 2 (网络版彩图)重离子碰撞中椭圆流的形成
Figure 2 (Color online) Elliptic flow build-up in heavy-ion collisions.

明轻味夸克与奇异夸克与对撞产生的热核物质有很强的相互作用. 而这种椭圆流在低横动量区出现的粒子质量依赖, 可以用流体动力学很好的解释, 是核介质流体特性的重要实验证据. 此外, 实验发现, 如果把粒子的静止质量减掉(扣除质量依赖), 并将 v_2 和 $m_T - m_0$ (其中, $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$)都除以强子的组分夸克数(介子为2, 重子为3), 所有的实验数据都符合一个统一的函数, 呈现一种组分夸克数的标度性, 这被认为是QGP物质中夸克解禁闭的一个实验依据^[12].

重味夸克(粲、底)的质量很大, $m_c \sim 1.3 \text{ GeV}/c^2$, $m_b \sim 4.8 \text{ GeV}/c^2$, 相比轻夸克和QCD能标(Λ_{QCD})要大得多. 因此重味夸克的产生需要足够大的能动量转移, 主要在重离子对撞的初期通过强散射产生, 其产生截面可以用微扰QCD来计算^[13,14]. 重味夸克的产生时间较早, 因此有很大的几率经历比较完整的QCD物质的演化过程, 因此重味夸克是研究QCD物质十分理想的探针, 如图3所示.

微扰QCD理论预言, 夸克在介质中运动, 会辐射胶子损失能量, 这个胶子辐射角会受到夸克质量的压制, 因此越重的夸克辐射能损越小, 这就是著名的“死角”效应^[15-17]. 实验上测量重味强子核修正因子, 可以

图 3 (网络版彩图)重味产生与在QCD物质演化过程中的运输示意图
Figure 3 (Color online) Heavy flavor production and traversing along the evolution of QCD matter.

检验重味夸克的能损机制, 对理解夸克与介质相互作用和能损的质量依赖, 就显得非常重要.

1827年, 英国植物学家布朗^[18]在花粉颗粒的水溶液中观察到花粉持续的无规则运动, 这便是我们熟知的布朗运动. 1905年, 爱因斯坦提出分子在流体中的扩散方程, 后发展为朗之万方程(式(3)), 从理论上解释了布朗运动^[19,20]. 佩兰实验验证了这一方程, 提取了液体传输粒子的输运系数^[21], 获得了1926年诺贝尔物理学奖.

$$\frac{d\mathbf{p}^i}{dt} = -\eta_D \mathbf{p}^i + \xi^i(t), \quad (3)$$

其中 $\mathbf{p}^i$ 为粒子动量, η_D 为阻尼系数, ξ^i 描述涨落引起的扩散.

类似地, 我们可以通过一个简单的物理图像来理解重味夸克在QCD物质中的相互作用, 如图4所示, 设想一个重味夸克在一个不断膨胀不断冷却的系统中, 将受到集体运动的轻夸克的冲击, 就像花粉在热水中的布朗运动, 轻夸克就好比水分子, 不断地与重味夸克这个“花粉”相互作用. 只有经受充分的相互作用, 重夸克才有可能被“推动”参与到集体运动中来. 而热力学告诉我们, 其结果使得能量充分交换, 体系将会达到一个热力学平衡的状态, 具有同一个温度. 因此测量重味强子的流的集体运动特性, 研究重味夸克与介质相互作用与QCD物质强耦合特征, 提取QCD物质热力学参数, 如温度、黏滞度、输运系数等都有非常重要的意义^[22,23].

那么重味夸克是否参与集体运动, 是否能建立起集体流; 在RHIC能区, 重味强子集体流大小与轻味和奇异强子相比如何; 重味夸克是否也已达到热化; QGP

图 4 (网络版彩图)重味夸克-介质相互作用与集体流示意图

Figure 4 (Color online) Heavy quark-medium interactions and collective flow.

物质输运重味夸克的图像是怎样的等, 这些基本问题是研究重味与QGP介质相互作用, 获取QGP物质强耦合特性的关键。

本综述总结了RHIC能区D介子与重味衰变的电子(HFE)的核修正因子、椭圆流 v_2 的实验测量方法、测量结果, 并就相关的物理进行讨论。

2 实验测量方法

2.1 触发与事例

一次金核金核碰撞定义为一个事例, 通常采用束流线上的探测器来触发事例的数据获取。例如, STAR的顶点位置探测器(VPD)^[24], 对撞点的东西两侧在赝快度 $4.4 < |\eta| < 4.9$ 的位置各有一个, 对撞发生时, 要求这两个探测器同时有信号。通常把这样获取的事例称为最小偏置事例。例如, STAR D介子核修正因子的实验分析采用了2010, 2011, 2014年不同的运行期的数据, 其中2010+2011共8亿金核碰撞的最小偏置事例, 2014年STAR重味径迹探测器HFT^[25,26]升级后获取了9亿金核碰撞的最小偏置事例。此外, 由于束流亮度的提高, 使得在探测器响应时间的一个周期内可能会出现多个对撞事例的堆叠, 因此我们通常要求VPD测量的顶点与时间投影室TPC^[27]径迹重建的顶点之间有强关联, 来压低这种事例堆叠。事例顶点在束流线上的分布可以很宽, 对于STAR TPC重建的顶点来说, 可以覆盖 ± 60 cm。2014年, STAR升级装入的重味径迹探测器HFT, 其内层靠近束流管, 为保证其接收度, 要求TPC重建的对撞顶点在 ± 6 cm之内。通过测量每个事例中心快度区的末态带电粒子多重数, 并与Glauber模型比较

修正后, 可以用于确定事例的碰撞中心度, 如图5所示。

2.2 粒子鉴别方法

实验上通过重离子对撞产生的末态粒子的行为来反推研究碰撞早期产生的核物质性质。在加速器的对撞点上建造探测器来探测末态粒子是研究高能核物理的重要实验手段。例如, 在RHIC-STAR上用最核心的探测器时间投影室TPC结合0.5 T的均匀磁场, 来测量末态带电粒子径迹的动量、电离能损等重要信息^[27]。STAR TPC为圆筒型, 长4.2 m, x - y 平面直径4 m, 覆盖中心快度区 $|\eta| < 1$ 与全方位角 $0 < \varphi < 2\pi$ 。带电粒子在穿过TPC的气体(90%氩+10%甲烷)时会发生电离能损(dE/dx), 不同荷质比的粒子电离能损不同, 因此可以初步鉴别低横动量区的 π , K, p和电子, 如图6(a)所示。此外带电粒子电离时产生的次级电子和正离子会在TPC内横向电场的作用下漂移, 被TPC两端电极读出, 可以在 x - y 方向定位, 根据漂移速度和时间还可以定出 z 方向的位置, 精度在mm量级。STAR TPC共有45层, 每层可以定出一个位置, 因此可以用于的径迹的重建并结合磁场给出径迹的动量信息。

图 5 (网络版彩图)(a) 金核碰撞中带电粒子多重数分布与碰撞中心度。黑色圆点为实验数据, 蓝色线为Glauber模型的计算结果。(b) 模型与数据的比值, 在实验所取的中心度范围内两者符合得很好。图取自文献^[28]

Figure 5 (Color online) (a) Charged particle multiplicity and centrality in Au+Au collisions. Black points and blue curve present data and Glauber model calculations, respectively. (b) Ratio of model and data, indicating good agreement in the centrality range used. Figure is taken from ref. ^[28].

图 6 (网络版彩图)TPC电离能损(a)、粒子速度筛选后的电离能损(b)、粒子速度倒数(c)与动量的分布

Figure 6 (Color online) Ionization energy loss dE/dx in TPC (a), dE/dx after particle velocity cut (b), particle reversed velocity versus momentum (c).

在TPC的外层是一圈基于多气隙电阻板室MRPC技术^[29]的飞行时间谱仪TOF^[30], 时间分辨好于80 ps, 用于测量粒子飞行时间, 从而结合TPC径迹信息可以测量粒子飞行速度 β . TOF将粒子分辨能力大大提升, p/π 分离可达3 GeV/c, K/π 分离可达1.6 GeV/c, 如图6(c)所示. 此外利用TOF筛选出粒子速度接近光速的粒子, 主要是电子和一些剩余的高速带电强子, 可以提升电子的鉴别能力. 如图6(b)所示, 经过 $|1-\beta|<0.03$ 的筛选之后, TPC的电离能损分布可以看到电子与强子很好的分离. 这为进一步研究重味衰变的电子提供了很好的电子样本.

TOF的外层是取样型的电磁量能器EMC^[31], 它可以测量粒子的沉积能量 E 触发和鉴别高横动量的电子. 当电子经过EMC时, 会有95%能量沉积在量能器里, 而强子只有很小的能量沉积, 因此结合TPC测得的动量 p , 通过 p/E 的筛选, 就能实现电子和强子的分离. 此外, EMC里植入了最大簇射探测器SMD, 可以通过簇射形状进一步提高电子的鉴别能力. 这为我们研究高横动

量区重味衰变的电子提供了很好的电子样本.

2.3 椭圆流的测量方法

实验上测量椭圆流通常通过事例平面法^[9]与关联法^[32,33].

碰撞初期的反应平面由于时间推移系统演化之后, 已无法直接测量. 在实验上, 我们通常采用事例平面来近似重建反应平面, 事例平面由末态带电粒子的方位角分布确定. 计算椭圆流用到的二阶事例平面角 Ψ_2 , 由时间投影室TPC测量的末态径迹重建. 但由于探测器在方位角上有死区和探测效率的影响, 需要将事例平面角进行接收度和效率的修正. 此外用于重建事例平面的粒子径迹中需要扣除 D^0 介子衰变的末态产物, 以消除自关联的影响. 此外, 为了压低非流效应, 如共振态衰变、喷注关联等的影响, 只选择与重建的 D^0 介子相反赝快度 η 方向的半球立体角内的粒子径迹, 并且要求赝快度间隔 $|\Delta\eta|>0.05$, 来重建事例平面. 我们将这些粒子相对于二阶事例平面的方位角 $(\phi-\Psi_2)$ 分成若干个区间, 并测量每个区间的 D^0 介子的产额, 并修正 D^0 的重建效率 ϵ 和事例平面的分辨率 R , 这样就得到了 D^0 介子相对于二阶事例平面的方位角分布. 对 D^0 介子的 $(\phi-\Psi_2)$ 分布进行函数(4)的拟合, 可以提取傅里叶展开的二阶系数, 即椭圆流 v_2 .

$$f = A \{ 1 + 2v_2^{\text{obs}} \cos[2(\phi - \psi_2)] \}, \quad (4)$$

其中 A 是归一化常数, 最终得到的 v_2 需要修正事例平面的分辨率, 即

$$v_2 = v_2^{\text{obs}} / R. \quad (5)$$

利用关联法测 v_2 主要通过分别测 $D^{\text{cand}}\text{-h}$ 与 bg-h 方位角关联, 其中 D^{cand} 指重建的 D^0 候选, h 指带电强子, bg 指 D^0 重建过程中的背景, 再利用式(6)可得信号 v_2 ,

$$v_2 = \frac{N_{\text{cand}} v_2^{\text{cand}} - N_{\text{bg}} v_2^{\text{bg}}}{N_{\text{cand}} - N_{\text{bg}}}, \quad (6)$$

其中 $v_2^{\text{cand}} = C_2^{\text{cand-h}} / v_2^{\text{h}}$, 表示 D^0 候选的 v_2 , $C_2^{\text{cand-h}} = \cos(2\phi_{\text{cand}} - 2\phi_{\text{h}})$ 为 $D^{\text{cand}}\text{-h}$ 关联方位角的二阶累积矩, v_2^{h} 可由 $h\text{-h}$ 关联的方位角二阶累积矩来求得, 即 $C_2^{\text{cand-h}} = v_2^{\text{h}} v_2^{\text{h}}$. 同样背景 v_2^{bg} 可类似通过 bg-h 的关联求得. 而 N_{cand} , N_{bg} 分别表示 D^0 候选与背景的产额.

利用同样的方法可以测量重味衰变的电子的椭圆流, 只需将这里的 D^0 信号替换为重味衰变的电子即可.

2.4 重味径迹探测器与D介子的重建

由于TPC的空间分辨率在mm量级, 而D介子等的衰变长度一般在 $\sim 123 \mu\text{m}$ (D^0)– $322 \mu\text{m}$ (D^+). 在高能重离子碰撞实验中, 重味径迹探测器HFT能有效地从原初碰撞顶点Primary Vertex中区分D介子次级衰变顶点Secondary Vertex. HFT由三个子探测器组成, 由内而外依次为硅像素探测器PXL^[34]、中间层硅探测器IST^[35]和硅微条探测器SSD^[36]. 其所处位置及横截面示意如图7所示.

在径迹重建过程中, 每一层PXL和IST都需要提供至少一个径迹点用于径迹重建, 以保证其精度. 实验中通常用带电粒子在x-y平面的径迹分辨率表征探测器精度. 图8为200 GeV金金最小偏置对撞事例中 π , K, p在x-y平面的径迹分辨率与动量的分布. HFT的设计目标是对750 MeV的带电K粒子径迹分辨率达到 $55 \mu\text{m}$, 由图8可见, HFT探测器系统的实际性能满足这一要求. 这也保证了在粒子数多重度比较高的重离子碰撞中D介子的精确测量成为可能.

D^0 ($\bar{D}^0$) 介子是通过 $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$ 强子衰变道及其共轭电荷重建的, 衰变分支比约为3.89%. 为简明起见, 下文表述中除非特殊声明, 一般则使用 D^0 代表 $(D^0 + \bar{D}^0)/2$. D^0 介子在重离子碰撞中产生后飞行一段距离 $c\tau \sim 123 \mu\text{m}$ 然后衰变成 π , K. 高精度的 D^0 介子需要利用HFT提供的径迹拓扑重建次级衰变顶点, 以使其区别于原初碰撞顶点, 从而大幅度降低重建过程中的随机组合本底. D^0 介子重建过程中, 其次级衰变顶点选取在 π , K径迹之间最近距离DCA的中点. 重建中的主要背景本底来自于从碰撞顶点直接产生的 π , K径迹的随机组合. 利用多种拓扑变量, 这种本底可以被大幅度压制. 这些拓扑标量包括:

衰变长度(Decay Length): 重建的次级顶点与原初碰撞顶点的直线距离.

DCA_{12} : 两个子粒子 π , K径迹之间的最近距离.

DCA_{D^0} : 重建的 D^0 径迹与原初碰撞顶点之间的最短距离.

DCA_{π} : π 与原初碰撞顶点之间的最短距离.

DCA_K : K与原初碰撞顶点之间的最短距离.

图7 (网络版彩图)HFT横截面、各层子探测器所处位置及空间分辨率

Figure 7 (Color online) Section-view of HFT, positions and spatial resolutions for each sub-detector layer.

图8 (网络版彩图)金金对撞中 π , K, p粒子在横动量平面(XY) (a)与Z方向(b)的径迹分辨率与动量的分布. 图取自文献[28]

Figure 8 (Color online) Tracking resolutions in transverse plane (XY) (a) and Z direction (b) as a function of momentum for π , K, p in Au+Au collisions. Figure is taken from ref. [28].

θ : D^0 动量方向与次级顶点和原初碰撞顶点连线的夹角.

如图9所示即为实验中重建 D^0 介子的拓扑变量, $\mathbf{P}$ 代表 D^0 的动量. 衰变长度和角度 θ 之间满足 $DCA_{D^0} = \text{Decay Length} \times \sin\theta$. 实验中各拓扑变量的优化是通过多变量数据分析工具包TMVA^[37]完成的, 以使重建的 D^0 介子拥有最高信号显著度.

我们将经过粒子鉴别及拓扑结构筛选之后的 π , K进行组合, 并计算他们组成的强子对的不变质量. 图10中黑色空心点显示的就是我们2014年收集的200 GeV Au+Au对撞数据中得到的K π 异号(Unlike-sign)强子对不变质量分布. 在 D^0 介子的质量 $M = 1.86 \text{ GeV}/c^2$ 附近

图 9 (网络版彩图) D^0 重建示意图及重建过程中各拓扑变量
Figure 9 (Color online) Sketch of D^0 reconstruction, and topological variables.

图 10 (网络版彩图) Au+Au 对撞中 $K\pi$ 的不变质量分布
Figure 10 (Color online) $K\pi$ invariant mass distributions in 0-80% Au+Au collisions.

有一个非常明显的峰。请注意这是在本底扣除之前的不变质量峰, 相比较于 STAR 未安装 HFT 时所发表的结果^[38], 本实验中的随机组合本底被压低了约 5 个数量级。对于本底部分, 我们用同号(Like-sign)技术以及混合事例(Mixed-event)技术来重建其分布, 此方法在重离子实验中被广泛采用, 此处不再赘述。经过本底扣除后的 $K\pi$ 质量峰如图 10 中红色实心点所示, 我们用高斯函数拟合 D^0 介子信号以及一阶线性函数用来表征残存的关联背景。

2.5 重味衰变电子的测量

实验上测量重味衰变电子(HFE)的产额, 可以通过式(7)给出:

$$Y_{\text{HFE}} = \frac{N_{\text{INE}} * \text{purity} - N_{\text{PHE}} / \varepsilon_{\text{PHE}} - N_{\text{HDE}}}{\varepsilon} \quad (7)$$

其中, 1) N_{INE} 有鉴别的总电子候选者(INE)的原产额。我们使用 EMC 提供的簇射总能量和形状结合 TPC 提供的电离能损进行电子鉴别从而获取 N_{INE} , 如图 11 红色方块点所示。高塔触发 HT1 与 HT2 代表不同触发电子的能量阈值下触发的事例。由于不同对撞中心度下的结果 STAR 还没有公布, 这里我们仅展示 0-80% 中心度下的结果。

2) N_{PHE} 和 ε_{PHE} 是电磁过程产生的光电子(PHE)的原产额和重建效率。光电子主要来自中性介子 π^0 和 η 的 Dalitz 衰变 ($\pi^0/\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$) 和光子在探测器材料里的转换 ($\gamma Z \rightarrow e^+ e^- Z^*$), 它的原产额可以通过重建标记电子(正电子)和所有伴随正电子(电子)的不变质量 M_{ee} 获得, 其中 like-sign 的方法^[39] 被用于扣除随机组合背景, 不变质量的分布如图 12 所示, 由此获取的 N_{PHE} 如图 11 绿色菱形点所示。通过 STAR embedding 获得 PHE 的重建效率, 由于 PHE 的不同来源, 我们需要计算它们各自的效率和权重, 然后获取总的效率。在计算过程中需要这些来源的真实横动量谱, 其中 π^0 谱有测量的结果 ($(\pi^+ + \pi^-)/2$)^[40,41], η 谱是假定符合横质量标度的情况下从 π^0 谱获得, 同时, 由于 γ 谱无法测量, 我们通过 π^0 和 η 介子衰变到 γ 且考虑直接光子^[42] 之后获得。最终获得的 PHE 的重建效率由图 13 所示。

3) purity 是真实电子在总电子候选者中所占的份额。由于强子的污染, 我们获取的 N_{INE} 并非真实电子的产额, 因此需要考虑真实电子的纯度从而统计上修

图 11 (网络版彩图) 总电子候选 INE 与光电子 PHE 的 dN/dp_T 在 0-80% 中心度下的分布

Figure 11 (Color online) dN/dp_T distributions for inclusive electron candidates INE and photonic electrons PHE in 0-80% Au+Au collisions.

图 12 (网络版彩图)光电子PHE不变质量谱在0-80%中心度下的分布

Figure 12 (Color online) PHE invariant mass in 0-80% Au+Au collisions.

图 13 (网络版彩图)光电子PHE的重建效率在0-80%中心度下的分布

Figure 13 (Color online) PHE reconstruction efficiency in 0-80% Au+Au collisions.

正强子的贡献。实验上是通过对所有经过EMC电子筛选条件的粒子的 $n\sigma_e$ (实验测量的电子电离能损与理论值标准偏差的倍数)分布进行多高斯拟合估算的。特别地,对电子的高斯拟合需要进行参数的约束,这些约束值是由纯电子样本(对电子对的不变质量进行非常严格的筛选)的高斯拟合获取。图14展示了其中一个横动量下的拟合分布,而由此获得的纯度的分布展示在图15中。

4) ε 是用来修正扣除光电子背景之后的非光电子(NPE)的效率,包括电子鉴别效率和径迹重建效率等。这些效率要么通过纯电子样本数据获取,

要么通过STAR探测器模拟和蒙特卡罗样本分析获取。图16展示了在0-10%中心度下用来修正NPE谱的所有效率。

图 14 (网络版彩图)经过EMC筛选条件的粒子 $n\sigma_e$ 多高斯分布拟合

Figure 14 (Color online) Multi-Gaussian fit for particle $n\sigma_e$ distributions after EMC selection.

图 15 (网络版彩图)总电子INE的纯度在0-80%中心度下的分布

Figure 15 (Color online) INE purity in 0-80% Au+Au collisions.

5) N_{HDE} 是“非光子”背景(HDE)的产额。这些非光子背景主要来源于:重夸克偶素的贡献(J/Ψ)、矢量介子的双电子衰变和单电子背景源($Ke3$)。利用测得的真实 J/Ψ 谱^[43]通过MC衰变可以获取 J/Ψ 的贡献;对于矢量介子的双轻子衰变,使用cocktail的方法^[44]获得;对于 $Ke3$ 的贡献是通过使用STAR探测器对K介子进行GEANT模拟估算的。根据以前的研究^[45],对于高动量的电子而言,双电子衰变和 $Ke3$ 对我们信号的HFE可以忽略。

3 结果与讨论

3.1 D介子核修正因子

经过探测器效率以及重建效率修正后,我们测量

图 16 (网络版彩图)非光子NPE谱的效率在0-80%中心度下的分布

Figure 16 (Color online) NPE efficiency in 0-80% Au+Au collisions.

了在不同中心度的Au+Au对撞中 D^0 介子的横动量产额. 结合以前发表的p+p对撞中 D^0 介子的产额^[46], 我们可以计算核修正因子 R_{AA} 以及 R_{CP} . 类似于 R_{AA} , R_{CP} 定义为A+A中心对撞中平均每一次核子-核子两体碰撞产生的粒子产额与偏心对撞中产额的比值. 通过核修正因子可以了解核介质对粒子产生的影响.

我们测量了中心度为0-10%, 10%-40%和40%-80%的Au+Au对撞中 D^0 介子的 R_{AA} 与横动量的关系, 如图17所示. 同时2014年的HFT结果也与2010/2011年TPC分析的结果^[38]做了比较, 两者在误差范围内结果相互吻合. 相较于以前发表的结果, 此处p+p碰撞中作为基准线的 D^0 介子产额有一些更新, 主要是考虑了最新的粲夸克碎裂强子分布以及 D^0/D^{*+} 比值对横动量的依赖. 图17中黑色点代表2014年所采集的HFT数据结果. 其中前两个及最后两个点用空心代表p+p的参考线来自于实验测量值的外推. 蓝色点代表2010/2011年TPC分析的结果. 两组在 $R_{AA}=1$ 处的绿色条分别代表Au+Au对撞中对应的 N_{coll} 以及p+p对撞中总碰撞截面的不确定度.

在中心度为0-10%和10%-40%的Au+Au对撞中 D^0 介子的 R_{AA} 在高横动量区间展现了十分显著的压制现象, 而且此压制现象有很明显的中心度依赖关系. 这再次印证了粲夸克在核介质之中穿行时与之发生了非常强的相互作用, 与此同时, HFT数据的测量结果也进一步提高了实验精度.

我们同时将Au+Au中心碰撞中 D^0 介子的 R_{AA} 与ALICE实验组D介子(a), ALICE实验组带电强子以及STAR实验室 π 介子(b)的 R_{AA} 作比较, 如图18所示. 对于

图 17 (网络版彩图)不同中心度0-10% (a), 10%-40% (b)和40%-80% (c)下200 GeV Au+Au对撞中 D^0 介子 R_{AA} 与 p_T 的关系. 图来自文献^[28]

Figure 17 (Color online) $D^0 R_{AA}$ as a function of p_T in 0-10% (a), 10%-40% (b) and 40%-80% (c) in 200 GeV Au+Au collisions. Figure is taken from ref. ^[28].

STAR D^0 介子与ALICE D介子 R_{AA} 结果的比较, 尽管两者之前的碰撞系统(Au+Au vs. Pb+Pb)以及碰撞能量(200 GeV vs. 2.76 TeV)是如此不同, 但是两者的 R_{AA} 却十分相像. 对于 D^0 介子与带电强子以及 π 介子 R_{AA} 的比较, 三者在高横动量区间都有相似的压制趋势, 但是在中间横动量区间 D^0 介子的压制相较于其他两者稍微小一些. 从低横动量到中间横动量区间, 在0-10%中心度下, D^0 介子的 R_{AA} 显示出类似“隆起”的结构. 这与理论认为的粲夸克在核介质系统演化过程中参与集体流运动的预期相符合. 目前 D^0 介子 R_{AA} 实验测量结果的不确定性来源主要是p+p中 D^0 介子基准线的测量, 未来需要进一步改进其精度.

过去几年中关于粲夸克强子产生的各种理论模型有很大发展. 我们将实验测量结果与其中的两个理论模型作比较, 杜克模型Duke^[47]和线性玻尔兹曼运输模型LBT^[48].

杜克模型中使用朗之万随机模拟来追踪粲夸克在QGP介质中的传播. 碰撞能损以及辐射能损都包含在

图 18 (网络版彩图) 0–10% 中心度下 200 GeV Au+Au 对撞中 D^0 介子 R_{AA} , 同时与 200 GeV π , 2.76 TeV 中 D 介子以及带电强子的比较. 图来自文献[28]

Figure 18 (Color online) D^0 R_{AA} in 0–10% Au+Au collisions at 200 GeV, compared with π in 200 GeV and D -mesons in 2.76 TeV. Figure is taken from ref. [28].

计算内, 并且絜夸克通过碎裂机制和聚合机制的混合方法以使夸克强子化. 核介质使用黏性流体动力学来模拟, 然后通过UrQMD进行强子级联演化. 如前所述, 絜夸克与介质的相互作用可以用一个依赖于温度以及坐标空间的扩散系数 D_s , 或无量纲的系数 $2\pi TD_s$ 来表征, 其中, T 是介质温度. 在杜克模型中, 介质的参数通过贝叶斯分析方法拟合以前的实验数据得到, 其中包括轻夸克, 奇异夸克以及絜夸克强子的 R_{AA} 和 v_2 . 在此模型中拟合得到的絜夸克空间扩散系数 $2\pi TD_s$ 在温度近 T_c 处约为 1–3.

线性玻尔兹曼运输模型是在以前模型的基础上扩展包含了QGP介质中轻味夸克以及重味夸克的部分子演化. 运输计算包含了碰撞能量损失中所有 $2 \rightarrow 2$ 弹性散射过程和辐射能量损失中的高扭曲形式. 它使用与杜克模型相同的混合方法来进行絜夸克强子化. 核介质通过三维黏性流体动力学演化, 并与重味夸克的传输相耦合, 流体动力学的参数经过以前实验数据拟合约束. 此模型中絜夸克空间扩散系数在部分子动量 $p=10$ GeV/c 处的 $\bar{q}$ 来估计, $2\pi TD_s = 8\pi/\bar{q}$, (其中 $\bar{q}$ 是絜夸克由于弹性散射引起的传输系数). $2\pi TD_s$ 在温度近

T_c 处约为 ~3, 在 $T=300$ MeV 时上升到 ~6.

可见两个理论模型中用到的 $2\pi TD_s$ 在近 T_c 温度附近取值都约为 1–3. 且两种理论模型及格点QCD的理论计算[49,50]跟我们最新的实验结果都符合. 我们期待在不远的将来, 精度提高之后的实验结果能用于进一步限制理论模型的参数范围.

3.2 重味衰变电子核修正因子

图19展示了重味衰变电子在质子-质子碰撞中的高横动量不变产额谱[51]和在金核-金核碰撞中0–80%碰撞中心度下的高横动量不变产额谱[52], 并且将它们与微扰QCD理论计算值FONLL[53]进行了比较; 与此同时, 图20展示了由不变产额谱获取的在0–80%中心度下的核修正因子 R_{AA} .

在质子-质子碰撞中, 重味衰变电子在高横动量区间能够被FONLL很好地描述, 验证了微扰QCD理论的正确性; 同时这次测量相比于STAR之前的测量有更好的精度, 为重味衰变电子核修正因子的测量提供了更好的参考基线.

在金核-金核碰撞中, 我们可以从图20看到在金核-金核中心碰撞中, 重味衰变电子的核修正因子在高横动量区观测到强烈的压低, 这与重味夸克在致密物质QGP里的能量损失是一致的. 不同的实验模型计算也被用于与我们的测量值进行比较, 发现仅考虑了通过辐射能量损失DGLV模型[54]低估了 R_{AA} 的抑制, 增加考虑了重夸克与轻部分子的弹性碰撞能量损失之后, 此模型计算与我们的测量数据符合得更好; 其他模型

图 19 (网络版彩图) 质子-质子碰撞和金核-金核碰撞中 0–80% 中心度下的重味衰变电子不变产额分布

Figure 19 (Color online) Invariant yield distributions of heavy flavor decay electrons in p+p and 0–80% Au+Au collisions.

图 20 (网络版彩图)金核-金核碰撞中0-80%中心度下的重味衰变电子核修正因子分布

Figure 20 (Color online) Heavy flavor decay electrons R_{AA} in 0-80% Au+Au collisions.

在描述数据方面都存在一些困难. 更进一步地, 此次核修正因子的测量也为粲夸克和底夸克的分离测量提供了总的核修正因子, 这为部分子能量损失的质量依赖性的验证创造了条件.

3.3 D介子椭圆流

利用2.3和2.4节的方法, 我们从2014年获取的9亿金金对撞最小偏置事例(0-80%)中, 获取了每一个横动量区间、每一个 $(\phi-\Psi_2)$ 区间的 D^0 产额, 如图21(a)所示为横动量在3.0-3.5 GeV/c区间的 $(\phi-\Psi_2)$ 分布. 并利用式(4)与(5)提取了每个 p_T 区间的 v_2 , 得到了 v_2 随 p_T 的分布, 如图21(c)实心圆所示. 同时我们用关联法得到了每个 p_T 区间信号与背景的二阶累积矩, 如图21(b)所示. 并通过式(6)得到了 v_2 随 p_T 的分布, 如图21(c)空心圆所示. 可以看出, 两种方法得到的结果在误差范围内是一致的.

类似地, 我们也得到了中心度10%-40%的 D^0 介子椭圆流 v_2 随 p_T 的分布, 如图22(a)蓝色实心圆点所示. 空心点是较轻的奇异强子 K_S , Λ , Ξ^- 的椭圆流 v_2 . 两者比较可以发现, 在低横动量 $p_T < 2$ GeV/c, 椭圆流出现明显的质量排序, 这符合典型的流体动力学特征. 对横动量 $p_T > 2$ GeV/c, D^0 介子椭圆流与轻强子相当, 这说明在RHIC 200 GeV金金对撞中, 粲夸克有显著的集体流. 如果把 v_2 和 $m_T - m_0$ 都除以强子的组分夸克数 n_q , 实验发现, 在误差范围内, 所有粒子的结果都重合在一起, 符合所谓的组分夸克数标度性, 这表明粲夸克与介质有强耦合作用, 并且与轻夸克有相同程度的集体流,

图 21 (网络版彩图) (a) D^0 的 $(\phi-\Psi_2)$ 分布, 红色曲线为拟合函数式(4); (b) 二阶累积矩 C_2 随 p_T 的分布; (c) 事例平面法与关联法得到的 D^0 椭圆流 v_2 随 p_T 的分布. 图来自文献[55]

Figure 21 (Color online) (a) D^0 $(\phi-\Psi_2)$ distributions, red curve is the fitting function (4), (b) second cumulant C_2 as a function of p_T , (c) D^0 v_2 as a function of p_T with event-plane method and correlation method [55].

可能已经达到了热化.

利用模型与数据的比较可以提取粲夸克扩散系数 $2\pi TD_s$ 这一关键参数, 如图23所示. 其中Duke, LBT, PHSDSUBATECH和包含了粲夸克扩散机制的TAMU模型, 可以描述D介子 R_{AA} 与 v_2 的测量结果[47,56-61]. 如果不考虑粲夸克扩散机制TAMU模型给出的结果并不能描述实验数据. 三维黏滞流体模型可以描述轻强子 v_2 , 并得到黏滞系数 $\eta/s=0.12$, 同时也预言了 D^0 v_2 的结果, 并可以描述实验数据. 这说明粲夸克达到了热化平衡. 我们利用模型拟合实验数据并提取了粲夸克扩散系数 $2\pi TD_s \sim 2-12$, 这个范围与格点QCD理论计算的结果一致[48,49].

3.4 重味衰变电子椭圆流

重味衰变电子椭圆流的测量是D介子椭圆流测量的一个很好的佐证. 用类似的关联法, 我们采用了两粒子关联($v_2\{2\}$)和四粒子关联($v_2\{4\}$)来测量重味衰变电子椭圆流. 在 $v_2\{2\}$ 情况下, 流的波动和非流效应都对椭圆流有正的贡献[62], 而在 $v_2\{4\}$ 情况下, 流的波动有

图 22 (网络版彩图) (a) STAR 200 GeV 金对撞 10%–40% 中心度下 D^0 椭圆流 v_2 与轻强子的比较; (b) v_2/n_q 随 $(m_T - m_0)/n_q$ 的分布. 图来自文献[55]

Figure 22 (Color online) (a) D^0 v_2 as a function of p_T in 10%–40% Au+Au collisions at 200 GeV in STAR, compared with light hadrons; (b) n_q scaled v_2 as a function of $(m_T - m_0)/n_q$. Figure is taken from ref. [55].

图 23 (网络版彩图) STAR 200 GeV 金对撞 0–80% 中心度下 D^0 椭圆流 v_2 与模型的比较. 图来自文献[55]

Figure 23 (Color online) D^0 v_2 as a function of p_T in 0–80% Au+Au collisions at 200 GeV in STAR, compared with models. Figure is taken from ref. [55].

负的贡献且非流效应是被压制的, 因此 $v_2\{2\}$ 分别给出了椭圆流的上下限^[63]. $v_2\{2\}$ 和 $v_2\{4\}$ 随横动量的关

系^[45]如图 24 所示, 两个结果都显示了显著的椭圆流, 与 D 介子椭圆流的观测结果一致. 在 $p_T > 0.5$ GeV/c 的区间观测到正的 $v_2\{2\}$ 和 $v_2\{4\}$, 这意味着粲夸克与周围的核物质有很强的相互作用. 与模型的比较我们发现, 部分子输运模型 BAMPS^[64,65] 可以较好地描述 $v_2\{2\}$, 但是低估了核修正因子 R_{AA} , pQCD-inspired 模型 (Gossiaux 等人^[66–68]) 和 TMatrix 相互作用模型. He 等人^[61] 均低估了 $v_2\{2\}$ 和 R_{AA} , 但是与 $v_2\{4\}$ 存在合理的一致性. v_2 是敏感于重味夸克强子化机制的, 在 BAMPs 模型中重味夸克碎裂成介子, 在 Gossiaux 等人 和 He 等人模型中使用夸克融合机制, 但是这些模型并未很好地描述数据点. 期待更精确的实验数据能为理论模型提供更好的依据.

4 结论

本文介绍了高能重离子对撞实验研究领域测量重味强子与重味衰变电子的探测器、实验方法与实验结果, 总结与回顾了近年来高能重离子碰撞 RHIC 能区重味强子的实验进展. 最新的测量结果表明, 高横动量区 D^0 介子与重味衰变电子的核修正因子有显著压低, 且程度与轻强子相当, 说明粲夸克在碰撞产生的夸克胶子等离子体介质中有显著的能损; 同时测到了显著的 D^0 介子椭圆流与重味衰变电子的椭圆流, 且其数值与轻强子相当, 符合流体动力学特征与组分夸克数标度性. 这两个实验证据都说明了粲夸克与碰撞产生的核

图 24 (网络版彩图) 金核-金核碰撞下重味衰变电子椭圆流随横动量的变化关系. 图取自文献[45]

Figure 24 (Color online) Heavy flavor decay electrons v_2 as a function of p_T in Au+Au collisions. Figure is taken from ref. [45].

介质有很强的相互作用, 而且粲夸克很可能已经达到了热化平衡. 此外, 通过实验与模型的比较定量提取了粲夸克扩散系数等核物质的关键特征参数, 这是定量研究QGP物质特性的重要实验依据.

致谢 向STAR合作组及相关实验测量有贡献的成员、项目组课题组参与相关讨论交流的成员表示感谢.

参考文献

- Adams J, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark-gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions. *Nucl Phys A*, 2005, 757: 102–183
- Adcox K, Adler S S, Afanasiev S, et al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration. *Nucl Phys A*, 2005, 757: 184–283
- Müller B, Schukraft J, Wyslouch B. First results from Pb+Pb collisions at the LHC. *Annu Rev Nucl Part Sci*, 2012, 62: 361–386, arXiv: [1202.3233](#)
- Chen J, Keane D, Ma Y G, et al. Antinuclei in heavy-ion collisions. *Phys Rep*, 2018, 760: 1–39, arXiv: [1808.09619](#)
- Luo X, Xu N. Search for the QCD critical point with fluctuations of conserved quantities in relativistic heavy-ion collisions at RHIC: An overview. *Nucl Sci Tech*, 2017, 28: 112
- Miller M L, Reygers K, Sanders S J, et al. Glauber modeling in high-energy nuclear collisions. *Annu Rev Nucl Part Sci*, 2007, 57: 205–243
- Adams J, Adler C, Aggarwal M M, et al. Evidence from $d + \text{Au}$ measurements for final-state suppression of high- p_T hadrons in Au + Au collisions at RHIC. *Phys Rev Lett*, 2003, 91: 072304
- Aggarwal M M, Ahammed Z, Alakhverdyants A V, et al. Azimuthal di-hadron correlations in $d + \text{Au}$ and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ measured at the STAR detector. *Phys Rev C*, 2010, 82: 024912, arXiv: [1004.2377](#)
- Poskanzer A M, Voloshin S A. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions. *Phys Rev C*, 1998, 58: 1671–1678
- Adams J, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. Azimuthal anisotropy in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. *Phys Rev C*, 2005, 72: 014904
- Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. Centrality and transverse momentum dependence of elliptic flow of multistrange hadrons and ϕ meson in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 062301
- Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. Mass, quark-number, and $\sqrt{s_{NN}}$ dependence of the second and fourth flow harmonics in ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions. *Phys Rev C*, 2007, 75: 054906
- Lin Z, Gyulassy M. Open charm as a probe of preequilibrium dynamics in nuclear collisions. *Phys Rev C*, 1995, 51: 2177–2187
- Cacciari M, Nason P, Vogt R. QCD predictions for charm and bottom quark production at RHIC. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 122001
- Dokshitzer Y L, Kharzeev D E. Heavy-quark colorimetry of QCD matter. *Phys Lett B*, 2001, 519: 199–206
- Djordjevic M, Gyulassy M, Wicks S. Open charm and beauty at ultrarelativistic heavy ion colliders. *Phys Rev Lett*, 2005, 94: 112301
- Buzzatti A, Gyulassy M. Jet flavor tomography of quark gluon plasmas at RHIC and LHC. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 022301, arXiv: [1106.3061](#)
- Feynman R. The Brownian Movement. The Feynman Lectures of Physics. 1964. 41
- Einstein A. Investigations on the Theory of the Brownian Movement. New York: Dover Publications, 1956
- Langevin P. On the theory of brownian motion. *C R Acad Sci Paris*, 1908, 146: 530–533
- Perrin J. Brownian Movement and Molecular Reality. New York: Dover Publications, 1909. 5–114
- Gale C, Jeon S, Schenke B, et al. Event-by-event anisotropic flow in heavy-ion collisions from combined yang-mills and viscous fluid dynamics. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 012302, arXiv: [1209.6330](#)
- Moore G D, Teaney D. How much do heavy quarks thermalize in a heavy ion collision? *Phys Rev C*, 2005, 71: 064904
- Llope W J, Geurts F, Mitchell J W, et al. The TOFp/pVPD time-of-flight system for STAR. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A*, 2004, 522: 252–273
- Zhang Y, Bouchet J, Dong X, et al. Study of bottom production with the STAR heavy flavor tracker. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2014, 41: 025103
- Qiu H. STAR heavy flavor tracker. *Nucl Phys A*, 2014, 931: 1141–1146
- Anderson M, Berkovitz J, Betts W, et al. The STAR time projection chamber: A unique tool for studying high multiplicity events at RHIC. *Nucl*

- Instrum Methods Phys Res Sect A, 2003, 499: 659–678
- 28 Adam J, Adamczyk L, Adams J R, et al. Centrality and transverse momentum dependence of D^0 -meson production at mid-rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys Rev C*, 2019, 99: 034908
- 29 Shao M, Ruan L J, Chen H F, et al. Beam test results of two kinds of multi-gap resistive plate chambers. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A*, 2002, 492: 344–350
- 30 Llope W J. Multigap RPCs in the STAR experiment at RHIC. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A*, 2012, 661: S110–S113
- 31 Beddo M, Bielick E, Fornek T, et al. The STAR barrel electromagnetic calorimeter. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A*, 2003, 499: 725–739
- 32 Borghini N, Dinh P M, Ollitrault J Y. New method for measuring azimuthal distributions in nucleus-nucleus collisions. *Phys Rev C*, 2001, 63: 054906
- 33 Bilandzic A, Snellings R, Voloshin S. Flow analysis with cumulants: Direct calculations. *Phys Rev C*, 2011, 83: 044913, arXiv: [1010.0233](#)
- 34 Contin G, Greiner L, Schambach J, et al. The STAR MAPS-based PiXeL detector. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A*, 2018, 907: 60–80, arXiv: [1710.02176](#)
- 35 Buck B, Anderssen E, Bessuille J, et al. Design and fabrication of a highly integrated silicon detector for the STAR experiment at Brookhaven national laboratory, arXiv: [1404.0993](#)
- 36 Arnold L, Baudot J, Bonnet D, et al. The STAR silicon strip detector (SSD). *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A*, 2003, 499: 652–658
- 37 Voss H, Hocker A, Stelzer J, et al. TMVA, the toolkit for multivariate data analysis with ROOT. *PoS ACAT*, 2007, 040
- 38 Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. Observation of D^0 meson nuclear modifications in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 142301, arXiv: [1404.6185](#); Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. Erratum: Observation of D^0 meson nuclear modifications in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV [Phys. Rev. Lett. **113**, 142301 (2014)]. *Phys Rev Lett*, 2018, 121: 229901
- 39 Adare A, Afanasiev S, Aidala C, et al. Detailed measurement of the e^+e^- pair continuum in $p + p$ and Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and implications for direct photon production. *Phys Rev C*, 2010, 81: 034911, arXiv: [0912.0244](#)
- 40 Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. Systematic measurements of identified particle spectra in pp , $d + \text{Au}$, and Au + Au collisions at the STAR detector. *Phys Rev C*, 2009, 79: 034909, arXiv: [0808.2041](#)
- 41 Adams J, Adler C, Aggarwal M M, et al. Identified particle distributions in pp and Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys Rev Lett*, 2004, 92: 112301
- 42 Adare A, Afanasiev S, Aidala C, et al. Centrality dependence of low-momentum direct-photon production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. *Phys Rev C*, 2015, 91: 064904; Afanasiev S, Aidala C, Ajitanand N N, et al. Measurement of direct photons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 152302, arXiv: [1205.5759](#)
- 43 Todoroki T. Quarkonium measurements via the di-muon decay channel in $p+p$ and Au+Au collisions with the STAR experiment. *J Phys-Conf Ser*, 2017, 779: 012040, arXiv: [1612.02499](#)
- 44 Adamczyk L, Agakishiev G, Aggarwal M M, et al. Di-electron spectrum at mid-rapidity in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV. *Phys Rev C*, 2012, 86: 024906, arXiv: [1204.1890](#)
- 45 Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. Elliptic flow of electrons from heavy-flavor hadron decays in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$, 62.4, and 39 GeV. *Phys Rev C*, 2017, 95: 034907
- 46 Adamczyk L, Agakishiev G, Aggarwal M M, et al. Measurements of D^0 and D^* production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV. *Phys Rev D*, 2012, 86: 072013, arXiv: [1204.4244](#)
- 47 Cao S, Luo T, Qin G Y, et al. Linearized Boltzmann transport model for jet propagation in the quark-gluon plasma: Heavy quark evolution. *Phys Rev C*, 2016, 94: 014909, arXiv: [1605.06447](#)
- 48 Xu Y, Bernhard J E, Bass S A, et al. Data-driven analysis for the temperature and momentum dependence of the heavy-quark diffusion coefficient in relativistic heavy-ion collisions. *Phys Rev C*, 2018, 97: 014907, arXiv: [1710.00807](#)
- 49 Banerjee D, Datta S, Gavai R, et al. Heavy quark momentum diffusion coefficient from lattice QCD. *Phys Rev D*, 2012, 85: 014510, arXiv: [1109.5738](#)
- 50 Ding H T, Karsch F, Mukherjee S. Thermodynamics of strong-interaction matter from lattice QCD. *Int J Mod Phys E*, 2015, 24: 1530007, arXiv: [1504.05274](#)
- 51 Zhang S. Measurements of open heavy flavor production in semi-leptonic decay channels at the STAR experiment. *J Phys-Conf Ser*, 2017, 832: 012032

- 52 Zhang S. Open bottom production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV with the STAR experiment. *Int J Mod Phys Conf Ser*, 2018, 46: 1860014
- 53 Nelson R E, Vogt R, Frawley A D. Narrowing the uncertainty on the total charm cross section and its effect on the J/ψ cross section. *Phys Rev C*, 2013, 87: 014908, arXiv: [1210.4610](#)
- 54 Djordjevic M, Gyulassy M, Vogt R, et al. Influence of bottom quark jet quenching on single electron tomography of Au+Au. *Phys Lett B*, 2006, 632: 81–86
- 55 Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. Measurement of D^0 azimuthal anisotropy at midrapidity in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 212301
- 56 Berrehrah H, Gossiaux P B, Aichelin J, et al. Transport coefficients of heavy quarks around T_c at finite quark chemical potential. *Phys Rev C*, 2014, 90: 051901, arXiv: [1406.5322](#); Song T, Berrehrah H, Cabrera D, et al. Tomography of the quark-gluon plasma by charm quarks. *Phys Rev C*, 2015, 92: 014910, arXiv: [1503.03039](#)
- 57 Ozvenchuk V, Torres-Rincon J M, Gossiaux P B, et al. D -meson propagation in hadronic matter and consequences for heavy-flavor observables in ultrarelativistic heavy-ion collisions. *Phys Rev C*, 2014, 90: 054909
- 58 Nahrgang M, Aichelin J, Bass S, et al. Elliptic and triangular flow of heavy flavor in heavy-ion collisions. *Phys Rev C*, 2015, 91: 014904, arXiv: [1410.5396](#)
- 59 Alberico W M, Beraudo A, De Pace A, et al. Heavy-flavour spectra in high-energy nucleus-nucleus collisions. *Eur Phys J C*, 2011, 71: 1666, arXiv: [1101.6008](#); Beraudo A, De Pace A, Monteno M, et al. Heavy flavors in heavy-ion collisions: Quenching, flow and correlations. *Eur Phys J C*, 2015, 75: 1211410.6082
- 60 Cao S, Qin G Y, Bass S A. Energy loss, hadronization, and hadronic interactions of heavy flavors in relativistic heavy-ion collisions. *Phys Rev C*, 2015, 92: 024907, arXiv: [1505.01413](#)
- 61 He M, Fries R J, Rapp R. Heavy-quark diffusion and hadronization in quark-gluon plasma. *Phys Rev C*, 2012, 86: 014903, arXiv: [1106.6006](#); He M, Fries R J, Rapp R. D_s meson as a quantitative probe of diffusion and hadronization in nuclear collisions. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 112301, arXiv: [1204.4442](#)
- 62 Trainor T A. Azimuth quadrupole component spectra on transverse rapidity y_t for identified hadrons from Au-Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys Rev C*, 2008, 78: 064908, arXiv: [0803.4002](#)
- 63 Voloshin S A, Poskanzer A M, Tang A, et al. Elliptic flow in the Gaussian model of eccentricity fluctuations. *Phys Lett B*, 2008, 659: 537–541, arXiv: [0708.0800](#)
- 64 Uphoff J, Fochler O, Xu Z, et al. Elliptic flow and energy loss of heavy quarks in ultrarelativistic heavy ion collisions. *Phys Rev C*, 2011, 84: 024908, arXiv: [1104.2295](#)
- 65 Uphoff J, Fochler O, Xu Z, et al. Open heavy flavor in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV within a transport model. *Phys Lett B*, 2012, 717: 430–435, arXiv: [1205.4945](#)
- 66 Gossiaux P B, Aichelin J. Toward an understanding of the single electron data measured at the BNL relativistic heavy ion collider (RHIC). *Phys Rev C*, 2008, 78: 014904, arXiv: [0802.2525](#)
- 67 Gossiaux P B, Aichelin J, Gousset T, et al. Competition of heavy quark radiative and collisional energy loss in deconfined matter. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2010, 37: 094019, arXiv: [1001.4166](#)
- 68 Aichelin J, Gossiaux P B, Gousset T. Radiative and collisional energy loss of heavy quarks in deconfined matter. *Acta Phys Pol B*, 2012, 43: 655

Heavy flavor hadron measurement at RHIC

ZHANG YiFei^{1*}, XIE GuanNan^{1,2}, ZHANG ShengHui^{1,3} & DONG Xin⁴

¹ State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China;

² University of Illinois at Chicago, Chicago 60607, USA;

³ Lanzhou University Second Hospital, Lanzhou 730030, China;

⁴ Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley 94720, USA

This paper reviews recent progress of the heavy flavor hadron production measurement at RHIC energy in heavy-ion collisions. Experimental results of the nuclear modification factor and elliptic flow of heavy flavor hadrons and electrons from heavy flavor decays are reported. Significant suppressions of the nuclear modification factors of D^0 meson and heavy flavor decay electron at high transverse momentum, similar as light hadrons, have been observed, which indicates significant energy loss of charm quark in the Quark-Gluon Plasma created in the heavy-ion collisions. In the mean time, the elliptic flows of D^0 meson and heavy flavor decay electron have been observed, and also similar as light hadrons, consisting with hydrodynamics. Above two evidences indicate strong interactions between charm quark and the nuclear medium created in the collisions. Comparison between data and models provides constraints on the key parameters of the QCD matter, such as the charm quark diffusion coefficient.

heavy-ion collisions, heavy flavor, nuclear modification factor, collective flow

PACS: 25.75.-q, 25.75.Cj, 21.65.Qr

doi: [10.1360/SSPMA-2019-0051](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2019-0051)