



GeV能区碰撞中正反质子椭圆流劈裂的研究

李鹏程 王永佳 李庆峰 张鸿飞

Investigation of the Splitting in Elliptic Flow Between Protons and Anti-protons in + Collisions at

LI Pengcheng, WANG Yongjia, LI Qingfeng, ZHANG Hongfei

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC04>

引用格式:

李鹏程, 王永佳, 李庆峰, 张鸿飞. GeV能区碰撞中正反质子椭圆流劈裂的研究[J]. *原子核物理评论*, 2020, 37(3):660–667. doi: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC04

LI Pengcheng, WANG Yongjia, LI Qingfeng, ZHANG Hongfei. Investigation of the Splitting in Elliptic Flow Between Protons and Anti-protons in + Collisions at [J]. *Nuclear Physics Review*, 2020, 37(3):660–667. doi: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC04

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[Au+Au重离子碰撞中5~200 GeV碰撞能量下的温度涨落与比热\(英文\)](#)

Temperature Fluctuation and the Specific Heat in Au+Au Collisions at Collision Energies from 5 to 200 GeV
原子核物理评论. 2019, 36(4): 395–399 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.36.04.395>

[A~80核区在束谱学研究进展](#)

Progress on the Spectroscopy in the A~80 Mass Region
原子核物理评论. 2020, 37(1): 11–17 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2020001>

[相对论重离子碰撞中手征磁效应寻找的现状\(英文\)](#)

Status of the Chiral Magnetic Effect Search in Relativistic Heavy-ion Collisions
原子核物理评论. 2018, 35(3): 225–242 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.03.225>

[基于中能重离子碰撞研究高密对称能](#)

Probing High-density Symmetry Energy Using Heavy-ion Collisions at Intermediate Energies
原子核物理评论. 2020, 37(2): 136–150 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019068>

[中能重离子碰撞中横向流电荷依赖的形状以及实验条件对横向流的影响\(英文\)](#)

Z-dependence Flow Pattern and Experimental Filter Effect on Transverse Flow Extraction in Intermediate-energy Heavy Ion Collisions
原子核物理评论. 2018, 35(1): 18–22 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.01.018>

文章编号: 1007-4627(2020)03-0660-08

$\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5 \sim 12$ GeV 能区 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 碰撞中正反质子 椭圆流劈裂的研究

李鹏程^{1,2}, 王永佳², 李庆峰^{2,3,†}, 张鸿飞^{1,4}

(1. 兰州大学核科学与技术学院, 兰州 713000;

2. 湖州师范学院理学院, 浙江 湖州 313000;

3. 中国科学院近代物理研究所, 兰州 713000;

4. 兰州大学与中国科学院近代物理研究所共建核物理系, 兰州 713000)

摘要: 利用极端相对论量子分子动力学 (Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics, UrQMD) 模型研究了质心系能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5 \sim 12$ GeV 能区下 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 碰撞中正反质子的椭圆流 v_2 及椭圆流 v_2 流差。通过对比含势相互作用与不含势相互作用的两种 UrQMD 模式下的结果, 分析了正反质子椭圆流 v_2 以及椭圆流 v_2 流差随横动量 p_t 、碰撞能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ 、快度 y 和中心度的变化。发现在考虑平均场势修正后, 可以较好地描述质子椭圆流 v_2 、正反质子椭圆流 v_2 流差随横动量 p_t 、碰撞能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ 变化的实验数据, 并且流差的能量依赖受观测窗口 (如: 快度和中心度) 大小的影响。这些信息对深入理解高密区核物质属性以及探究 QCD (Quantum-Chromodynamical) 相图结构有着积极的意义。

关键词: 重离子碰撞; 椭圆流; 平均场

中图分类号: O571.53

文献标志码: A

DOI: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC04

1 引言

极端高温高密状态下核物质的属性一直是天体物理、核物理和粒子物理共同关注的研究热点。根据宇宙大爆炸理论, 在宇宙诞生的早期, 被强相互作用束缚在强子中的夸克和胶子会在极高温度和极高密度的环境下解禁闭, 从而形成一种新的物质形态—夸克-胶子等离子体 (Quark-Gluon Plasma, QGP)^[1-2]。相对论重离子碰撞实验产生的高温高密环境为 QGP 的产生与研究提供了必要的条件。近 20 年来, 位于美国布鲁克海文国家实验室 (Brookhaven National Laboratory, BNL) 的相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC) 以及位于欧洲核子中心 (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, CERN) 的大型强子对撞机 (Large Hadron Collider, LHC) 进行了一系列的实验, 为人们认识极端条件下强相互作用物质的性质提供了丰富的实验数据。

为了研究 QGP 属性以及寻找从强子气体到 QGP 相的一级相变与 crossover 渐变之间的临界点, RHIC-STAR (Solenoidal Tracker at RHIC) 实验合作组于

2010—2014 年进行了束流能量扫描一期 (Beam Energy Scan, BES-I) 实验, 将人们感兴趣的相变临界点可能出现的能区缩小至质心系能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 20$ GeV 以内。基于 BES-I 的结果和实验设备的升级, STAR 合作组即将开展第二期的能量扫描实验, 在相变信号可能出现的低能量区域内 ($\sqrt{s_{\text{NN}}} < 20$ GeV) 研究强相互作用物质的相结构并确定相变临界点的位置^[3]。同时, 一批新的研究装置在世界各地正在建设当中, 德国重离子研究中心 (GSI) 的反质子与离子研究装置 (Facility for Antiproton and Ion Research, FAIR)^[4], 俄罗斯联合核子研究所 (Joint Institute for Nuclear Research, JINR) 的重离子超导同步加速器 (Nuclotron-based Ion Collider Facility, NICA)^[5] 和我国的大科学装置重离子加速器冷却储存环 (Heavy Ion Research Facility at Lanzhou-Cooling Storage Ring, HIRFL-CSR) 和在建的强流重离子加速器装置 (High Intensity heavy ion Accelerator Facility, HIAF)^[6-7] 都能通过重离子碰撞产生高净重子密度的核物质, 为研究高重子密度区域核物质的属性提供重要的实验支撑。

STAR 合作组的 BES-I 实验不仅产生了大量的实验

收稿日期: 2019-12-03; 修改日期: 2020-01-17

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (11875125, 11947410, 11675066); 浙江省自然科学基金资助项目 (LY19A050001, LY18A050002)

作者简介: 李鹏程 (1992-), 男, 河南新蔡人, 博士研究生, 从事粒子物理与原子核物理研究; E-mail: lipch16@lzu.edu.cn

† 通信作者: 李庆峰, E-mail: liqf@zjhu.edu.cn.

数据,而且观测到了一些与高能实验不同的令人兴奋的结果[8-11]。比如在能量相对较低的情况下,正反粒子的椭圆流 v_2 出现了明显的差别,并且这种流差随着碰撞能量的增大明显减小,同时重子的流差大于介子的流差[11-12]。一方面,大量的研究表明,在INDRA($E_{\text{lab}}=15 \sim 100$ A MeV)到RHIC能区($\sqrt{s_{NN}}=7.7 \sim 200$ GeV)的重离子碰撞中 v_2 可以作为探测核物质状态方程的敏感探针[13-17]。另一方面,在较低的碰撞能量下,正反粒子的组分夸克标度被破坏[9-10],这一现象引起了人们的广泛关注,许多物理学家给出了不同的解释。XU等[18-21]基于拓展的多相输运模型(A MultiPhase Transport, AMPT)发现丰重子介质中正反粒子平均场势的不同可以用来解释正反粒子椭圆流之间的劈裂。在文献[22]中,作者指出手征磁效应带来的强磁场也会导致 $v_2(\pi^+) < v_2(\pi^-)$ 。此外,末态正反粒子中的输运与产生夸克的椭圆流的不同[23-24],正反夸克的不同快度分布[25-26],正反粒子的不同径向流[27]以及在有限重子与同位旋化学势下的流体动力学演化和重子数、奇异数、同位旋量子数的守恒[28-29]也可能会带来末态正反粒子之间的椭圆流劈裂。

本文基于极端相对论量子分子动力学(Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics, UrQMD)模型,通过考虑已形成重子势和预形成强子势,探究 $\sqrt{s_{NN}}=5 \sim 12$ GeV下 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 反应中平均场势修正对正反粒子椭圆流流差的贡献,以及在不同中心度和快度观测窗口下正反粒子椭圆流流差对能量的依赖性。本文安排如下:第二部分是对UrQMD输运模型的介绍以及近几年我们所做的相关改进,第三部分给出相应的结果与讨论,第四部分是总结与展望。

2 理论框架

UrQMD模型是一个典型的处理微观多体非平衡动力学输运的理论模型[30-35]。经过不断的改进与更新,UrQMD目前可以很好地用于分析大入射能量范围(从INDRA到LHC能区, $E_{\text{lab}}=0.04$ A GeV到 $\sqrt{s_{NN}}=8$ TeV)内的p+p, p+A和A+A等多种类型的核反应。UrQMD目前有3个主要的发展模式:第一个是级联模式(Cascade model, UrQMD/C),所有粒子都被看做自由流(free-streaming)来处理[36-40];第二个分支是混合模式(Hybrid model, UrQMD/H),将微观输运过程与宏观流体动力学相结合而成,可以在流体动力学过程中考虑不同的核物质状态方程[28, 41-42];第三个是考虑了平均场势作用后的模式(Mean-field model, UrQMD/

M)[43-48]。本文通过比较UrQMD/C模式和UrQMD/M模式下的结果来探究平均场势修正对正反粒子椭圆流的影响。

UrQMD中的平均场势修正部分采用了和量子分子动力学(Quantum Molecular Dynamics, QMD)[49]相同的做法,碰撞项部分类似于相对论量子分子动力学(Relativistic Quantum Molecular Dynamics, RQMD)[50]的处理。初始化时,重子由相空间中具有一定宽度的高斯波包来表示:

$$\phi_i(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi L)^{3/4}} e^{-\frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)^2}{4L}} e^{\frac{i\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{r}}{\hbar}}, \quad (1)$$

波包宽度 L 与原子核的大小有关,越大的核系统,波包宽度越大,对于 ^{197}Au ,取 $L=2$ fm²。 \mathbf{r}_i 和 \mathbf{p}_i 是第 i 个重子波包中心的坐标和动量。通过Wigner变化可以得到第 i 个重子的相空间分布函数:

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{(\pi\hbar)^3} e^{-\frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)^2}{2L}} e^{-\frac{(\mathbf{p}-\mathbf{p}_i)^2 \cdot 2L}{\hbar^2}}. \quad (2)$$

强子的运动遵循哈密顿运动方程:

$$\dot{\mathbf{r}}_i = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i}, \quad \dot{\mathbf{p}}_i = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}_i}. \quad (3)$$

哈密顿量 H 按非相对论形式可以分解为动能 T 和有效的两体相互作用势能 U ,即 $H=T+U$ 。其中,

$$T = \sum_i (E_i - m_i) = \sum_i (\sqrt{\mathbf{p}_i^2 + m_i^2} - m_i), \quad (4)$$

$$U = U_{\text{Sky}}^{(2)} + U_{\text{Sky}}^{(3)} + U_{\text{Yuk}} + U_{\text{Cou}} + U_{\text{Pau}} + U_{\text{md}} + U_{\text{sym}}. \quad (5)$$

势能 U 主要有二体和三体Skyrme势能项、Yukawa势能项、库仑势能项、Pauli势能项、动量相关项以及对称势能项等。在中低能区,相互作用部分可以用Skyrme能量密度泛函来描述[51-53]。在高能时,Yukawa势能项、Pauli势能项、以及对称势能项对整个动力学演化过程影响较小,可以忽略,而Skyrme势能项和动量相关项依然影响整个核反应过程。密度依赖的Skyrme势能可以写为

$$U = \alpha \left(\frac{\rho_h}{\rho_0} \right) + \beta \left(\frac{\rho_h}{\rho_0} \right)^\gamma, \quad (6)$$

其中 ρ_h 是强子密度, α , β 和 γ 为决定核物质状态方程软硬的参数,这里取 $\alpha=-268$ MeV, $\beta=345$ MeV, $\gamma=1.167$ [54],对应的核物质不可压缩系数 $K=314$ MeV。

为了正确描述光学势的实部,动量相关项被提出[55]。在这项工作中我们采用了JAM(Jet AA Microscopic

transportation model) 模型所使用的基于平均场理论的动量相关项, 单粒子势表示为

$$U_{md} = \sum_{k=1,2} \frac{t_{md}^k}{\rho_0} \int d\mathbf{p}_j \frac{f(\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_j)}{1 + [(\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j)/a_{md}^k]^2}, \quad (7)$$

其中 t_{md} 和 a_{md} 是参数, 详细的描述请参阅文献 [54–55]。

当反应能量较高时, 在 UrQMD 中, 粒子主要是由弦激发和成块所产生, 强子从弦碎块中产生的形成时间由“yo-yo”模式来确定 [30–31]。在形成时间之前的预形成粒子的输运按照自由流的形式去处理, 只对头强子考虑了压低截面, 对预形成粒子之间没有考虑任何相互作用。我们在之前的工作中发现, 由于 UrQMD/C 模式在反应早期缺乏足够的压强, 一些物理现象得不到较好地描述, 比如 RHIC 能区实验上观测到的较大的集体流 [37, 56] 以及 HBT 两粒子关联中表征火球存活时间的 R_0/R_s 之比小于理论计算结果 [36]。因此, 除了已形成粒子之外, 预形成粒子之间的相互作用也有必要加以考虑。作为初步尝试, 简单地对预形成粒子考虑一个类似于已形成粒子之间的平均场势修正。详细的势修正考虑如下: 对于已形成的重子, 采用上面介绍到的势修正; 对于已形成的介子, 只考虑了库仑项; 对于预形成的重子, 采用和已形成的重子一样的势修正, 但只考虑 Skyrme 势能项, 其他项暂时不考虑; 对于预形成的介子, 采用和预形成的重子一样的处理方式, 但是由于夸克数的差异, 相应的势修正乘以一个因子 (2/3) 加以约化; 已形成的重子和预形成的重子之间暂没考虑势相互作用。相应的强子密度为 $\rho_h = \sum_{i \neq j} c_i c_j \rho_{ij}$, 其中对于重子、预形成的介子和已形成的介子, $c_{i,j}$ 分别为 1、2/3 和 0。

随着碰撞能量的升高, 动力学的相对论处理变得越来越重要。由于 RQMD 在描述高能量大体系碰撞时存在的 CPU 耗时较长等问题 [57], Maruyama 等 [57] 给出了简化版的相对论分子动力学模型 (RQMD/S)。与 JAM 模型 [54] 一样, 我们采用 RQMD/S 中协变形式的平均场, 哈密顿量可以表达为

$$H = \sum_{i=1}^N \sqrt{\mathbf{p}_i^2 + m_i^2 + 2m_i V_i}, \quad (8)$$

其中 V_i 为第 i 个粒子的有效相互作用势。在两体相互作用势的计算中相对距离 $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ 和相对动量 $\mathbf{p}_{ij} = \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j$ 的洛伦兹收缩需要被考虑:

$$\tilde{\mathbf{r}}_{ij}^2 = \mathbf{r}_{ij}^2 + \gamma_{ij}^2 (\mathbf{r}_{ij} \cdot \boldsymbol{\beta}_{ij})^2, \quad (9)$$

$$\tilde{\mathbf{p}}_{ij}^2 = \mathbf{p}_{ij}^2 - (E_i - E_j)^2 + \gamma_{ij}^2 \left(\frac{m_i^2 + m_j^2}{E_i + E_j} \right), \quad (10)$$

其中在第 i 个和第 j 个粒子间的快度 β_{ij} 和 γ_{ij} 因子为

$$\beta_{ij} = \frac{\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j}{E_i + E_j}, \quad \gamma_{ij} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{ij}^2}}. \quad (11)$$

运动方程最后可以表示为

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} \approx \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i} = \frac{\mathbf{p}_i}{E_i} + \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{E_i} \frac{\partial V_i}{\partial \mathbf{p}_i}, \quad (12)$$

$$\frac{d\mathbf{p}_i}{dt} \approx -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}_i} = -\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{E_i} \frac{\partial V_i}{\partial \mathbf{r}_i}. \quad (13)$$

各向异性的集体流是探测重离子碰撞产生的高温高密核物质信息的有效观测量。通常基于反应平面 Ψ_{RP} 对出射粒子的方位角 ϕ 分布作傅里叶展开 [58–59],

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_t d p_t dy} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos [n(\phi - \Psi_{RP})] \right\}, \quad (14)$$

v_n 为傅里叶展开系数, 也被称为流系数, 其中: 第一项 v_1 被称为直接流; 第二项 v_2 为椭圆流; 第三项 v_3 为三角流, 以此类推。其中被广泛关注和使用的椭圆流 v_2 可以表达为

$$v_2 \equiv \langle \cos[2(\phi - \Psi_{RP})] \rangle = \left\langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_t^2} \right\rangle. \quad (15)$$

其中 $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ 为横动量, 尖括号表示对所有的粒子进行平均。

3 结果与讨论

由于缺乏对强耦合 QGP 物质属性的深入认知, 目前 UrQMD 中所采用的平均场势修正形式并不是严格基于格点 QCD 第一原理计算给出的。虽然模型中所使用的势修正还比较简单, 但是却能对一些物理现象提供一种新颖且有效的解释。在我们以前的研究中, 通过对 UrQMD 模型的初始化、平均场、两体碰撞、末态碎片的构建等部分进行一系列的优化与改进, 可以较好地解释 INDRA 以及 SIS 能区 ($0.1 \text{ AGeV} < E_{\text{lab}} < 2 \text{ AGeV}$) 的实验数据 [32–35, 45–48]。在 AGS 能区 ($2 \text{ AGeV} < E_{\text{lab}} < 8 \text{ AGeV}$), 当更仔细地考虑已形成强子相互作用势后 [44], 发现不仅能给出符合实验实验数据的横动量依赖的 π^+/π^- , 也能提升大横动量区的椭圆流。在 SPS ($40 \text{ AGeV} < E_{\text{lab}} < 158 \text{ AGeV}$) 和 RHIC 能区, 进一步考虑上节所述预形成粒子的平均场势修正后, 该势在反应早期为火球提供了一个更大的排斥力, 整体上增强了系统的阻止能力, 使得中心快度区净质子产额下降并进一步

步提升了大横动量区的椭圆流,同时对大能量尺度下的反映火球存活时间的 R_o/R_s 之比也能给出较好地描述,从而为理解困惑人们多年的 HBT t-puzzle(理论模型给出的 R_o/R_s 大于实验值)^[43, 60] 提供了新的合理方案。因此,考虑已形成粒子和预形成粒子的平均场势修正,不仅能更好地解释一系列实验数据,更能进一步拓展人们对于核相互作用势的深入理解。

在之前工作的基础上^[43-44, 60-61],我们首先对入射能量 $\sqrt{s_{NN}}=7.7$ GeV 下 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 反应中正反质子的椭圆流进行了研究。预形成粒子势的加入,使得反应早期产生了一个较大的压强,将反质子更早地挤出火球区域,从而有效降低了随后湮灭效应对反质子的影响,继而降低了反质子的 v_2 ^[62]。图 1 给出了碰撞能量为 $\sqrt{s_{NN}}=11.5$ GeV 时,半中心(10%~40%)的 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 碰撞中正反质子的 v_2 在 UrQMD/C(圆形图例)和 UrQMD/M(方形图例)模式下随时间的变化。这里采用了和实验一样的观测窗口:赙快度 $|\eta| < 1$, 横动量 $p_t < 2$ GeV/c。在 UrQMD/C 模式下, $t < 10$ fm/c 时,正反质子的 v_2 都随时间的增加而快速增长。在反应的早期 ($\lesssim 6$ fm/c),由于从弦碎块中产生的预形成粒子被当作自由流来处理,所以反质子的 v_2 比质子的 v_2 小。随着时间的增加,由于具有低动量的反质子受到较强的湮灭效应的影响,反质子的 v_2 比质子的 v_2 随时间增长得更快,甚至大于后者。而在平均场模式下,由于早期

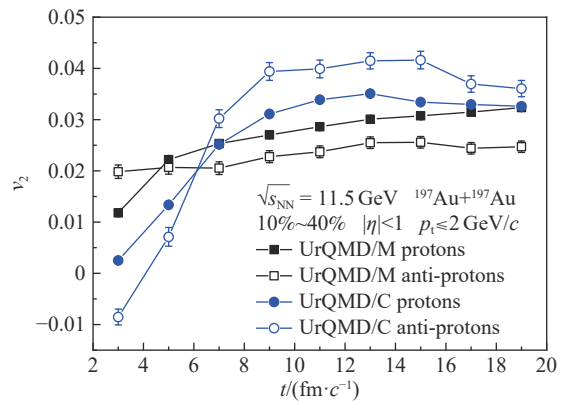


图 1 (在线彩图) UrQMD 级联模式(UrQMD/C)和平均场模式(UrQMD/M)下中心快度区质子(实心标志)与反质子(空心标志)椭圆流 v_2 随时间的演化

预形成粒子势带来的较强的排斥力将反质子较早的挤出高温高密区,在 $\lesssim 5$ fm/c 时,反质子的 v_2 稍微大于质子的 v_2 。并且因为大量反质子被较快挤出,从而受到较弱的湮灭效应的影响,可以看到反质子的 v_2 基本不随时间变化,而质子却由于大量的两体碰撞及势作用的共同影响,其 v_2 随着时间的增长而增加。

图 2 展示的是不同入射能量以及不同中心度的选取对正反质子的 v_2 随横动量 p_t 变化的影响。不同模式下的正反质子椭圆流分别由不同的线型来表示,黑线是 UrQMD/M 的结果,蓝线为 UrQMD/C 的结果,红色五角星是 STAR 合作组的结果^[8]。可以清晰地看到不

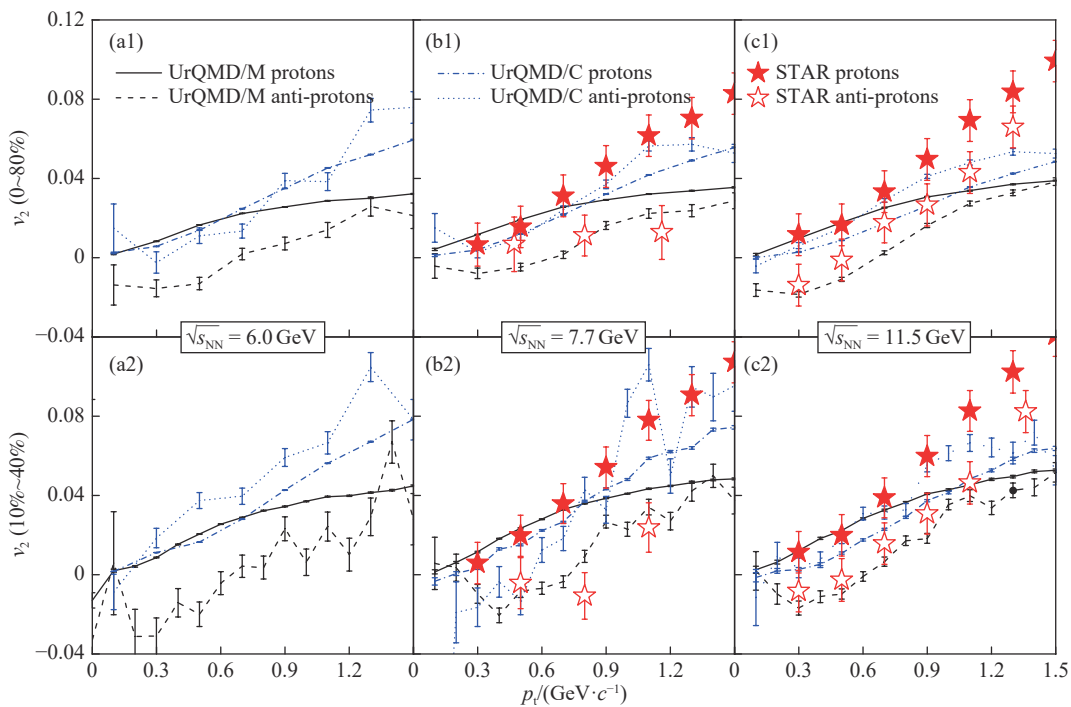


图 2 (在线彩图) 不同碰撞能量、不同中心度下平均场势修正对正反质子椭圆流 v_2 的横动量 p_t 谱的影响。实验数据来自于 STAR 合作组^[10]

含势修正的 UrQMD/C 模式不能给出正反质子椭圆流之间的流差。在考虑了势修正后的 UrQMD/M 模式下, 反质子的 v_2 被明显地压低, 正反质子的 v_2 之间出现明显的流差。正如上面所描述的, 由预形成粒子势修正带来的额外的排斥力将粒子较早地挤出火球区域, 使得总碰撞数被降低, 造成低横动量的质子的 v_2 增加而高横动量的质子 v_2 减小。一些反质子因为被很早期地挤出而没有被进一步的湮灭掉, 所以反质子的 v_2 变得更小。众所周知, 具有高动量的粒子主要是在初始的硬过程(大动量转移)中形成, 随着能量的升高, 这一过程将发挥越来越重要的作用。UrQMD 模型通过引入 PYTHIA 模型 [63] 对初始的硬过程加以仔细处理。但是由于现行 UrQMD 模型版本仅考虑了“弦”的贡献, 导致具有大横动量粒子产额及椭圆流等都依然低于实验值。

图 3 给出了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}}=5 \sim 12$ GeV 时 UrQMD/M 和 UrQMD/C 两种模式中, 不同中心度 ($0 \sim 80\%$, $10\% \sim 40\%$) 和快度 ($|y| < 0.1$, $|\eta| < 1$, 在能量较高时快度 y 约等于赝快度 η) 观测窗口下正反质子椭圆流的激发函数。可以再次看到 UrQMD/C 模式(蓝色图例)下几乎没有流差的出现; 而含有平均场势修正的 UrQMD/M 模式不仅有流差的出现, 而且流差随着入射能量的增大而逐渐减小, 这一趋势与实验观测结果一致。如果把碰撞能量换为重子化学势 μ_B , 我们会发现

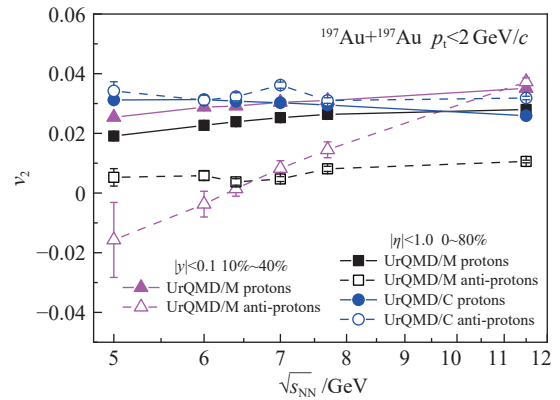


图 3 (在线彩图) 不同观测窗口下, 平均场势修正对正反质子椭圆流随碰撞能量变化的影响

流差与 μ_B 近似成线性关系 [10], 表明 v_2 与化学冻出时的净重子数密度有关。此外, 在 $10\% \sim 40\%$ 和 $|y| < 0.1$ 的观测窗口下, 流差的能量依赖强于 $0 \sim 80\%$ 和 $|\eta| < 1$ 下的结果。因此对不同中心度和快度窗口的选取可能会对流差带来的影响进行研究是非常有必要的。

为了更清楚地理解快度和中心度对椭圆流的影响, 图 4 给出了正反质子的椭圆流以及相应的流差随快度 [图 (a)、(b)、(c)] 和中心度 [图 (d)、(e)、(f)] 的变化。在中心快度区, 质子和反质子的 v_2 都随着能量的升高而增大。在碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}} \gtrsim 7.7$ GeV 时, 随着快度观

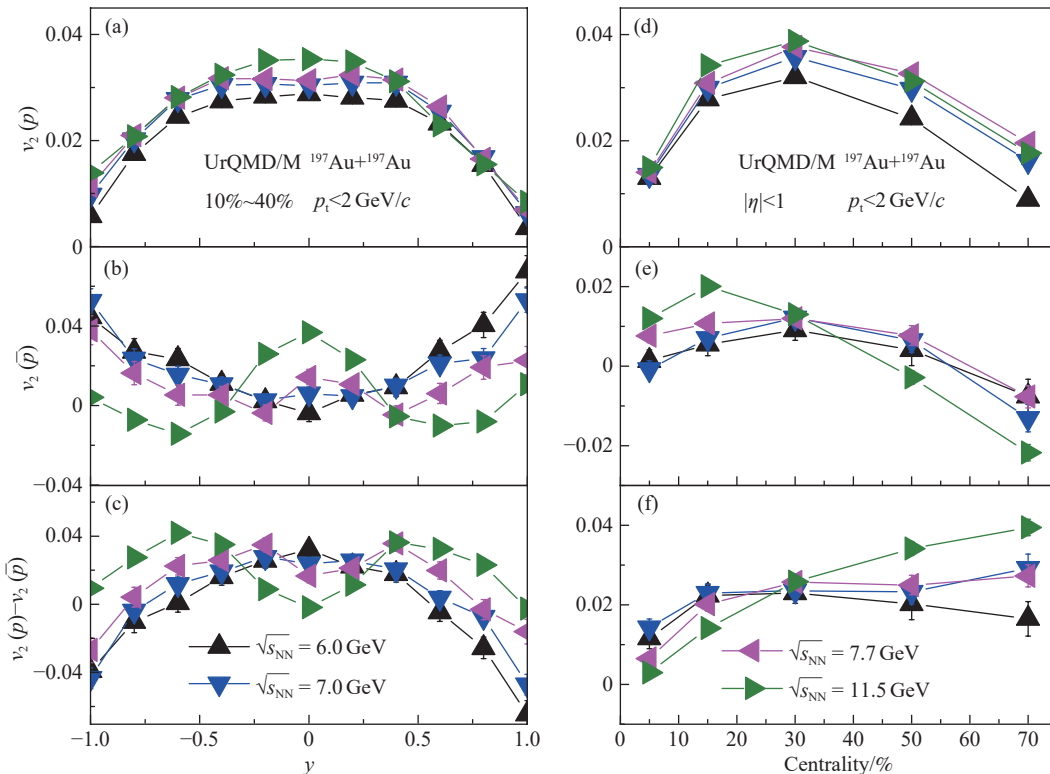


图 4 质子和反质子椭圆流 v_2 以及二者之间流差的快度 (a) 及中心度 (b) 分布

测窗口 $|y|$ 的减小, 反质子的 v_2 迅速抬升, 在中心快度区出现一个峰状的分布。在弹靶快度区, 反质子的 v_2 随着能量的升高而下降, 质子则相反。相应的, 在正反质子椭圆流流差的快度分布中, 在弹靶快度区, 随着能量的升高流差逐渐增大, 中心快度区则随着能量的升高而逐渐下降, 并出现一个谷状的分布。因此, 当所选用的快度窗口较小时, 可以看到椭圆流流差较强的能量依赖性, 而当进一步扩大快度观测窗口时, 由于中心快度区与外围快度区集体流变化的抵消效应, 流差的能量依赖性减弱。随着中心快度区净重子密度的减小, 观测到的流劈裂现象逐渐消失。

我们知道椭圆流的大小及正负与碰撞形成的火球区域的压强和旁观者穿过火球区域所用的时间^[14]密切相关。低能时, 原子核运动速度较小, 在平均场的吸引以及旁观者的阻碍下粒子从高密度被挤出; 高能时, 旁观者很快地穿过高密度, 之后高温高密度的火球开始膨胀, 因此旁观者对粒子的出平面挤出贡献减小。相对论重离子碰撞中的中心度依赖也能提供重要的动力学信息。从图 4 中的 (d)、(e)、(f) 中可以看到在本文研究的能量范围内旁观者对椭圆流依旧有很大的抑制效应。在能量小于 7.7 GeV 的大中心度碰撞中, 旁观者对质子 v_2 的抑制效应会随着能量的增大而减小。

图 5 描述了正反质子椭圆流的相对流差 $[v_2(p) - v_2(\bar{p})]/v_2(p)$ 在不同中心度和快度窗口下的激发函数。可以看到在不考虑强子势的 UrQMD/C 模式 (空心方块) 下, 相对流差基本为 0, 并且不随能量的变化而变化。在相同的中心度 (0 ~ 80%) 和快度 ($|\eta| < 1$) 的观测窗口下, 考虑了已形成粒子和预形成粒子势修正后的结果 (实心方块) 不仅可以较好地描述实验数据, 而且也给出了 $\sqrt{s_{NN}} < 7.7$ GeV 时的正反质子椭圆流之间的

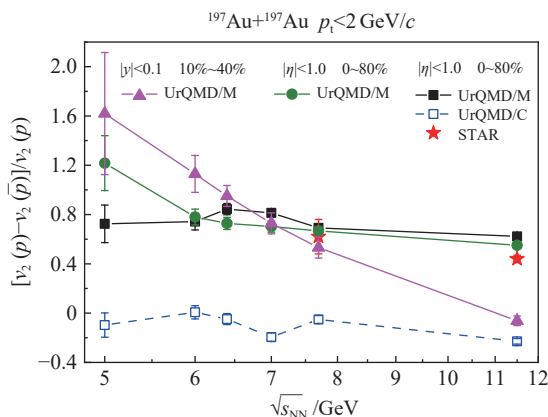


图 5 (在线彩图) 不同中心度和快度观测窗口下正反质子椭圆流相对流差的激发函数。实验数据来自于文献^[12]

相对流差, 但是发现流差对能量的依赖性很弱。如果进一步缩小中心度后, 如采用 10% ~ 40% 区间, 可以看到实心圆给出了对能量依赖较强的正反粒子椭圆流相对流差。在进一步缩小快度窗口后, 如采用 $|y| < 1$, 实心三角给出了对能量依赖更强的相对流差。

4 总结与展望

基于极端相对论量子分子动力学模型 UrQMD, 通过对已形成重子和预形成强子考虑平均场势修正, 研究了碰撞能量 $\sqrt{s_{NN}}=5 \sim 12$ GeV 下 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 碰撞中质子与反质子的椭圆流及流差。发现 BES 能区观测到的正反粒子椭圆流的流差可以由强子势来解释。同时发现, 正反质子椭圆流流差对能量的依赖受中心度和快度窗口选取的影响, 减小中心度或者快度观测窗口, 流差对入射能量的依赖性将增强。另外, 在较低碰撞能量区 5 ~ 7.7 GeV、中心度为 0~80%、快度为 $|\eta| < 1$ 时, UrQMD/M 模式下正反质子椭圆流之间依旧存在着流差, 但具有较弱的能量依赖性。

本文所采用的势修正形式还比较粗糙, 只是对已形成的重子和预形成的强子考虑了势修正, 并没有对具体粒子的势修正加以区别对待。同时, 我们也注意到在中低能区, 通过各种观测量可将不可压缩系数 K_0 约束在 190 ~ 270 MeV 之内^[64-65]。而不同的状态方程软硬又会对末态观测量, 譬如 HBT 两粒子关联, 带来一定影响^[41]。因此接下来我们将根据上述理论及模型的发展情况进一步有效改进中高能重离子碰撞中核物质的相互作用形式, 从而为更加系统全面地定量描述实验观测量提供更为有力的模型工具。

参考文献:

- [1] JIANG Y, MA Y L, ZHUANG P F. *Chin Sci Bull*, 2018, 63: 2465. (in Chinese)
(姜寅, 马永亮, 庄鹏飞. *科学通报*, 2018, 63: 2465.)
- [2] MA Y G. *Sci Sin-Phys Mech & Astron*, 2019, 49: 102001. (in Chinese)
(马余刚. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2019, 49: 102001.)
- [3] Studying the Phase Diagram of QCD Matter at RHIC, (STAR Notes) SN0598, 02June, 2014[EB/OL].[2019-11-25]. <https://drupal.star.bnl.gov/STAR/starnotes/public/su0598>.
- [4] ABLYAZIMOV T(CBM Collaboration). *Eur Phys J A*, 2017, 53: 60.
- [5] Searching for a QCD Mixed Phase at the Nuclotron-based Ion Collider Facility(NICA White Paper), Draft v10.01, 24 January, 2014. [EB/OL].[2019-11-25].<http://theor0.jinr.ru/twiki/cgi/view/NICA/WebHome>.
- [6] XIAO G Q, XU H S, WANG S C. *Nuclear Physics Review*, 2017, 34(3): 275. (in Chinese)

- (肖国青, 徐珊珊, 王思成. 原子核物理评论, 2017, 34(3): 275.)
- [7] ZHOU X H. *Nuclear Physics Review*, 2018, 35(4): 339.
(周小红. 原子核物理评论, 2018, 35(4): 339.)
- [8] ADAMCZYK L, AGAKISHIEV G, AGGARWAL M M, et al(STAR Collaboration). *Phys Rev C*, 2012, 86: 054908.
- [9] ADAMCZYK L, ADKINS J K, AGAKISHIEV G, et al (STAR Collaboration). *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 142301.
- [10] ADAMCZYK L, ADKINS J K, AGAKISHIEV G, et al (STAR Collaboration). *Phys Rev C*, 2013, 88: 014902.
- [11] ADAMCZYK L, ADKINS J K, AGAKISHIEV G, et al (STAR Collaboration). *Phys Rev C*, 2016, 94: 034908.
- [12] MOHANTY B(STAR Collaboration). *J Phys G*, 2011, 38: 124023.
- [13] PINKENBURG C, AJITANAND N N, ALEXANDER J M, et al(ES95Collaboration). *Phys Rev Lett*, 1999, 83: 1295.
- [14] DANIELEWICZ P, LACEY R, LYNCH W G. *Science*, 2002, 298: 1592.
- [15] ANDRONIC A, BARRET V, BASRAK Z, et al(FOPI Collaboration). *Phys Lett B*, 2005, 612: 173.
- [16] ZHANG Y X, LI Z X. *Phys. Rev. C*, 2006, 74: 014602.
- [17] LE FÈVRE A, LEIFELS Y, HARTNACK C, et al. *Phys Rev C*, 2018, 98: 034901.
- [18] XU J, CHEN L W, KO C M, et al. *Phys Rev C*, 2012, 85: 041901.
- [19] XU J, SONG T, KO C M, et al. *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 012301.
- [20] XU J, KO C M, LI F, et al. *Nuclear Physics Review*, 2015, 32(2): 146. (in Chinese)
(徐骏, 柯治明, 李锋, 等. 原子核物理评论, 2015, 32(2): 146.)
- [21] XU J. *Nuclear Physics Review*, 2020, 37(3): 650. (in Chinese)
(徐骏. 原子核物理评论, 2020, 37(3): 650.)
- [22] BURNIER Y, KHARZEEV D E, LIAO J, et al. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 052303.
- [23] DUNLOP J C, LISA M A, SORENSEN P. *Phys Rev C*, 2011, 84: 044914.
- [24] TU B, SHI S S, LIU F. *Chin Phys C*, 2019, 43: 054106.
- [25] GRECO V, MITROVSKI M, TORRIERI G. *Phys Rev C*, 2012, 86: 044905.
- [26] IVANOV Y B. *Phys Lett B*, 2013, 723: 475.
- [27] SUN X, MASUI H, POSKANZER A M, et al. *Phys Rev C*, 2012, 91: 024903.
- [28] STEINHEIMER J, KOCH V, BLEICHER M. *Phys Rev C*, 2012, 86: 044903.
- [29] HATTA Y, MONNAI A, XIAO B W. *Phys Rev D*, 2015, 92: 114010.
- [30] BASS S A, BELKACEM M, BLEICHER M, et al. *Prog Part Nucl Phys*, 1998, 41: 255.
- [31] BLEICHER M, ZABRODIN E, SPIELES C, et al. *J Phys G*, 1999, 25: 1859.
- [32] LI Q F, SHEN C W, GUO C C, et al. *Phys Rev C*, 2011, 83: 044617.
- [33] LI Q F, LI Z X, BLEICHER M, et al. *Nuclear Physics Review*, 2011, 28(2): 142. (in Chinese)
(李庆峰, 李祝霞, BLEICHER M, 等. 原子核物理评论, 2011, 28(2): 142.)
- [34] LI Q F, GUO C C, WANG Y J. *Nuclear Physics Review*, 2013, 30(3): 331. (in Chinese)
(李庆峰, 郭琛琛, 王永佳. 原子核物理评论, 2013, 30(3): 331.)
- [35] LI Q F, WANG Y J, GUO C C, et al. *Nuclear Physics Review*, 2014, 31(3): 291. (in Chinese)
(李庆峰, 王永佳, 郭琛琛, 等. 原子核物理评论, 2014, 31(3): 291.)
- [36] LI Q F, BLEICHER M, STOECKER H. *Phys Rev C*, 2006, 73: 064908.
- [37] PETERSEN H, LI Q F, ZHU X L, et al. *Phys Rev C*, 2006, 74: 064908.
- [38] LI Q F, GRAEF G, BLEICHER M. *Phys Rev C*, 2012, 85: 034908.
- [39] PETERSEN H, BLEICHER M, BASS S A, et al. arXiv: 0805.0567v1[hep-ph]
- [40] SUN Z P, GAO C Y. *Nuclear Physics Review*, 2015, 32(3): 267. (in Chinese)
(孙志攀, 高春媛. 原子核物理评论, 2015, 32(3): 267.)
- [41] LI Q F, STEINHEIMER J, PETERSEN H, et al. *Phys Lett B*, 2009, 674: 111.
- [42] PETERSEN H, STEINHEIMER J, BURAU G, et al. *Phys Rev C*, 2008, 78: 044901.
- [43] LI Q F, BLEICHER M, STOECKER H. *Phys Lett B*, 2008, 659: 525.
- [44] LI Q F, BLEICHER M. *J Phys G*, 2009, 36: 015111.
- [45] WANG Y J, GUO C C, LI Q F, et al. *Phys Rev C*, 2014, 89: 034606; *ibid*, 2014, 89: 044603.
- [46] LI P C, WANG Y J, LI Q F, et al. *Phys Rev C*, 2018, 97: 044620.
- [47] ZOU L Y, LI M, GUO C C, et al. *Sci China Phys Mech Astron*, 2016, 59: 122011.
- [48] LI Q F, WANG Y J, WANG X B, et al. *Sci China Phys Mech Astron*, 2016, 59: 622001; *ibid*, 2016, 59: 672013.
- [49] AICHELIN J. *Phys Rep*, 1991, 202: 233.
- [50] SORGE H, STOECKER H, GREINER W. *Nucl Phys A*, 1989, 498: 567.
- [51] TSANG M B, ZHANG Y X, DANIELEWICZ P, et al. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 122701.
- [52] DUTRA M, LOURENÇO O, SÁ MARTINS J S, et al. *Phys Rev C*, 2012, 85: 035201.
- [53] LI P C, WANG Y J, LI Q F, et al. *Nucl Sci and Tech*, 2018, 29: 177.
- [54] ISSE M, OHNISHI A, OTUKA N, et al. *Phys Rev C*, 2005, 72: 064908.
- [55] HAMA S, CLARK B C, COOPER E D, et al. *Phys Rev C*, 1990, 41: 2737.
- [56] BLEICHER M, STOECKER H. *Phys Lett B*, 2002, 526: 309.
- [57] MARUYAMA T, NIITA K, MARUYAMA T, et al. *Prog Theor Phys*, 1996, 96: 263.
- [58] REISDORF W, RITTER H G. *Ann Rev Nucl Part Sci*, 1997, 47: 663.
- [59] POSKANZER A M, VOLOSHIN S A. *Phys Rev C*, 1998, 58: 1671.
- [60] LI Q F, BLEICHER M, STOECKER H. *Phys Lett B*, 2009, 663: 395.
- [61] LI Q F, LI Z X. *Mod Phys Lett A*, 2012, 27(3): 1250004.
- [62] LI Q F, WANG Y J, WANG X B, et al. *Sci China-Phys*

Mech Astron, 2016 59: 632001; *ibid*; 2016, 59: 632002.

2012, 109: 092501.

[63] SJÖSTRAND T, MRENNNA S, SKANDS P J. *High Energy Phys*, 2006, 05: 026.

[65] WANG Y J, GUO C C, LI Q F, et al. *Phys Lett B*, 2018,

[64] KHAN E, MARHUERON J, VIDANĀ I. *Phys Rev Lett*,

778: 207.

Investigation of the Splitting in Elliptic Flow Between Protons and Anti-protons in $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ Collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5 \sim 12$ GeV

LI Pengcheng^{1,2}, WANG Yongjia², LI Qingfeng^{2,3,†}, ZHANG Hongfei^{1,4}

(1. School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China;

2. School of Science, Huzhou University, Huzhou 313000, Zhejiang, China;

3. Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;

4. Joint Department for Nuclear Physics, Lanzhou University and Institute of Modern Physics, CAS, Lanzhou 730000, China)

Abstract: Utilizing ultra-relativistic quantum molecular dynamics (UrQMD) model, the elliptic flow v_2 for proton and anti-protons as well as the v_2 difference between proton and anti-protons from $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ collisions at center-of-mass energies $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5 \sim 12$ GeV are investigated. By comparing the results from the UrQMD model with and without potential interactions, the v_2 of protons and anti-protons and their difference as a function of the transverse momentum p_t , incident energy $\sqrt{s_{\text{NN}}}$, rapidity and centrality are analyzed. It is found that by including mean-field potentials, the transverse momentum, incident energy dependence of v_2 of protons and the v_2 difference in protons and anti-protons could be described well. And the v_2 difference is affected by the size of the windows (*i.e.* rapidity and centrality). These information are useful to understand the properties of nuclear matter at high density and thus exploring the structure of QCD (Quantum-ChromoDynamical) phase diagrams.

Key words: heavy ion collisions; elliptic flow; mean field

Received date: 03 Dec. 2019; Revised date: 17 Jan. 2020

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(11875125,11847315,11675066); Natural Science Foundation of Zhejiang Province, China(LY19A050001, LY18A050002)

† Corresponding author: LI Qingfeng, liqf@zjhu.edu.cn.