

强相互作用物质中的自旋与运动关联

尹伊

Quantum correlation between spin and motion in quantum chromodynamics matter

Yin Yi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 111201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222458

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222458>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

表面单分子量子态的探测和调控研究进展

Advances in detection and regulation of surface-supported molecular quantum states

物理学报. 2022, 71(6): 060701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212324>

拓扑自旋光子晶体中螺旋边界态单向传输调控研究

Unidirectional propagation control of helical edge states in topological spin photonic crystals

物理学报. 2022, 71(19): 194101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220353>

外磁场中的粲偶素

Charmonia in an external magnetic field

物理学报. 2021, 70(17): 170302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210262>

基本费米子质量和代问题

Mass distribution and generation of elementary fermions

物理学报. 2021, 70(23): 231201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210854>

颗粒物质内自旋小球运动行为的数值模拟研究

Numerical simulation of a spinning sphere moving in granular matter

物理学报. 2018, 67(1): 014702 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171459>

原子核电荷半径的研究

Study of nuclear charge radius

物理学报. 2020, 69(16): 162101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191643>

专题: 高能重离子碰撞过程的自旋与手征效应

强相互作用物质中的自旋与运动关联*

尹伊†

(中国科学院近代物理研究所, 夸克物质中心, 兰州 730000)

(2022 年 12 月 30 日收到; 2023 年 3 月 12 日收到修改稿)

介绍了相对论重离子碰撞实验中自旋相关观测量的最新研究进展, 重点是流体力学梯度引发的费米子自旋与其运动的量子关联, 比如最新发现的剪切力引发的自旋效应 (shear-induced polarization, SIP), 以及场论线性响应理论在自旋研究中的应用. 本文讨论了 SIP 效应以及其他自旋运动关联效应在重离子碰撞实验中的可能信号, 并对未来发展做了展望.

关键词: 量子色动力学相图, 自旋**PACS:** 12.38.Mh**DOI:** 10.7498/aps.72.20222458

1 引言

研究极端高温高密核物质性质是高能核物理的重要前沿. 量子色动力学 (quantum chromodynamics, QCD) 相图总结了极端条件下物态的性质与温度以及重子密度的关系^[1](更新的综述参看文献^[2]). 过去 20 年, 我们对 QCD 相图, 尤其是对相对论重离子碰撞实验所覆盖相图区域的认知, 取得了一系列重大的进展^[3]. 比如通过比较实验产生的强子动量分布和流体力学模拟结果, 研究者发现夸克胶子等离子体 (quark-gluon plasma, QGP) 是一个有着极低剪切黏滞系数 (shear viscosity) 的近理想流体. 理论上一个代表性的进展就是第一性原理的格点计算可以高精度获取在低重子密度区的 QCD 物质状态方程.

然而, 此前对相图研究的侧重点是“非量子”的物理量. 比如上一段提到的剪切黏滞系数, 是流体力学参数, 并不直接表征流体量子性质. 状态方程描述的是经典物理量压强和温度的关系. 按照现代多体理论的观点, 量子效应对刻画媒介性质, 区分不

同的物态, 有着极其重要的作用, 2016 年的诺贝尔奖就授予了三位研究量子拓扑相变的科学家. 因此, 重离子碰撞实验研究一个重要的新进展就是成功测量了和末态强子自旋相关的物理量, 进而开辟了从量子效应出发, 刻画 QCD 物质性质的新前沿.

早在 2005 年, 山东大学梁作堂教授和美国劳伦斯伯克利国家实验室的王新年教授^[4]就预言, 由于非对心碰撞中产生的火球有着可观的角动量, 这些角动量将引发末态产生的 Λ 超子自旋会倾向于指向火球角动量的方向. 2013 年开始, 佛罗伦萨大学的 Becattini 教授和他的合作者^[5]发表了一系列工作, 基于平衡态密度矩阵, 预言了角动量产生的涡旋 (vorticity) 将引发 Λ 超子自旋极化. 2017 年, STAR 合作组发表结果, 验证了理论的预期^[6]. 此后, 相对论重离子对撞机 (relativistic heavy ion collider, RHIC) 和大型强子对撞机 (large hadron collider, LHC) 还观察到了一系列矢量介子 (如 Kaon, ϕ , J/Ψ) 自旋矩阵的非平庸表现^[7,8].

在理论上, 发展费米子的量子动力学理论 (quantum kinetic theory) 一直是学科热点. 最初发展该理论的动机是为了描述手征磁效应 (chiral

* 国家自然科学基金 (批准号: 12175282) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yiyin@impcas.ac.cn

magnetic effect)^[9,10]等和量子手征反常相关的效应^[11,12]. 近几年实验对自旋观察量的测量, 进一步推动了量子动力学理论的发展 (参看文献^[13, 14]的综述). 另一个广受关注的问题是自旋流体力学. 如果自旋自由度的弛豫时间很长, 它们需要被看作独立于流体力学自由度的新自由度. 自旋流体力学的目标是描述自旋与通常流体力学自由度的耦合演化^[15–21]. 值得强调的是, 上述理论发展在凝聚态物理的相关领域也有广阔的应用前景. 比如描述手征费米子的量子动力学、手征动力学 (chiral kinetic theory), 已被广泛应用于 Weyl 半金属的性质研究.

在 2020 年之前的大多数研究中, 旋转以及与之相关的涡旋被认为是重离子碰撞条件下产生极化的主要机理. 最近两年里, 一系列曾被长期忽视却可以引发自旋极化的新效应被发现. 本文将这一类现象统称为“自旋与运动的量子关联”效应, 包括下面将详述的剪切流极化效应 (shear-induced polarization), 它们可以看作是自旋霍尔效应的“近亲”. 这类效应不仅可以通过不同的理论手段推导出, 而且有越来越多的证据表明, 它们会对观测量产生重要影响, 有潜力被实验验证. 向读者介绍这一新进展, 是本文的两个主题之一.

本文的另一个主题是介绍线性响应理论在研究自旋效应中的应用. 笔者认为, 这个方法有很多优点, 比如基于该框架, 可以把有限温度场论的成熟方法用于系统的分析自旋效应. 此前对于自旋效应的研究, 似乎没有充分认识到线性响应理论的重要性. 因此本文也将着重介绍相关的发展.

本文大纲如下: 第 2 节先介绍“自旋与运动关联”的物理图像; 第 3 节是线性响应理论在自旋效应中的应用, 包括如何推导计算“自旋-运动关联”; 第 4 节介绍相关实验结果; 第 5 节是总结和展望.

2 物理图像

考虑一个由自旋为 1/2 的费米子组成的多体系统, 我们关心将会引起这些费米子自旋极化的效应. 一个熟知引发自旋极化的机理是对系统施加旋转. 费米子如果自旋 $\mathbf{s}$ 沿着角速度方向, 其能量会降低, 因此整体而言, 平均自旋会顺着角动量 $\mathbf{\Omega}$ 的方向:

$$\langle \mathbf{s} \rangle \propto \mathbf{\Omega}, \quad (1)$$

这里 $\langle \dots \rangle$ 表示对系综求平均.

但是旋转并不是引发自旋极化的唯一途径. 在

凝聚态系统中, 一个著名效应是自旋霍尔效应 (spin Hall effect, SHE)^[22]. 如图 1 所示, 对于自旋霍尔材料, 如果沿着 y 方向作用一个电场 $\mathbf{E}$, 会发现沿着 x 方向运动的费米子自旋将沿着 z 方向. 自旋霍尔效应与费米子运动速度 $\mathbf{v}$ 可以被如下公式总结:

$$\hat{\mathbf{s}} \propto \mathbf{v} \times \mathbf{E}. \quad (2)$$

在一些特定的情形, 自旋霍尔效应的输运系数正比于多体系统的拓扑量子数, 因此可以用来区分不同的拓扑相^[23].

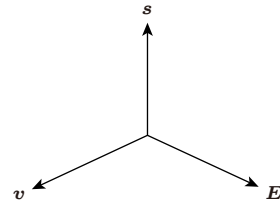


图 1 自旋霍尔效应示意. 对于自旋霍尔材料 (如某些半导体, 见文献^[22]的总结), 在施加了电场的条件下, 费米子的速度 $\mathbf{v}$ 与其自旋方向 $\mathbf{s}$ 将产生关联, 见正文和方程 (2)

Fig. 1. An illustration of spin Hall effect (SHE). For SHE material (such as semi-conductor as listed in Ref. ^[22]), the velocity of a fermion $\mathbf{v}$ will be correlated with its spin direction $\mathbf{s}$, see text and Eq. (2).

如果比较自旋霍尔效应 (2) 式和转动引发的自旋 (1) 式, 不难发现二者在定性上的显著差别. 对于转动引发的自旋, 自旋方向不依赖于费米子的动量或者速度. 与之相反, 在自旋霍尔效应中, 自旋方向与运动速度垂直. 也就是说, 在该效应中, 自旋和运动关联在了一起. 因此自旋霍尔效应是一个将自旋与费米子运动关联起来的量子效应.

对于相对论重离子碰撞实验产生的强相互作用物质, 是否也会存在自旋与运动的关联? 从物理图像的角度, 如果把 (2) 式中的电场换成其他的作用力, 我们也期待产生自旋-运动关联. 这意味着, 对于一个多体系统, 包括强相互作用物质, 热力学力, 如温度梯度、化学势梯度, 也潜在可以引发自旋效应. 下一节将用严格的理论方法验证这一期待.

3 理论

3.1 线性响应理论

线性响应理论是研究多体系统性质的重要理论手段. 考虑一个处在稳态 (如热平衡态) 的多体系统, 我们可以扰动该系统, 然后研究感兴趣的观

测量在扰动下发生的响应(变化). 如果扰动的振幅很小, 可以做线性近似, 将响应和相关的关联函数定量联系起来, 后者可用系统的场论方法计算获得.

这里先举一个熟知的应用线性响应理论的例子. 考虑能动张量 $T^{\mu\nu}$ 的对长波长(小梯度)扰动的响应. 可以对 $T^{\mu\nu}$ 用流体力学场, 即能量密度 ϵ 或者温度 T , 流体速度 u^μ 以及它们的梯度进行展开. 在这个过程中, 所有满足对称性和 Lorentz 协变性的项都需要写下来. 比如对于偏离于平衡态部分的能动张量 $\Delta T^{\mu\nu}$, 它在梯度为零时消失, 因此它的展开始于第一阶, 即

$$\Delta T^{\mu\nu} = \eta \sigma^{\mu\nu} + \zeta \Delta^{\mu\nu} \theta, \quad (3)$$

这里 $\Delta^{\mu\nu} = (u^\mu u^\nu + g^{\mu\nu})$, $g^{\mu\nu}$ 是度规. 第二项中 $\theta = \partial_\mu u^\mu$ 刻画的是系统膨胀率, 其对应的展开系数(输运系数)是 bulk viscosity, 反映了能动张量对膨胀的响应强度. 在(3)式的第一项中, 剪切张量的定义是

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \left(\partial^\mu u^\nu + \partial^\nu u^\mu - \frac{2}{3} \Delta^{\mu\nu} \theta \right). \quad (4)$$

比如, 如果流体沿着 x 方向的速度 $u_x(y)$ 依赖于 y 坐标, 对应的剪切张量就不为零. 剪切张量会引发阻碍流体流动的摩擦力, 正因为此, 黏滞系数 η 表征了流体的流动性好坏.

利用 Kubo 关系, 通过计算关联函数 $\langle T^{\mu\nu} T^{\alpha\beta} \rangle$ 来提取输运系数. 推导 Kubo 关系的基本思想是, 可以通过假想把一个非平直对时间空间有依赖的度规作用在需要研究的系统上, 这些度规的效果是产生流体力学场 ϵ, u^μ 的不均匀分布以及随时间的演化. 因为度规和能动张量是对偶的物理量, 因此关联函数 $\langle T^{\mu\nu} T^{\alpha\beta} \rangle$ 包含了描述能动张量对流体力学场梯度响应的全部信息, 进而可以从中提取输运系数. 正是基于 Kubo 关系, 可以通过系统的微扰计算或者非微扰的格点方法, 得到 QCD 物质在不同条件下的输运系数以及它们随温度的关系.

上述方法也可以推广到更一般的算符 $\hat{O}$ 以及它所对应的观测量 $O = \langle \hat{O} \rangle$. 当扰动对应的的波长或周期远大于系统微观尺度(比如平均自由长度或德拜长度)时, 可以对观察量展开成流体力学场及其梯度的线性组合. 接下来, 可以把展开系数和关联函数 $\langle \hat{O} T^{\mu\nu} \rangle$ 联系起来. 最后, 基于微观理论, 计算这些系数.

下面把这个方法用于研究流体力学梯度所引

发的自旋现象. 描述费米场 ψ 的自旋以及动量空间分布信息的物理量是 Wigner 函数:

$$\mathcal{A}^\mu(t, \mathbf{x}, \mathbf{p}) \propto$$

$$\int_{\mathbf{y}} e^{-i\mathbf{p} \cdot \mathbf{y}} \left\langle \bar{\psi} \left(t, \mathbf{x} - \frac{\mathbf{y}}{2} \right) \gamma^\mu \gamma^5 \psi \left(t, \mathbf{x} + \frac{\mathbf{y}}{2} \right) \right\rangle, \quad (5)$$

这里, γ^μ, γ^5 是标准的狄拉克矩阵; $\mathbf{p}$ 可以理解为费米子的三动量. 可以把 $\mathcal{A}^\mu$ 分解成平行于流体速度 u^μ 的分量 $f_A = \mathcal{A} \cdot u$ 和垂直于流体速度的分量 $\mathcal{A}^\mu_\perp$, 并进行梯度展开. 本文用下标 $\perp$ 表示和 u^μ 垂直的分量. 下面将写下 $\mathcal{A}^\mu_\perp$ 的结果, 这个物理量告诉我们, 在流体的静止系 $u^\mu = (1, 0, 0, 0)$, 费米子自旋矢量对空间和动量的依赖关系, f_A 的表达式相对简单, 可以参看文献 [24]. 可以注意到, 对一个均匀处在平衡态, 没有外场作用的系统, 自旋分布不应该存在倾向性, 因此 $\mathcal{A}^\mu$ 在梯度展开的第零阶为零. 对于一个中性的流体, 第一阶的结果可以表示如下 [24]:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^\mu_\perp = & c_\omega \omega^\mu + c_T \epsilon^{\mu\nu\alpha\lambda} u_\nu v_\alpha \beta^{-1} (\partial_\lambda^\perp \beta) \\ & + g_\sigma \epsilon^{\mu\nu\lambda\alpha} u_\nu Q_\lambda^\rho \sigma_{\rho\alpha} + g_\omega Q^{\mu\nu} \omega_\nu, \end{aligned} \quad (6)$$

这里 $Q^{\mu\nu} = -\frac{p^\mu_\perp p^\nu_\perp}{p_\perp^2} + \frac{1}{3} \Delta^{\mu\nu}$ 描述的是费米子动量空间的四极矩 (quadrupole moment), $\beta = 1/T$. (6) 式中, 第一项对应的是引言里就已经提到过的涡旋 $\omega^\mu = (1/2) \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} u_\nu \partial_\alpha u_\beta$ 引发的自旋极化. 与涡旋效应不同, 后面的三项都依赖于费米子的速度 $v_\mu = p^\mu_\perp / (p \cdot u)$, 因此反映了运动和自旋的关联效应. 下面将进一步阐述这些项的物理意义.

(6) 式中, 正比于 c_T 的项反映了由于温度梯度引发的自旋和运动的关联. 如果在流体的静止系中考察其空间分量的形式, 它告诉我们 $\mathbf{s} \propto \mathbf{v} \times (\nabla T)$, 相当于把自旋霍尔效应表达式 (2) 中的电场换成温度梯度. 在此前的研究中, 通常认为 $c_\omega = c_T$. 在这样的条件下, c_ω, c_T 两项可以合并起来, 得到 $\mathcal{A}^\mu$ 正比于热力学涡旋 $\Omega_{\text{HP}}^\alpha = T[\partial^\alpha(\beta u^\rho) - \partial^\rho(\beta u^\alpha)]$. 但是需要强调的是, 对一般的微观系统, c_ω, c_T 应该是相互独立的.

在 2021 年之前, 被研究者广泛忽略的项是 (6) 式中正比于剪切张量 $\sigma^{\mu\nu}$ 的项和正比于 g_ω 的项. 它们分别反映了剪切张量和涡旋与四极矩的耦合. 从时间反演和空间反演的对称性上说, 它们都是被允许出现的, 但是长期被遗漏. 这体现了梯度展开的优点, 即不会遗漏所有被对称性允许的项, 进而得到完整的结果. 自然而然, 可以把剪切张量 $\sigma^{\mu\nu}$ 的贡献称作 shear-induced polarization (SIP). 这

是新发现的效应. 我们注意到, 对于能动张量而言, 剪切张量产生耗散, 这可以从黏滞系数 η 的时间反演宇称 (T-parity) 看出. 黏滞系数 η 是 T-odd, 意味着它正比于弛豫时间, 所以它对应的物理过程是耗散的. 与之相反, 和 SIP 相对应的系数是 T-even, 意味着这个效应可能是非耗散的.

下一个目标是把相应梯度展开系数 c, g 和关联函数联系起来. 按照前面总结线性响应理论的一般方法, 这些系数可以从关联函数 $\langle \bar{\psi}(t, \mathbf{x} - \mathbf{y}/2) \gamma^\mu \gamma^5 \psi(t, \mathbf{x} + \mathbf{y}/2) T^{\mu\nu} \rangle$ 中抽取. 文献 [24] 对费米子系统做了一个一圈计算, 结果为

$$A^\mu(t, \mathbf{x}, \mathbf{p}) = (-n'_{\text{FD}}) \left[\omega^\mu + \epsilon^{\mu\nu\alpha\lambda} u_\nu p_\alpha \partial_\lambda \log \beta + \frac{-p_\perp^2}{(p \cdot u)} \epsilon^{\mu\nu\alpha\lambda} u_\nu Q_{\alpha\rho} \sigma^\rho_\lambda \right]. \quad (7)$$

在上述一圈结果中, g_ω 为零. 和此前文献的公式一致, $c_\omega = c_T \propto (-n'_{\text{FD}})$. 这里 n'_{FD} 表示费米-狄拉克统计, n'_{FD} 对应的是对流体力学场梯度的存在产生响应的自由度. 重要的是, 这个计算进一步验证了 SIP 效应的存在. 上面的结果也和量子动力学以及基于密度矩阵的计算结果一致 [25]. 需要强调的是, 只要给定了一个微观的理论, 从原则上说, 可以把关联函数系统地计算出来. 上面的结果只是一圈微扰的结果, 未来一个有趣的方向是计算高圈修正, 或者用非微扰 (如格点方法) 进行计算.

关于流体场梯度引发的自旋效应, 还有很多开放性问题的需要解决, 具体可参见参考文献 [26]. 比如, SIP 引发自旋极化背后的物理图像是怎样的. 在一圈的计算中, 不同自旋效应的系数直接成正比关系, 这是偶然还是有必然的联系. 这些问题希望能在未来的研究中得到解决.

还可以把刚才的研究扩展到有限重子密度的系统中. 这时得到一个新的贡献, 也就是重子化学势 μ_B 梯度的贡献 [27]:

$$\hat{s} \propto \mathbf{v} \times \nabla (\mu_B/T). \quad (8)$$

该效应可以看作把自旋霍尔效应的电场 (2) 式替换为化学势梯度.

3.2 矢量介子

对于一个有质量, 自旋为 1 的玻色子, 根据其自旋在给定方向 $\hat{n}$ 上的投影, 可以有 $s = 0, \pm 1$ 三个自旋态. 描述其自旋分布的密度矩阵 $\rho_{ss'}$ 偏离单

位矩阵 $\delta_{ss'}$ 的部分, 可以分解成反对称 $\rho_{ss'}^A$ 和对称 $\rho_{ss'}^S$ 两个部分:

$$\rho_{ss'}(\hat{n}) = \delta_{ss'} + \rho_{ss'}^A(\hat{n}) + \rho_{ss'}^S(\hat{n}). \quad (9)$$

反对称矩阵 ρ^A 有 3 个独立分量, 它们的线性组合可以和自旋为 1 的极化矢量 3 个分量对应起来. 与 ρ^A 不同, 有 5 个独立分量的 ρ^S 描述的是“张量极化”. 这是自旋为 1 的粒子和自旋为 1/2 的粒子相比独有的性质. 实验上一个受到广泛关注的观测量是自旋排列 (spin alignment) ρ_{00}^S . 如果 $\rho_{00}^S \neq 0$, 即 ρ_{00} 偏离 1/3, 意味着自旋沿着 $\hat{n}$ 方向的自旋态密度和垂直于 $\hat{n}$ 方向的密度不相等, 反映了自旋分布偏向某个特定的方向. 实验上正是通过观测 ρ_{00} 与 1/3 的差别来判断是否有自旋排列.

对于一个处在热平衡态的矢量介质, 也可以基于线性响应理论, 研究流体力学梯度对其自旋矩阵的效应. 主要步骤包括: 1) 通过矢量介子的极化矢量 (polarization), 将密度矩阵和矢量介子的 Wigner 函数联系起来; 2) 对 Wigner 函数梯度展开; 3) 通过计算关联函数确定相应的展开系数. 下面简单总结这个方法所获得的结果. 需要注意的是, 基于并合的模型, 大家此前普遍认为“spin alignment” ρ_{00}^S 正比于流体梯度的平方 [28]. 下面将看到这样的期待在定性上和梯度展开结果并不相同.

首先, 和自旋为 1/2 的粒子不同, 对于给定动量的自旋为 1 的粒子, “spin alignment” ρ_{00}^S 在梯度展开的第零阶并不为零. 这个可以从如下的直观图像中理解. 由于媒介效应, $s = 0$ 自旋态的有效质量可以和 $s = \pm 1$ 自旋质量不相等. 根据玻色-爱因斯坦分布, $s = 0$ 和 $s = \pm 1$ 态在媒介中的密度将不相等, 引进使得 ρ_{00}^S 不为零.

其次, 剪切流将直接引发自旋排列 ρ_{00}^S , 见文献 [29]. 和前面所说的 SIP 不同, 该效应在做完动量平均之后依然不为零. 从物理上说, 这并不奇怪. 因为如前所述, “spin alignment” 和 “spin polarization” 在概念上并不相同. 前者是自旋空间中的一个张量, 而后者是自旋空间的一个矢量. 由于剪切流对应的是一个坐标空间的张量, 通过自旋和轨道耦合的, 它将引发张量极化是一个比较自然的物理效应.

4 理论计算与实验测量

本节讨论理论预期和实验信号的比较, 侧重点

为自旋极化在动量空间中分布. 图 2 给出了 s 夸克沿着 beam 方向的极化 P_z 随着横向方位角 ϕ_p 的变化. 不同颜色的曲线分别对应来自涡旋、温度梯度和 SIP 的贡献, 参见 (7) 式. 正如文献 [30] 所详细描述的那样, 首先基于标准的流体力学动力学模拟, 求解出流体力学梯度. 然后把前面推导出的自旋与流体力学的梯度关系, 代入到相应的冻结公式, 从而得到了图 2 所示的曲线. 可以清楚地看到, 涡旋对 P_z 随动量角 ϕ_p 依赖关系的贡献可以忽略不

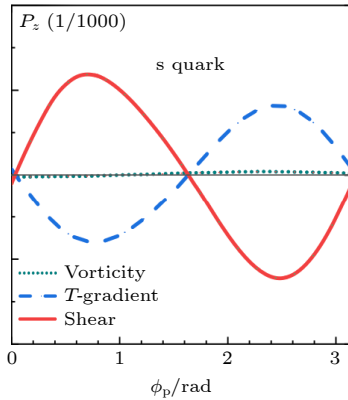


图 2 不同流体力学梯度效应引发的 s 夸克 longitudinal 方向自旋随 transverse 方向动量方位角 ϕ_p 的依赖关系, 图选自文献 [30]

Fig. 2. Polarization of s -quark projected along the longitudinal direction vs the transverse azimuthal angle ϕ_p , see Ref. [30].

计. 该依赖主要是由于温度梯度和 SIP 效应. 同时也发现, 温度梯度的贡献可以粗略地用 $-\sin(2\phi_p)$ 来描述. 但是实验观测到的信号是 $\sin(2\phi_p)$ [31], 一直困扰着研究者, 被称作所谓“符号谜题”. 与此形成鲜明对比的是, SIP 的贡献是 $\sin(2\phi)$. 因此温度梯度的贡献和 SIP 形成了一个竞争关系. 如果去研究沿角度动量方向的极化 P_y , 也会发现对于动量角 ϕ_p 的依赖关系主要来自这两个效应的竞争. 从定性上说, 温度梯度给出的符号和实验观察量相反, SIP 与之相同, 详见文献 [30].

实验观测的极化是所有效应的总和. 对于与动量角的依赖关系来说, 其符号取决于到底是温度梯度的效应还是 SIP 的效应处在主导地位. 如果仔细观察前面的公式就会发现, 自旋载体的质量越小, SIP 的相对贡献将被加强. 如果 Λ 超子的自旋主要来自于其对 s 夸克的自旋, 研究发现 SIP 决定了极化对 ϕ_p 依赖关系的符号, 进而可以在定性上解释实验数据, 就像图 3 展示的那样. 除此之外, 文献 [32] 提出一种可能性, 即冻结面 (freezeout surface) 上, 温度梯度比火球其他的地方要低. 因此 SIP 在冻结面上起主导作用, 进而可以解释实验数据. 文献 [30] 和文献 [32] 的主要差别来自于对自旋自由度强子化的唯象处理, 二者都有需要完善的地方. 在实验

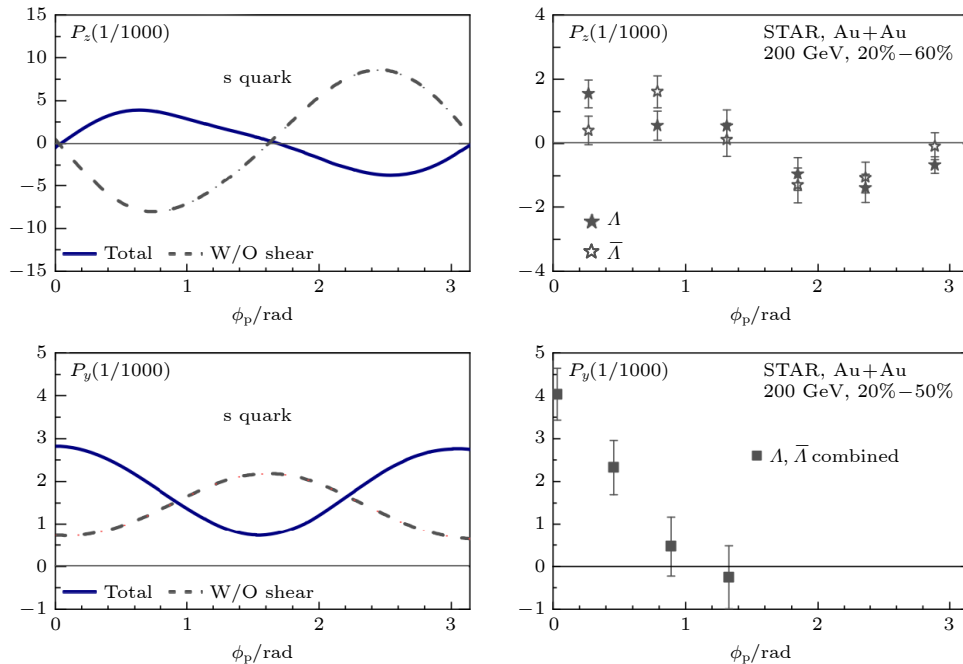


图 3 由流体力学梯度引发的自旋极化随动量角的变化和实验结果的定性比较. 作为比较, 虚线表示没有考虑 SIP 效应的结果, 图取自文献 [30]

Fig. 3. The qualitative comparison between the effects of hydrodynamic gradient and experiment data, see Ref. [30].

上, 高统计量的 RHIC 第二期能量扫描实验刚刚结束取数, 结果将陆续发布. 这些结果将有助于建立更符合实际的自旋强化模型.

LHC 的实验也观测到了 P_z 对动量角的依赖^[33]. 对实验结果进行分析, 结论同样是信号的符号和 SIP 的贡献相符. 因此 RHIC 和 LHC 的结果都支持 SIP 在实验上的存在. 按照推导, SIP 效应适用于各种流体, 重离子碰撞实验有潜力验证其在 QGP 流体的存在.

需要强调的是, 如果希望定量将理论预期与实验数据比较, 还需要在下面两个方面取得进展. 一个是自旋自由度的强化. 对于这样一个非微扰的问题, 现在的认知还非常有限. 另一个就是强子气体阶段自旋的演化, 还需要做进一步的定量研究. 除此之外, 现在对流体力学梯度引发的效应的计算还主要基于一圈的结果, 这个结果是否能在实验条件下使用, 还有待未来进一步的研究.

前面讨论的都是能量较高的重离子碰撞, 他们对应的是重子密度比较低的系统. 随着能量的降低, 碰撞产生的强相互作用物质将有较大的重子密度, 由于火球的不均匀性, 它们也将产生较强的重子化学势梯度. 在这样的背景下, 就需要考虑重子密度梯度产生的极化效应, 见第 3 节的讨论. 和 SIP 等效效应不同, 重子和反重子对于重子密度梯度的响应的符号是相反的. 因此可以通过重子、反重子极化的二阶傅里叶系数的差别来探测这样一个效应. 计算发现, 在该效应的作用下, 观察量随着 beam 能量有着特定的依赖关系. 计算的结果还对状态方程、重子弥散系数及初始状态的重子密度分布敏感. 因此这样一个效应, 有潜力用来探索中高密度 QCD 物质的性质, 是一个有意思的未来方向.

在结束本节讨论之前, 再简单评点一下对于矢量介质的密度矩阵, 尤其是自旋排列的实验测量及相关的唯象研究. 在实验上, RHIC 观察到了 ϕ 介子在不同碰撞能量下的自旋排列^[8]. LHC 上的实验也观察到 K^* 和 J/ψ 介子自旋矩阵的非平庸表现^[7]. 如何从理论上理解这些有趣的实验结果, 是当前研究的热点. 文献^[34–36]的模型计算表明来自涡旋的贡献远低于实验观测值. 按照文献^[37]的结果, 局域有效矢量介子场的涨落可以解释 STAR 实验组观测到的 ϕ 介子自旋极化^[8]. 类似地, 文献^[38]认为胶子场涨落也可以引发自旋排列. 笔者看来, 对于核物质或者夸克胶子, 其矢量介子场以及胶子

场的涨落在原则上可以通过格点量子色动力学或者 QCD 求和规则估算, 因此这些理论输入可以推动对强相互作用场的涨落和自旋排列关系的理解.

迄今为止, 上述理论研究大都依赖于并合模型^[39]. 该模型假设矢量介子的自旋矩阵完全来自于其组分夸克的自旋, 忽略了介子在生成后和媒介的相互作用. 前面已经提到对于矢量介子, 线性响应理论可以给出体系达到热平衡时所具有的密度矩阵与流体力学梯度的关系. 因此未来如果将线性响应理论的结果应用到相关唯象研究上, 将是对已有基于并合模型结果的重要补充, 推动对矢量介子实验结果的理解.

5 展 望

本文介绍了重离子碰撞实验中对于自旋相关效应的新进展. 对自旋观测量的研究为揭示高温高密物质相图的性质提供了新的角度, 正在成为学科的新前沿. 本文讨论的重点是由于流体力学梯度引发的自旋和费米子运动的量子关联, 并介绍了如何将有限温度场论的方法系统地应用于相关研究.

站在更加广阔的视角, 笔者期待重离子碰撞实验背景下的自旋研究可以和强子结构背景下的相关研究呼应起来. 强子内部的夸克和胶子处在禁闭的状态, 但有着不同寻常的动量分布. 现在已经知道, 核子内部的部分子运动与其自旋方向也有着不同寻常的量子关联, 研究夸克胶子的运动自旋关联, 被认为是深刻理解 QCD 禁闭的重要视角. 而本文花了大量篇幅讨论了处在解禁闭态下的部分子自旋与运动关联现象. 未来一个值得深思的问题是, 当夸克胶子从禁闭态转变成解禁闭态势, 运动和自旋关联会产生怎样的变化, 是否可以通过该变化更深刻地理解 QCD 理论, 以及色禁闭的本质.

参考文献

- [1] Bzdak A, Esumi S, Koch V, Liao J, Stephanov M, Xu N 2020 *Phys. Rep.* **853** 1
- [2] Luo X, Wang Q, Xu N, Zhuang P 2022 *Properties of QCD Matter at High Baryon Density* (Berlin: Springer)
- [3] Busza W, Rajagopal K, van der Schee W 2018 *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **68** 339
- [4] Liang Z T, Wang X N 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 102301 [Erratum: 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 039901]
- [5] Becattini F, Chandra V, Del Zanna L, Grossi E 2013 *Annals Phys.* **338** 32
- [6] Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. 2017 *Nature*

- 548 62
- [7] Acharya S, Adamová D, Adler A, et al. 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 012301
 - [8] Abdallah M S, Aboona B E, Adam J, et al. 2023 *Nature* **614** 244
 - [9] Kharzeev D E, Liao J, Voloshin S A, Wang G 2016 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **88** 1
 - [10] Wang F Q, Zhao J 2018 *Nucl. Sci. Tech.* **29** 179
 - [11] Hattori K, Huang X G 2017 *Nucl. Sci. Tech.* **28** 26
 - [12] Liu Y C, Huang X G 2020 *Nucl. Sci. Tech.* **31** 56
 - [13] Gao J H, Ma G L, Pu S, Wang Q 2020 *Nucl. Sci. Tech.* **31** 90
 - [14] Hidaka Y, Pu S, Wang Q, Yang D L 2022 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **127** 103989
 - [15] Florkowski W, Friman B, Jaiswal A, Speranza E 2018 *Phys. Rev. C* **97** 041901
 - [16] Hattori K, Hongo M, Huang X G, Matsuo M, Taya H 2019 *Phys. Lett. B* **795** 100
 - [17] Weickgenannt N, Speranza E, Sheng X L, Wang Q, Rischke D H 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 052301
 - [18] Bhadury S, Florkowski W, Jaiswal A, Kumar A, Ryblewski R 2021 *Phys. Lett. B* **814** 136096
 - [19] Peng H H, Zhang J J, Sheng X L, Wang Q 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 116701
 - [20] Hongo M, Huang X G, Kaminski M, Stephanov M, Yee H U 2021 *JHEP* **11** 150
 - [21] Weickgenannt N, Wagner D, Speranza E, Rischke D H 2022 *Phys. Rev. D* **106** 096014
 - [22] Sinova J, Valenzuela S O, Wunderlich J, Back C H, Jungwirth T 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 1213
 - [23] Kane C L, Mele E J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 226801
 - [24] Liu S Y F, Yin Y 2021 *JHEP* **07** 188
 - [25] Becattini F, Buzzegoli M, Palermo A 2021 *Phys. Lett. B* **820** 136519
 - [26] Lin S, Wang Z 2022 *JHEP* **12** 030
 - [27] Liu S Y F, Yin Y 2021 *Phys. Rev. D* **104** 054043
 - [28] Becattini F 2022 *Rep. Prog. Phys.* **85** 122301
 - [29] Wagner D, Weickgenannt N, Speranza E 2023 *Phys. Rev. Res.* **5** 013187
 - [30] Fu B, Liu S Y F, Pang L, Song H, Yin Y 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 142301
 - [31] Adam J, Adamczyk L, Adams J R, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 132301
 - [32] Becattini F, Buzzegoli M, Inghirami G, Karpenko I, Palermo A 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 272302
 - [33] Acharya S, Adamová D, Adler A, et al. 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 172005
 - [34] Becattini F, Karpenko I, Lisa M, Upsal I, Voloshin S 2017 *Phys. Rev. C* **95** 054902
 - [35] Yang Y G, Fang R H, Wang Q, Wang X N 2018 *Phys. Rev. C* **97** 034917
 - [36] Xia X L, Li H, Huang X G, Zhong H H 2021 *Phys. Lett. B* **817** 136325
 - [37] Sheng X L, Oliva L, Wang Q 2020 *Phys. Rev. D* **101** 096005
 - [38] Müller B, Müller B, Yang D L, Yang D L 2022 *Phys. Rev. D* **105** L011901 [Erratum: 2022 *Phys. Rev. D* **106** 039904]
 - [39] Liang Z T, Wang X N 2005 *Phys. Lett. B* **629** 20

SPECIAL TOPIC—Spin and chiral effects in high energy heavy ion collisions

Quantum correlation between spin and motion in quantum chromodynamics matter^{*}

Yin Yi[†]

(*Quark Matter Research Center, Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*)

(Received 30 December 2022; revised manuscript received 12 March 2023)

Abstract

Recently, the Λ polarization has been observed at relativistic heavy-ion collider (RHIC) and large hadron collider (LHC). This observation has inspired many studies on spin dynamics of quantum chromodynamics (QCD) many-body physics, thus opening a new avenue to studying the hot and dense nuclear matter. This paper reviews the recent progress of spin effects in relativistic heavy-ion collisions, with an emphasis on the quantum correlation between spin and motion in QCD matter, including newly discovered shear-induced polarization (SIP), a novel effect that fluid shear polarizes the spin. The linear response theory's applications to studying those effects are also systematically reviewed. Finally, their observational signatures in experiments are discussed.

Keywords: quantum chromodynamics phase diagram, spin

PACS: 12.38.Mh

DOI: 10.7498/aps.72.20222458

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12175282).

[†] Corresponding author. E-mail: yyin@impcas.ac.cn