相对论重离子碰撞中正反粒子椭圆流的劈裂

徐骏^{1,2*}, 刘鹤^{2,3}, Che Ming Ko⁴

1. 中国科学院上海高等研究院, 上海 201210;

2. 中国科学院上海应用物理研究所, 上海 201800;

3. 中国科学院大学核科学与技术学院, 北京 100049;

4. Cyclotron Institute and Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station, TX77843-3366, USA

* 联系人, E-mail: xujun@zjlab.org.cn

2019-09-20 收稿, 2019-11-22 修回, 2019-11-22 接受, 2020-02-20 网络版发表

国家重点基础研究发展计划(2015CB856904)和国家自然科学基金(11922514, 11421505)资助

摘要 相对论重离子碰撞是研究极端高温高密条件下新物质形态及量子色动力学相图的重要实验手段, 而椭圆流是相对论重离子碰撞的重要实验观测量. 近年来在美国布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机上进行束流能量扫描实验, 研究人员发现了一些异于极端相对论重离子碰撞的行为, 比如正反粒子椭圆流的劈裂. 基于拓展的多相输运模型, 可以通过正反粒子的不同平均场势来解释该实验现象, 并可据此提取高重子及同位旋化学势下夸克物质的状态方程及相图信息.

关键词 相对论重离子碰撞, 椭圆流, 量子色动力学相图, 多相输运模型

所谓相对论重离子碰撞, 是把原子核外电子逐渐剥离, 然后把带正电的原子核加速到极端相对论能量进行对撞的过程. 相对论重离子碰撞实验主要在美国布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机(relativistic heavy-ion collider, RHIC)和欧洲核子研究中心的大型强子对撞机(large hadron collider, LHC)等大型实验装置上进行. 在碰撞过程中, 有大量实验证据表明产生了夸克胶子等离子体这一新的物态. 随着体系的膨胀冷却, 系统会发生从夸克胶子等离子体相到强子相的相变过程, 探测器捕捉到的则是强子进一步演化后的信息. 相对论重离子碰撞的主要任务, 就是研究极端条件下所产生的夸克胶子等离子体的性质, 以及夸克-强子相变.

格点量子色动力学(quantum chromodynamics, QCD)计算告诉我们, 在零重子化学势下, 夸克-强子相变是连续相变, 相变温度大约是155~175 MeV^[1-3]. 在有限重子化学势及低温条件下, 格点QCD难以计算, 但基

于一些理论模型发现, 可能存在一级夸克-强子相变. 在相边界处, 连续相变和一级相变的过渡点称为QCD的临界点, 确定该临界点的位置对理解整个QCD相图十分重要. 因此, RHIC进行了束流能量扫描(beam energy scan, BES)实验, 通过降低重离子碰撞能量, 希望从夸克胶子等离子体相到强子相的相变能在相图上穿过临界点, 获取临界点对末态观测量的信号. 虽然到目前为止, 还没有确定临界点的位置, 但却观测到一系列异于极端相对论重离子碰撞的现象, 其中包括正反粒子椭圆流的劈裂^[4].

椭圆流(v_2)是相对论重离子碰撞的重要实验观测量之一^[5,6], 其形成机制如图1(a)所示. 在非对心相对论重离子碰撞中, 产生的夸克胶子等离子体类似椭球型. 在体系的膨胀过程中, 更多粒子倾向于沿椭球短轴方向(x 轴)出射, 而不是沿椭球长轴方向(y 轴)出射, 在横平面(xoy 平面)末态动量空间的分布类似一个椭圆, 因

引用格式: 徐骏, 刘鹤, Ko C M. 相对论重离子碰撞中正反粒子椭圆流的劈裂. 科学通报, 2020, 65: 790–799

Xu J, Liu H, Ko C M. Elliptic flow splittings between particles and their antiparticles in relativistic heavy-ion collisions (in Chinese). Chin Sci Bull, 2020, 65: 790–799, doi: 10.1360/TB-2019-0543

此叫椭圆流。椭圆流是初态坐标空间的各向异性由于体系的相互作用而转化为末态动量空间的各向异性的结果, 椭圆流本身也经常作为夸克胶子等离子体相互作用的实验探针^[7-9]。有趣的是, 在极端相对论重离子碰撞实验中, 将测得的介子和重子的椭圆流分别除以夸克组分数(分别为2和3), 再把横平面内的动量(简称横动量)也除以夸克组分数, 则所有粒子的椭圆流几乎都重合了, 这称为椭圆流的夸克组分标度率^[10-15], 其背后的机制是椭圆流主要在部分子相形成, 这是夸克胶子等离子体存在的证据之一。然而, 在RHIC束流能量扫描能区, 观测到了正反粒子椭圆流的劈裂, 说明上述夸克组分标度率失效了。实验发现^[4], 核子的椭圆流比反核子的大, K^+ 介子的椭圆流比 K^- 介子的大, π^+ 介子的椭圆流比 π^- 介子的小, 且椭圆流劈裂的程度随着碰撞能量的降低而增大。目前对该现象的理论解释包括: (1) 反粒子是碰撞产生的, 正粒子一部分由碰撞产生, 一部分由参与者核子贡献, 后者经历更多的散射过程, 因此正粒子椭圆流更大^[16-18]; (2) 有限重子和同位旋化学势下, 流体动力学演化可能给出不同的正反粒子椭圆流^[19,20]; (3) 基于冲击波模型, 如果正粒子在横平面的径向流比反粒子小, 则可以解释观测到的椭圆流劈裂^[21]; (4) 在具有净电荷的夸克介质中, 在外磁场下存在手征磁波效应, 形成电四极矩, 可能造成 π^+ 和 π^- 介子的椭圆流劈裂^[22]。

本研究所讨论的, 是正反粒子的不同平均场势造成其椭圆流劈裂的机制。事实上, 在中能重离子碰撞中, 椭圆流是核子平均场势及核物质状态方程的实验探针之一^[23]。在RHIC束流能量扫描能区, 产生了丰重子和丰中子的核物质, 或者说丰夸克和丰下(d)夸

克的物质。在这样的体系中, 具有不同重子和同位旋量子数的粒子的平均场势发生了劈裂, 且劈裂的程度随着重子和同位旋化学势的增大而增大, 后者随着碰撞能量的降低而增加。如图1(b)所示, 由于体系在横平面为椭圆形, 如果粒子受到更吸引的平均场势, 粒子更希望留在体系内, 椭圆流减小; 如果粒子受到更排斥的平均场势, 粒子更希望尽快离开体系, 椭圆流增大。在本研究中, 基于拓展的多相运输模型框架, 从3味Nambu-Jona-Lasinio(NJL)模型提取部分子平均场势, 从相对论平均场模型及手征微扰理论提取各类主要强子的平均场势, 可以定量解释正反粒子椭圆流的劈裂^[24-28], 并获取部分子相互作用乃至QCD相图的信息。

1 拓展的多相运输模型

多相运输(a multiphase transport, AMPT)模型被广泛应用于相对论重离子碰撞的动力学研究^[29], 其优点是可以描述相对论重离子碰撞各个环节的物理过程。对多相运输模型可以进行进一步拓展, 其结构示意图如图2所示。先利用HIJING(heavy-ion jet interaction generator)模型^[30]得到重离子碰撞无末态相互作用的强子分布, 再将这些强子熔化成初态部分子。对于这些部分子的坐标空间分布, 要考虑不同碰撞能量下的洛伦茨收缩效应。对于部分子相的演化, 用3味NJL运输模型来描述, 其中包含了 u , d , s 夸克及其反夸克的平均场势以及部分子之间的两体弹性散射。利用试验粒子方法^[31,32], 可以基于平行事件模拟来计算这些平均场势, 具体理论将在下一章中介绍。部分子之间的两体弹性散射截面, 则作为自由参数用来拟合实验上末态强子的椭圆流。当体系中心能量密度低于 $0.8 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ 时,

图1 (网络版彩色)椭圆流形成机制示意图(a)和粒子平均场势对椭圆流影响示意图(b)

Figure 1 (Color online) Schematics of the formation of the elliptic flow (a) and schematics of the mean-field potential effect on particle elliptic flows (b)

图2 (网络版彩色) 拓展后多相输运模型的结构示意图
Figure 2 (Color online) Structure of the extended AMPT model

部分子相演化结束. 对于部分子的强子化过程, 可以用改进的组合模型来描述^[33]. 在该组合模型中, 选取相空间比较接近的部分子进行组合, 这些组合的概率由对应的维格纳函数描述, 介子、重子、反重子的维格纳

$$L_{\text{NJL}} = \bar{q}(i\not{\partial} - \bar{m})q + \frac{G_S}{2} \sum_{a=0}^8 [(\bar{q}\lambda_a q)^2 + (\bar{q}i\gamma_5 \lambda_a q)^2] - \frac{G_V}{2} \sum_{a=0}^8 [(\bar{q}\gamma_\mu \lambda_a q)^2 + (\bar{q}\gamma_5 \gamma_\mu \lambda_a q)^2] \\ + K \{ \det[\bar{q}(1 + \gamma_5)q] + \det[\bar{q}(1 - \gamma_5)q] \} - G_{\text{IV}} \sum_{a=1}^3 [(\bar{q}\gamma_\mu \lambda_a q)^2 + (\bar{q}\gamma_5 \gamma_\mu \lambda_a q)^2], \quad (1)$$

其中, $q = (q_u, q_d, q_s)^T$ 和 $\bar{m} = \text{diag}(m_u, m_d, m_s)$ 分别为 u, d, s 夸克场和流质量矩阵, λ_a 为味空间的盖尔曼矩阵且 $\lambda_0 = \sqrt{2/3}I$, G_S 和 G_V 分别为标量-同位旋标量和矢量-同位旋标量相互作用的耦合常数, K 项为6夸克相互作用, G_{IV} 为矢量-同位旋矢量相互作用的耦合常数. G_S, K 及夸克流质量等参数值取自文献^[35,36]. 为了方便讨论, 定义 $R_V = G_V/G_S$ 和 $R_{\text{IV}} = G_{\text{IV}}/G_S$ 为约化的相互作用耦合常数. 值得一提的是, 从完整的色-流相互作用出发进行Fierz变换得到 $R_V = 0.5$, 而 $R_V = 1.1$ 则能更好地基于NJL模型得到矢量介子的质量分布^[35].

在平均场近似下, 如果只考虑味单态, 则单粒子哈密顿量表示为

$$H_i = \sqrt{M_i^2 + p_i^{*2}} \pm \frac{2}{3} G_V (\rho_u^0 + \rho_d^0 + \rho_s^0) \\ \pm G_{\text{IV}} \tau_{3i} (\rho_u^0 - \rho_d^0), \quad (2)$$

其中夸克组分质量由以下能隙方程给出:

$$M_i = m_i - 2G_S \sigma_i + 2K \sigma_i \sigma_k, \quad (3)$$

函数分别由对应粒子的电荷均方根半径确定. 具体算法实现过程中, 总是让当前组合概率最大的优先组合, 如此循环, 直到所有部分子都用完为止. 这种改进的组合模型无可调参数, 且可以很好地保留强子化过程中部分子集体流的信息. 基于试验粒子方法的精神, 也允许来自不同平行事件中的部分子进行组合. 组合成的强子种类由组分夸克的种类及其不变质量决定. 这些强子及旁观者核子的进一步动力学演化由拓展的ART (a relativistic transport) 模型^[24,34]描述. ART模型^[34]包含了强子之间的弹性散射、非弹性散射、共振态的产生与衰变, 以及正反粒子的产生与湮灭等反应道. 在其基础上, 还进一步考虑了重子、反重子、 K 介子, 以及 π 介子的平均场势^[24], 这些平均场势也基于平行事件模拟方法计算, 具体的数值将在后面给出.

2 部分子与强子的平均场势

部分子的平均场势取自3味Nambu-Jona-Lasinio (NJL)模型, 其拉氏量表示为

部分子的真实动量表示为

$$\vec{p}_i^* = \vec{p}_i \mp \frac{2}{3} G_V (\vec{\rho}_u + \vec{\rho}_d + \vec{\rho}_s) \\ \mp G_{\text{IV}} \tau_{3i} (\vec{\rho}_u - \vec{\rho}_d). \quad (4)$$

上式中, $\vec{p}_i$ 为部分子正则动量, $\tau_{3u} = 1$, $\tau_{3d} = -1$ 和 $\tau_{3s} = 0$ 分别为 u, d, s 夸克同位旋量子数, $\sigma_i = \langle \bar{q} q_i \rangle$ 为夸克凝聚, ρ_i^0 和 $\vec{\rho}_i$ 分别为流密度 $\langle \bar{q} \gamma^\mu q_i \rangle$ 的时间和空间分量. 这里总是约定, 公式中符号“ $\pm$ ”中, $+$ 对应正粒子, $-$ 对应反粒子; 符号“ $\mp$ ”中, $-$ 对应正粒子, $+$ 对应反粒子. 夸克凝聚和流密度分别表示为

$$\langle \bar{q} q_i \rangle = -2N_c \int_0^A \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{M_i}{\sqrt{M_i^2 + p_i^2}} (1 - f_i - \bar{f}_i), \quad (5)$$

$$\langle \bar{q} \gamma^\mu q_i \rangle = 2N_c \int_0^A \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{p_i^\mu}{\sqrt{M_i^2 + p_i^2}} (f_i - \bar{f}_i), \quad (6)$$

其中, $2N_c = 6$ 为夸克自旋与色简并度, A 为动量截断参数. f_i 和 $\bar{f}_i$ 分别为夸克和反夸克的相空间分布函数, 它

们在热力学平衡态即为费米-狄拉克分布函数, 在输运模拟中则通过试验粒子方法计算, 即将所有平行事件对该相空间格点的贡献求和平均.

图3(a)~(c)给出了各部分子在零温下非相对论约化的平均场势随夸克物质密度的变化关系:

$$U_{q_i, \bar{q}_i} = -2G_s \sigma_i + 2K \sigma_j \sigma_k - M_i^0 \pm \frac{2}{3} G_v (\rho_u^0 + \rho_d^0 + \rho_s^0) \pm G_{IV} \tau_{3i} (\rho_u^0 - \rho_d^0), \quad (7)$$

其中, M_i^0 为真空中的夸克组分质量. 可见, 如果没有矢量-同位旋标量相互作用 ($R_V=0$), 正反夸克受到相同的标量-同位旋标量吸引相互作用. 取 $R_V = 1.1$ 时, 正反夸克的平均场势发生了劈裂, 正夸克受到了比反夸克更排斥的平均场势, 且劈裂程度随夸克物质密度的增加而增大. 此外, 引入了矢量-同位旋矢量相互作用之后 ($R_{IV} = 2$), 在同位旋不对称夸克物质中 [$\delta = 3(\rho_d^0 - \rho_u^0) / (\rho_d^0 + \rho_u^0) = 0.1$], 不同同位旋夸克的平均场势也发生了劈裂, $d(\bar{u})$ 夸克受到了比 $u(\bar{d})$ 夸克更排斥的平均场势.

在强子相, 也引入了重子、反重子、 K 介子以及 π 介子的平均场势. 其中核子与反核子的平均场势由相对论平均场模型及阈下反质子产生研究给出^[37]:

$$U_{N, \bar{N}} = -\Sigma_s \pm \Sigma_v^0. \quad (8)$$

基于 G 宇称不变性, 正反核子的标量势 Σ_s 相同, 矢量势 Σ_v^0 符号相反. 动量为 p 的 K 介子与反 K 介子的平均场势由手征微扰理论给出^[38,39]:

$$U_{K, \bar{K}} = \sqrt{m_K^2 + p^2 - a_{K, \bar{K}} \rho_s + b_K \rho_B^{\text{net}}} \pm b_K \rho_B^{\text{net}} - \sqrt{m_K^2 + p^2}, \quad (9)$$

其中, m_K 为 K 介子质量, ρ_s 和 ρ_B^{net} 分别为标量密度和净重子数密度, $a_{K, \bar{K}}$ 和 b_K 为参数. π^- 介子与 π^+ 介子的 s -波平均场势由计算到二级圈图的手征微扰理论给出, 详见文献^[40]. p -波及高阶平均场势效应较小, 这里不做考虑.

图3(e)~(f)给出了在零温下静止粒子平均场势随重子数密度的变化关系. 可见在重子介质中, 核子和反核子的平均场势分别是弱吸引和强吸引的, K^+ 和 K^- 介子的平均场势分别是弱排斥和强吸引的. 在同位旋不对称重子介质中 ($\delta = (\rho_n - \rho_p) / (\rho_n + \rho_p) = 0.1$, 其中 ρ_n 和 ρ_p 分别

图3 (网络版彩色)部分子和主要强子的平均场势随密度的变化. (a) 轻夸克及其反夸克的平均场势; (b) 奇异夸克及其反夸克的平均场势; (c) 上下夸克平均场势的同位旋劈裂; (d) 核子与反核子的平均场势; (e) K^+ 介子与 K^- 介子的平均场势; (f) π^+ 介子与 π^- 介子的平均场势. 以上均为零温下在无反夸克或反重子及同位旋不对称度为0.1的介质中的结果

Figure 3 (Color online) Density dependence of the mean-field potentials of partons and major hadrons. (a) Mean-field potentials of light quarks and their antiquarks; (b) mean-field potentials of strange quarks and their antiquarks; (c) the isospin splitting of the mean-field potentials between up and down quarks; mean-field potentials of nucleons and antinucleons (d), K^+ and K^- (e), and π^+ and π^- (f). These are mean-field potential results in the cold antiquark-free or antibaryon-free medium with the isospin asymmetry of 0.1

为净中子和质子密度), π^- 介子比 π^+ 介子受到更排斥的平均场势. 超子和反超子的平均场势, 则按其轻夸克或反轻夸克组分数, 相对于核子与反核子的平均场势按比例减小.

3 有效QCD相图

NJL模型的一大优点是可以很好地描述夸克的自发手征对称性破缺, 因而可以得到QCD手征相变相图. 在热力学平衡态, 图4给出不同 R_V 取值时轻夸克组分质量在(化学势、温度)平面的变化. 可以看到, 在低温和小化学势时, 轻夸克的组分质量为300多MeV, 近似为核子质量的1/3, 对应手征对称性破缺的强子相. 在高温或大化学势时, 轻夸克的组分质量几乎为零, 对应手征对称性恢复的部分子相. 轻夸克的组分质量急剧下降的区域则对应着手征相变的相边界, 对于不同 R_V 取

图4 (网络版彩色)3种不同的矢量-同位旋标量耦合参数下,轻夸克组分质量在(化学势、温度)平面的变化。(a) $R_v=0$; (b) $R_v=0.5$; (c) $R_v=1.1$
Figure 4 (Color online) Constituent mass of light quarks in the (chemical potential, temperature) plane from three different vector-isoscalar coupling constants. (a) $R_v=0$; (b) $R_v=0.5$; (c) $R_v=1.1$

值相边界处有不同的变化趋势。当 $R_v=0$ 时,在低温大化学势处的相边界变化比较陡峭,对应一级相变。当 $R_v=1.1$ 时,该处相边界的变化则比较平缓,对应连续相变。

图5(a)给出了不同 R_v 取值时NJL模型给出的(化学势、温度)平面手征相变相图,其中轻夸克的组分质量为其真空质量的一半时,定义该处为相边界。图5(a)中非实线代表

连续相变的相边界,实线代表一级相变的相边界。非实线和实线的转变处为手征相变的临界点,用星型符号表示。可见,随着 R_v 取值的变大,临界点往低温处移动,直至消失。NJL模型给出的临界点温度偏低,且只能描述手征相变,因为其缺少胶子的贡献。文献[41]首次将胶子的贡献通过Polyakov圈引入。对应地,在热力学势函数中引入Polyakov圈的贡献:

$$\Omega_{\text{polyakov}} = -bT \{ 54e^{-a/T} \varphi \bar{\varphi} + \ln[1 - 6\varphi \bar{\varphi} - 3(\varphi \bar{\varphi})^2 + 4(\varphi^3 + \bar{\varphi}^3)] \}, \quad (10)$$

其中 a 和 b 为参数, φ 和 $\bar{\varphi}$ 均为Polyakov圈,分别与夸克和反夸克在胶子介质中的自由能相关[42]。当 $\varphi=0$ ($\varphi>0$)时,对应该自由能为无穷大(有限值),说明夸克胶子体系处于禁闭相(解禁闭相)。因此, φ 可以作为解禁闭相变的序参量,通常选取 $\varphi=1/2$ 作为解禁闭相变的相边界。

图5(b)给出了不同 R_v 取值时Polyakov-loop NJL (pNJL)模型给出的(化学势、温度)平面相图。其中手征相变的行为与NJL模型定性上一致,即临界点的温度随 R_v 的增大而变低。这一发现与文献[35,43~46]中的结论定性符合。但由于Polyakov圈对相空间分布函数的影

图5 (网络版彩色)3种不同矢量-同位旋标量耦合参数下的有效QCD相图。(a) 基于NJL模型得到的(化学势、温度)平面相图; (b) 基于pNJL模型得到的(化学势、温度)平面相图

Figure 5 (Color online) Effective QCD phase diagrams from three different vector-isoscalar coupling constants. (a) Phase diagram from the NJL model in the (chemical potential, temperature) plane; (b) phase diagram from the pNJL model in the (chemical potential, temperature) plane

响, 对于相同 R_V 临界点的温度相对于NJL模型提高了. 此外, 可以看到相图上出现了解禁闭相变的相边界, 且与手征相变的相边界不重合. 因此, 理论上可能出现手征对称性恢复的禁闭相, 即所谓夸克素物质相^[47-49]. 事实上, 矢量-同位旋矢量耦合参数(R_{IV})也对有效QCD相图有重要影响, 详见文献^[50].

4 输运模拟结果与讨论

从单粒子哈密顿量或平均场势出发, 就可以通过数值求解正则方程模拟体系的动力学演化. 由于NJL模型所得到的部分子平均场势与其对应的有效QCD相图密切相关, 输运模拟中也就等效地包含了QCD相图的信息. 理论研究发现, 需要很强的矢量-同位旋标量和矢量-同位旋矢量耦合才能解释实验上观测到的正反粒子椭圆流劈裂, 因此在后面的计算中主要取 $R_V=1.1$ 和 $R_{IV}=2$. 输运模拟中使用了大小为10 mb的各向同性部分子散射截面, 可以很好地拟合RHIC束流能量扫描能区的末态强子椭圆流^[51].

不同金-金碰撞质心系能量下体系中心部分子相与强子相密度的演化, 如图6(a)所示. 可以看到, 不同能量下部分子相的持续时间均在3 fm/c左右, 且正夸克密度总是比反夸克密度高. 7.7 GeV时正反夸克密度均较低, 但随时间衰减得比较慢, 对应比较慢的膨胀速度. 随着能量的升高, 正反夸克密度均增加, 但随时间衰减得更快, 说明体系的膨胀速度更快. 强子化之后, 重子密度

总是比反重子密度高. 随着质心系能量的增加, 重子密度略有降低, 反重子密度则明显增加. 部分子相矢量-同位旋标量平均场势的强度与净夸克密度相关, 强子相核子-反核子以及 K^+-K^- 介子的平均场势劈裂与净重子密度相关. 对于同位旋不对称度, 不同质心系能量下部分子相 $\delta \sim 0.1$, 强子相 $\delta \sim 0.05$. 图6(b)给出了不同质心系能量下部分子相体系中心矢量-同位旋标量势与矢量-同位旋矢量势的时间分量($U_V^0 = \frac{2}{3}G_V(\rho_u^0 + \rho_d^0 + \rho_s^0)$)

与 $U_{IV}^0 = G_{IV}(\rho_u^0 - \rho_d^0)$)随时间的演化. 相对矢量-同位旋矢量势, 矢量-同位旋标量势的强度要大得多. 两者的峰值都随着质心系能量的增大而增大, 但持续时间都随着质心系能量的增大而减小. 这些矢量势的空间分量正比于流密度的空间分量, 产生的效应与时间分量相反. 但由于空间分量在早期演化过程中比较小, 因而不如时间分量重要^[52,53].

这里将7.7 GeV能量下的Au+Au碰撞作为一个典型系统, 讨论说明矢量-同位旋标量势与矢量-同位旋矢量势对部分子椭圆流的效应. 图7中分别展示了($R_V=0$, $R_{IV}=0$; $R_V=1.1$, $R_{IV}=0$; $R_V=1.1$, $R_{IV}=2$)3种情况下末态部分子椭圆流的横动量依赖关系. 对于 $R_V=0$, $R_{IV}=0$, 所有部分子的椭圆流几乎都相同. 对于 $R_V=1.1$, $R_{IV}=0$, 可以观察到正反夸克椭圆流的劈裂. 由于受到比反夸克更排斥的平均场势, 正夸克的椭圆流显著偏大. 对于 $R_V=1.1$, $R_{IV}=2$, 不仅正反夸克的椭圆流有劈裂, 具有不

图6 (网络版彩色)相对论重离子碰撞中密度与平均场势的演化. (a) 不同金-金碰撞质心系能量下部分子相中心夸克与反夸克密度和强子相中心重子与反重子密度随时间的演化. (b) 不同金-金碰撞质心系能量下部分子相中心矢量-同位旋标量势与矢量-同位旋矢量势的时间分量随时间的演化

Figure 6 (Color online) Evolution of the densities and the mean-field potentials in relativistic heavy-ion collisions. (a) Time evolutions of quark and antiquark densities in the central region of the partonic phase as well as baryon and antibaryon densities in the central region of the hadronic phase in Au+Au collisions at different center-of-mass energies; (b) time evolutions of the time component of the vector-isoscalar potential and the vector-isovector potential in the central region of the partonic phase in Au+Au collisions at different center-of-mass energies

图7 (网络版彩色)质心系能量为7.7 GeV时末态 u 和 d 夸克及其反夸克椭圆流的横动量分布. (a) $R_V=0$, $R_{IV}=0$; (b) $R_V=1.1$, $R_{IV}=0$; (c) $R_V=1.1$, $R_{IV}=2$

Figure 7 (Color online) Transverse momentum dependence of the elliptic flows of final u and d quarks as well as their antiquarks at the center-of-mass energy of 7.7 GeV. (a) $R_V=0$, $R_{IV}=0$; (b) $R_V=1.1$, $R_{IV}=0$; (c) $R_V=1.1$, $R_{IV}=2$

同同位旋部分子的椭圆流也有微小劈裂. 后者是由于 d ($\bar{n}$)夸克受到了比 u ($\bar{d}$)夸克更排斥的平均场势.

由于核子(反核子)由夸克(反夸克)组合而成, 末态正反夸克的椭圆流劈裂经过强子化之后会反映在核子与反核子的椭圆流劈裂上, 后者在强子相的平均场势中得到维持和增强. π^+ 和 π^- 介子分别由 $u\bar{d}$ 和 $\bar{u}d$ 组成, 它们的椭圆流劈裂经过强子化之后由 d 和 u 的椭圆流劈裂与 $\bar{u}$ 和 $\bar{d}$ 的椭圆流劈裂相加而得到增强, 并在强子相的平均场势中得到维持和增强. K^+ 和 K^- 介子分别由 $u\bar{s}$ 和 $\bar{u}s$ 组成, 由于奇异夸克比轻夸克重, 所以初态强子的椭圆流由奇异夸克及其反夸克决定, 造成 K^+ 介子的椭圆流比 K^- 介子的小. 但在丰重子的强子相中, K^+ 介子受到比 K^- 介子更排斥的平均场势, K^+ 和 K^- 介子的椭圆流劈裂被翻转了. 图8总结了在($R_V=1.1$, $R_{IV}=2$)参数下核子与反核子、 K^+ 介子与 K^- 介子、 π^+ 介子与 π^- 介子的椭圆流劈裂随质心系能量的变化关系. 可以看到, 这些椭圆流劈裂都随着质心系能量的增加而减小, 对应图7中平均场势效应随质心系能量的增加而减弱. 基于拓展的多相输运模型, 椭圆流劈裂定量上也与实验结果在统计误差内符合. 可见, 实验上观测到的椭圆流劈裂需要很强的矢量-同位旋标量和矢量-同位旋矢量相互作用才能解释. 这说明在高重子和同位旋化学势下夸

图8 (网络版彩色)不同质心系能量下核子与反核子、 K^+ 介子与 K^- 介子以及 π^+ 介子与 π^- 介子的椭圆流劈裂. 拓展的多相输运模型结果用空心符号表示, 实验数据^[4]用实心符号表示

Figure 8 (Color online) Elliptic flow splittings between nucleons and antinucleons, K^+ and K^- , and π^+ and π^- at different collision energies. Results from the extended AMPT model shown by open symbols are compared with the experimental data^[4] shown by solid symbols

克物质具有较硬的状态方程^[54], 这一结果也为理解QCD相图及确定临界点的位置提供了参考.

5 总结与展望

为了在相对论重离子碰撞中寻找QCD临界点的信号, RHIC进行了束流能量扫描实验, 发现了一系列有趣的结果, 包括正反粒子椭圆流的劈裂. 基于拓展的多相输运模型, 并从3味NJL模型中提取部分子相互作用, 发现如果引入很强的矢量相互作用可以定量解释实验上的正反粒子椭圆流的劈裂及其随能量的变化关系. 此外, 基于NJL模型可以得到有效的QCD相图, 手征相变临界点的位置敏感于矢量相互作用的强度. 基于椭圆流劈裂实验数据获取的矢量相互作用强度, 或许意味着QCD临界点在很低的温度甚至不存在.

在目前的研究工作中, 只考虑了基于NJL模型的输运模拟. 本研究中也提到, NJL模型缺少胶子的贡献以及解禁闭相变的机制. 引入Polyakov圈之后, pNJL模型可以更好地描述QCD相结构并给出更合理的相变临界点位置. 将Polyakov圈引入输运模拟是具有挑战性的工作, 也是今后这方面工作努力的方向.

参考文献

- 1 Karsch F. Lattice QCD at high temperature and density. Lect Notes Phys, 2002, 583: 209–250
- 2 Gupta S, Luo X, Mohanty B, et al. Scale for the phase diagram of quantum chromodynamics. Science, 2011, 332: 1525–1528

- 3 Bhattacharya T, Buchhoff M I, Christ N H, et al. QCD phase transition with chiral quarks and physical quark masses. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 082001
- 4 Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. Observation of an energy-dependent difference in elliptic flow between particles and antiparticles in relativistic heavy ion collisions. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 142301
- 5 Poskanzer A M, Voloshin S A. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions. *Phys Rev C*, 1998, 58: 1671–1678
- 6 Voloshin S A, Poskanzer A M, Snellings R. Collective phenomena in non-central nuclear collisions. 2010, arXiv: 0809.2949.
- 7 Song H, Bass S A, Heinz U, et al. 200 A GeV Au + Au collisions serve a nearly perfect Quark-Gluon liquid. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 192301
- 8 Niemi H, Denicol G S, Huovinen P, et al. Influence of shear viscosity of quark-gluon plasma on elliptic flow in ultrarelativistic heavy-ion collisions. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 212302
- 9 Schenke B, Jeon S, Gale C. Elliptic and triangular flow in event-by-event $D=3+1$ viscous hydrodynamics. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 042301
- 10 Adams J, Adler C, Aggarwal M M, et al. Particle-type dependence of azimuthal anisotropy and nuclear modification of particle production in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys Rev Lett*, 2004, 92: 052302
- 11 Adams J, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. Azimuthal anisotropy in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys Rev C*, 2005, 72: 014904
- 12 Adams J, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. Multistrange baryon elliptic flow in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 122301
- 13 Adare A, Afanasiev S, Aidala C, et al. Scaling properties of azimuthal anisotropy in Au + Au and Cu + Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 162301
- 14 Afanasiev S, Aidala C, Ajitanand N N, et al. Elliptic flow for ϕ mesons and (anti)deuterons in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys Rev Lett*, 2007, 99: 052301
- 15 Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. Centrality dependence of charged hadron and strange hadron elliptic flow from $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au+Au collisions. *Phys Rev C*, 2008, 77: 054901
- 16 Dunlop J C, Lisa M A, Sorensen P. Constituent quark scaling violation due to baryon number transport. *Phys Rev C*, 2011, 84: 044914
- 17 Greco V, Mitroviski M, Torrieri G. Elliptic flow in heavy ion collisions at varying energies: Partonic versus hadronic dynamics. *Phys Rev C*, 2012, 86: 044905
- 18 Ivanov Y B. Elliptic flow of protons and antiprotons in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ –62.4 GeV within alternative scenarios of three-fluid dynamics. *Phys Lett B*, 2013, 723: 475–480
- 19 Steinheimer J, Koch V, Bleicher M. Hydrodynamics at large baryon densities: Understanding proton versus anti-proton v_2 and other puzzles. *Phys Rev C*, 2012, 86: 044903
- 20 Hatta Y, Monnai A, Xiao B W. Flow harmonics v_n at finite density. *Phys Rev D*, 2015, 92: 114010
- 21 Sun X, Masui H, Poskanzer A M, et al. Blast wave fits to elliptic flow data at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ –2760 GeV. *Phys Rev C*, 2015, 91: 024903
- 22 Burnier Y, Kharzeev D E, Liao J, et al. Chiral magnetic wave at finite baryon density and the electric quadrupole moment of the quark-gluon plasma. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 052303
- 23 Danielewicz P, Lacey R, Lynch W G. Determination of the equation of state of dense matter. *Science*, 2002, 298: 1592–1596
- 24 Xu J, Chen L W, Ko C M, et al. Effects of hadronic potentials on elliptic flows in relativistic heavy ion collisions. *Phys Rev C*, 2012, 85: 041901
- 25 Xu J, Song T, Ko C M, et al. Elliptic flow splitting as a probe of the QCD phase structure at finite baryon chemical potential. *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 012301
- 26 Xu J, Ko C M, Li F, et al. Mean-field effects on particle and antiparticle elliptic flows in the beam-energy scan program at RHIC. *Nucl Phys Rev*, 2015, 32: 146–153
- 27 Xu J, Ko C M. Collision energy dependence of elliptic flow splitting between particles and their antiparticles from an extended multiphase transport model. *Phys Rev C*, 2016, 94: 054909
- 28 Liu H, Wang F T, Sun K J, et al. Isospin splitting of pion elliptic flow in relativistic heavy-ion collisions. *Phys Lett B*, 2019, 798: 135002
- 29 Lin Z W, Ko C M, Li B A, et al. Multiphase transport model for relativistic heavy ion collisions. *Phys Rev C*, 2005, 72: 064901
- 30 Wang X N, Gyulassy M. HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in pp, pA, and AA collisions. *Phys Rev D*, 1991, 44: 3501–3516
- 31 Wong C Y. Dynamics of nuclear fluid. VIII. Time-dependent Hartree-Fock approximation from a classical point of view. *Phys Rev C*, 1982, 25: 1460–1475
- 32 Bertsch G F, Das Gupta S. A guide to microscopic models for intermediate energy heavy ion collisions. *Phys Rep*, 1988, 160: 189–233
- 33 Wang F T, Xu J. Hadronization using the Wigner function approach for a multiphase transport model. 2019, arXiv: 1908.04956.
- 34 Li B A, Ko C M. Formation of superdense hadronic matter in high energy heavy-ion collisions. *Phys Rev C*, 1995, 52: 2037–2063
- 35 Lutz M, Klimt S, Weise W. Meson properties at finite temperature and baryon density. *Nucl Phys A*, 1992, 542: 521–558
- 36 Bratovic N, Hatsuda T, Weise W. Role of vector interaction and axial anomaly in the PNJL modeling of the QCD phase diagram. *Phys Lett B*,

- 2013, 719: 131–135
- 37 Li G Q, Ko C M, Fang X S, et al. Subthreshold antiproton production in nucleus-nucleus collisions. *Phys Rev C*, 1994, 49: 1139–1148
- 38 Li G Q, Lee C H, Brown G E. Kaon production in heavy-ion collisions and maximum mass of neutron stars. *Phys Rev Lett*, 1997, 79: 5214–5217
- 39 Li G Q, Lee C H, Brown G E. Kaons in dense matter, kaon production in heavy-ion collisions, and kaon condensation in neutron stars. *Nucl Phys A*, 1997, 625: 372–434
- 40 Kaiser N, Weise W. Systematic calculation of s-wave pion and kaon self-energies in asymmetric nuclear matter. *Phys Lett B*, 2001, 512: 283–289
- 41 Fukushima K. Chiral effective model with the Polyakov loop. *Phys Lett B*, 2004, 591: 277–284
- 42 Fukushima K, Hatsuda T. The phase diagram of dense QCD. *Rep Prog Phys*, 2011, 74: 014001
- 43 Masayuki A, Koichi Y. Chiral restoration at finite density and temperature. *Nucl Phys A*, 1989, 504: 668–684
- 44 Fukushima K. Phase diagrams in the three-flavor Nambu-Jona-Lasinio model with the Polyakov loop. *Phys Rev D*, 2008, 77: 114028
- 45 Carignano S, Nickel D, Buballa M. Influence of vector interaction and Polyakov loop dynamics on inhomogeneous chiral symmetry breaking phases. *Phys Rev D*, 2010, 82: 054009
- 46 Sasaki C, Friman B, Redlich K. Susceptibilities and the phase structure of a chiral model with Polyakov loops. *Phys Rev D*, 2007, 75: 074013
- 47 McLerran L, Pisarski R D. Phases of dense quarks at large. *Nucl Phys A*, 2007, 796: 83–100
- 48 Glozman L Y, Wagenbrunn R F. Chirally symmetric but confining dense, cold matter. *Phys Rev D*, 2008, 77: 054027
- 49 Liu H, Xu J, Chen L W, et al. Isospin properties of quark matter from a 3-flavor NJL model. *Phys Rev D*, 2016, 94: 065032
- 50 STAR Collaboration. Inclusive charged hadron elliptic flow in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}39$ GeV. *Phys Rev C*, 2012, 86: 054908
- 51 Song T, Plumari S, Greco V, et al. Partonic mean-field effects on matter and antimatter elliptic flows. 2014, arXiv: 1211.5511.
- 52 Ko C M, Song T, Li F, et al. Partonic mean-field effects on matter and antimatter elliptic flows. *Nucl Phys A*, 2014, 928: 234–246
- 53 Liu H, Xu J, Ko C M. Properties of strange quark stars with isovector interactions. 2019, arXiv: 1908.01918.

Summary for “相对论重离子碰撞中正反粒子椭圆流的劈裂”

Elliptic flow splittings between particles and their antiparticles in relativistic heavy-ion collisions

Jun Xu^{1,2*}, He Liu^{2,3} & Che Ming Ko⁴

¹ Shanghai Advanced Research Institute, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201210, China;

² Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

³ School of Nuclear Science and Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

⁴ Cyclotron Institute and Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station, TX77843-3366, USA

* Corresponding author, E-mail: xujun@zjlab.org.cn

Relativistic heavy-ion collisions are an important experimental way of studying the new state of matter as well as the phase diagram of the quantum chromodynamics (QCD) under extremely high temperatures and high densities. The elliptic flow is an important experimental observable in relativistic heavy-ion collisions. In recent years, the beam-energy scan program has been carried out on the relativistic heavy-ion collider at Brookhaven National Laboratory in USA, where phenomena different from those in heavy-ion collisions at extremely high energies, such as the elliptic flow splittings between particles and their antiparticles, are observed. Based on an extended multiphase transport model, this phenomenon can be explained through different mean-field potentials for particles and their antiparticles. In the almond-shaped medium produced in these collisions, particles affected by the repulsive potential are more likely to leave the system, while those affected by the attractive potential are more likely to be trapped in the system, enhancing and reducing their respective elliptic flow. The partonic mean-field potentials are extracted from an extended 3-flavor Nambu-Jona-Lasinio (NJL) model. Quarks are affected by more repulsive potentials compared with their antiquarks as a result of the vector-isoscalar coupling, while d quarks are affected by a more repulsive potential compared with u quarks as a result of the vector-isovector coupling, in the baryon-rich and d -quark-rich medium. The hadronic mean-field potentials are also incorporated through the relativistic mean-field model for baryons and antibaryons, and through the chiral effective field theory for kaons and antikaons as well as for π^+ and π^- . In the baryon-rich and neutron-rich medium, antinucleons, antikaons, and π^+ are affected by more attractive potentials than nucleons, kaons, and π^- , respectively. It is found that a strong vector-isoscalar and vector-isovector coupling are needed to reproduce the elliptic flow splittings between nucleons and antinucleons, kaons and antikaons, as well as π^+ and π^- , as observed experimentally by the STAR Collaboration. On the other hand, the NJL model can be used to study the spontaneous chiral symmetry breaking and the phase diagram of the chiral phase transition. In order to describe both the chiral and deconfinement phase transition, one needs to extend the NJL model by incorporating the Polyakov-loop contribution (pNJL). Although the temperature of the critical point for the chiral phase transition is higher in the pNJL model, it is found that the position or the behavior of the critical point is sensitive to the strength of the vector-isoscalar and the vector-isovector couplings in both the NJL and the pNJL model. In addition, the equation of state of baryon-rich and d -quark-rich quark matter is sensitive to these couplings as well. With these couplings constrained by the elliptic flow splittings between particles and their antiparticles, information of the quark matter equation of state as well as the QCD phase diagram at finite baryon and isospin chemical potentials can be thus extracted. The study shows that the QCD critical point may be at very low temperatures or does not even exist, while the strong vector-isoscalar and vector-isovector couplings favor a stiff equation of state of quark matter at high net-baryon and isovector densities. In future studies, the transport framework can be further extended to incorporate the Polyakov-loop contribution.

relativistic heavy-ion collisions, elliptic flow, QCD phase diagram, a multiphase transport model

doi: [10.1360/TB-2019-0543](https://doi.org/10.1360/TB-2019-0543)