

专题: 高能重离子碰撞过程的自旋与手征效应

强相互作用自旋-轨道耦合与夸克-胶子 等离子体整体极化*

高建华^{1)†} 黄旭光²⁾ 梁作堂³⁾ 王群⁴⁾ 王新年⁵⁾

1) (山东大学空间科学与物理学院, 山东省光学天文与日地空间环境重点实验室, 威海 264209)

2) (复旦大学物理学系, 粒子物理与场论中心, 核物理与离子束应用教育部重点实验室, 理论核物理中心, 上海 200433)

3) (山东大学前沿交叉科学青岛研究院, 粒子物理与粒子辐照教育部重点实验室, 青岛 266237)

4) (中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026)

5) (Nuclear Science Division, MS 70 R0319, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley 94720, USA)

(2023 年 1 月 22 日收到; 2023 年 2 月 12 日收到修改稿)

在非对心相对论重离子碰撞中, 参与反应的原子核物质系统具有巨大的初始轨道角动量, 经过强相互作用的自旋-轨道耦合, 这一巨大的轨道角动量可以转化为产生的夸克-胶子等离子体的整体极化. 整体极化效应在理论上提出后, 首先被美国布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机上的 STAR 实验所证实, 激发了人们对相关问题的研究, 成为重离子碰撞物理研究的一个新方向——重离子碰撞自旋物理. 本文简单回顾了整体极化原始基本思想、理论计算体系与主要结果以及近几年的理论进展.

关键词: 自旋-轨道耦合, 整体极化, 自旋效应, 相对论重离子碰撞**PACS:** 25.75.Nq, 12.38.Mh**DOI:** 10.7498/aps.72.20230102

1 前言

2017 年, 美国布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机 (RHIC) 上 STAR 国际合作实验组在《自然》杂志上以封面论文发表了他们对 Λ 超子整体极化的测量结果^[1], 实验结果清楚地显示, 相对论重离子碰撞中产生的 Λ 超子是沿着反应面法线方向的反方向极化的. 该实验结果证实了 2004 年在理论上给出的预言^[2], 在学术界引起强烈反响, 迅速引发了大量后续理论与实验研究, 使自旋物理以及由此衍生的手征与电磁场效应成为当前重离子碰撞物理领域的新方向. 最近, STAR 关

于矢量介子整体极化的实验结果又在《自然》发表^[3]. 目前, 已有多篇综述性文章与专著发表^[4–10], 新的实验与理论研究也在进行中. 本文的目标是对文献^[2]的原始思想、计算方法与主要结果进行简单回顾, 对后续理论发展简单总结. 对实验测量的综述可参见文献^[11], 对矢量介子极化见文献^[12], 更详细的介绍可以参阅英文综述^[10].

在非对心相对论重离子碰撞中, 参与反应的原子核物质系统具有巨大的沿着反应面法线方向反方向的初始轨道角动量. 与其他高能反应不同的是, 对重离子碰撞过程, 实验上可以通过对末态粒子集体流的测量或者利用旁观者探测器把反应面确定下来. 因此, 高能重离子碰撞为我们提供了一

* 国家自然科学基金 (批准号: 11890710, 11890713, 11890714, 12175123, 12225502, 12075061, 12147101, 12135011)、国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1604900)、上海市自然科学基金 (批准号: 20ZR1404100) 和 U.S. DOE (批准号: DE-AC02-05CH11231) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: gaojh@sdu.edu.cn

个具有巨大轨道角动量的强相互作用物质系统,通过对反应后末态粒子自旋极化性质的测量,可以探索量子色动力学 (QCD) 支配下的物质系统自旋-轨道相互作用的性质.

2004 年,文献 [2] 首先注意到重离子碰撞的这一特点,并将理论计算发展到固定碰撞参数的基本碰撞过程,证明了经过碰撞,部分初态的轨道角动量可以转化为末态粒子的自旋极化,从而使重离子碰撞末态粒子具有沿反应面法线方向反方向的自旋极化,文献 [2] 称之为整体极化效应 (global polarization). 文献 [2] 的计算从量子场论基本原理出发,并采用了平均场近似从而利用简单的势模型来描述系统中夸克与其他粒子的相互作用,使具体计算形式简单、物理思想清晰、结论明确,使人们便于认识到其背后的物理实质. 在文献 [2] 的基础上,文献 [13] 迅速把计算推广到有限温度下量子色动力学情形,从而使计算结果更加可靠. 这些计算 [2,13] 注重物理实质,但只给出了一次碰撞的结果. 对高能重离子碰撞过程,需要考虑部分子间的多次碰撞,文献 [16] 做了这方面的尝试,而文献 [17] 利用微观输运理论考虑了多次碰撞. 本文第 4 节将对文献 [2,13–16] 进行简短回顾.

文献 [18] 最早指出,初态系统巨大的轨道角动量可以导致产生系统的涡旋,在产生的夸克物质系统中形成涡旋场,从而也使自旋-轨道耦合表现为系统的自旋-涡旋耦合. 随后,文献 [19] 首先利用统计力学模型,给出了一个理想费米子气体系统在考虑平衡情况下,末态极化与涡旋度的关系. 第 5 节将对整体极化的流体力学描述进行简短总结,第 6 节将简单介绍如何从夸克-胶子等离子体的夸克极化转化为末态强子极化以及实验比较的情况.

由于重离子碰撞中参与反应的系统是带正电的,巨大的轨道角动量也预示有很强的磁场,与之相关的自旋 (手征性) 效应的研究也是重离子碰撞自旋物理的另一个重要方面,这些内容可以参考文献 [20,21]. 随着研究的深入,不断揭示出新的问题,将在第 7 节总结与展望中予以简单总结.

2 相对论量子体系中的自旋-轨道耦合

自旋是粒子的基本自由度之一,在近代物理学发展过程中起到了极其重要的作用,如凝聚态物理的自旋电子学、原子核物理的壳结构模型、高能物

理中的质子自旋 [22–26] 等. 这些奇特的自旋效应都是与自旋-轨道耦合紧密联系在一起,本文将要讨论的相对论重离子碰撞中的整体自旋极化也是自旋-轨道耦合导致的物理结果. 所以在讨论整体极化之前介绍自旋-轨道耦合将为认识自旋效应的本质提供帮助.

自旋-轨道耦合是相对论费米子体系的一种内禀性质. 即使在自由的狄拉克方程里面也表现出了自旋角动量和轨道角动量的相互耦合. 我们知道自由狄拉克粒子的哈密顿量 $\hat{H}$ 并不与轨道角动量 $\hat{L}$ 和自旋角动量 $\Sigma/2$ 相互对易,但是与总角动量 $\hat{J} = \hat{L} + \Sigma/2$ 相互对易:

$$[\hat{H}, \hat{L}] = -i\alpha \times \hat{p}, [\hat{H}, \Sigma] = 2i\alpha \times \hat{p}, [\hat{H}, \hat{J}] = 0. \quad (1)$$

这一结果明显地展示了轨道角动量和自旋角动量是紧密连接在一起的,在相对论量子体系中它们两者之间是可以相互转化的.

如果狄拉克粒子是在中心力场作用下运动 $\hat{H} = \alpha \cdot \hat{p} + \beta m + V(r)$, 通过 Foldy - Wouthuysen 变换并取非相对论极限,可得

$$\hat{H}_{nr} = \frac{1}{2m} \hat{p}^2 + V(r) + \frac{1}{4m^2 r} \frac{dV}{dr} \hat{L} \cdot \sigma, \quad (2)$$

最后一项就是在非相对论量子力学中大家非常熟悉的自旋-轨道耦合项,它其实是相对论量子力学中的一个自然结果. 这一自旋-轨道耦合项可以解释原子光谱中的精细结构,并且这一项有着很形象的物理解释,它本质上就是磁矩和有效磁场的耦合

$$\begin{aligned} V_{ls}(r) &= -\frac{1}{2} \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} = \frac{e}{4m} \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{E}) \\ &= \frac{e}{4m^2 r} \frac{d\phi}{dr} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{L}, \end{aligned} \quad (3)$$

式中已经考虑了托马斯进动效应而引入了一个 1/2 因子.

可见,自旋-轨道耦合是相对论量子力学中的一般结论,不取决于相互作用的具体形式.

3 高能重离子碰撞中的轨道角动量

高能重离子非对心碰撞中存在一个很大的初始轨道角动量,2004 年,梁作堂和王新年首次意识到这一初始轨道角动量可以通过自旋-轨道耦合转化为夸克-胶子等离子体中夸克的整体极化,并最终导致夸克强子化后末态强子的极化 [2]. 本节将简要

回顾高能重离子非对心碰撞中初始轨道角动量的整体和局域分布的定量估计。

3.1 整体轨道角动量

如图 1 所示, 在重离子非对心碰撞中, 取束流方向沿 z 轴方向, 碰撞参数为 b 沿 x 轴方向, 反应平面沿 y 轴方向. 整体的轨道角动量 L_y 可以通过如下公式计算:

$$L_y = -p_{\text{in}} \int x dx \left(\frac{dN_{\text{part}}^{\text{P}}}{dx} - \frac{dN_{\text{part}}^{\text{T}}}{dx} \right), \quad (4)$$

其中 $dN_{\text{part}}^{\text{P,T}}/dx$ 表示积分掉 y, z 后参加反应核子的沿 x 方向的横向分布函数, 上标 P 代表入射原子核, T 代表靶原子核. 利用 Hard sphere 模型和 Woods-Saxon 模型分别计算 200 GeV 能量下, AA 碰撞中, 整体轨道角动量随碰撞参数的函数关系 [2,13] 如图 2 所示, 可以看到整个体系的轨道角动量是很大的, 甚至可以达到 10^5 的数量级. 这一巨大的初始

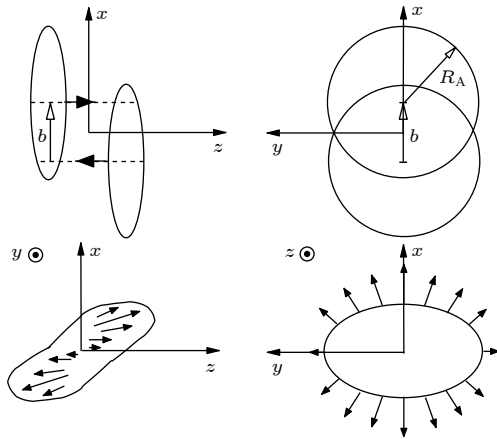


图 1 非对心碰撞示意图 [2]

Fig. 1. Illustration of non-central heavy-ion collisions [2].

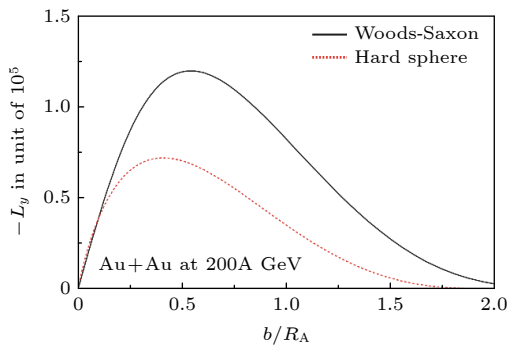


图 2 整体轨道角动量与碰撞参数的关系 [13]

Fig. 2. Global orbital angular momentum as a function of the impact parameter [13].

轨道角动量为原子核碰撞后产生的热密核物质的自旋整体极化提供了可能条件。

3.2 轨道角动量的局域分布

初始的整体轨道角动量如何转化为碰撞后的自旋极化, 首先取决于这一轨道角动量的局域分布情况, 这是因为自旋-轨道耦合是通过粒子的局域散射过程实现的. 局域的轨道角动量分布情况取决于初态粒子的产生模型, 下面主要介绍两个极限模型——Landau fireball 模型和 Bjorken scaling 模型.

在 Landau fireball 模型中, 忽略碰撞后膨胀体系的横向膨胀, 根据碰撞过程的动量守恒, 可以通过计算入射粒子和靶粒子在同一横向位置的动量差而得到沿横向方向的动量分布, 进一步假定碰撞产生的部分子立即达到局域热平衡, 在横向方向具有相同的流速度, 可以得到平均每个部分子所具有的纵向动量分布 $p_z(x, b, \sqrt{s})$, 如图 3 所示, 其中 $p_0 = \sqrt{s}/2c(s)$, $\sqrt{s}$ 是每对碰撞核子之间的质心能量, $c(s)$ 是平均每个参与碰撞核子产生的部分子数目. 通过部分子的纵向动量分布, 便可以估计相邻 Δx 的部分子之间的相对轨道角动量:

$$l_y = -(\Delta x)^2 \frac{dp_z}{dx}. \quad (5)$$

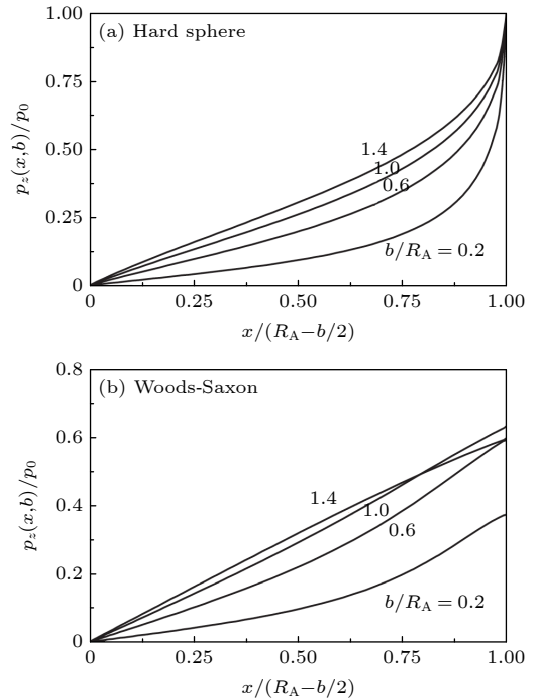


图 3 归一化后的平均部分子纵向动量分布 [13]

Fig. 3. The average longitudinal momentum distribution [13].

在 $\sqrt{s}=200$ GeV 的 Au + Au 碰撞中, $R_A = 6.5$ fm, $dp_0/dx \equiv p_0/R_A \approx 0.34$ GeV/fm, 可以估计两个距离 $\Delta x = 1$ fm 的部分子的轨道角动量 $l_0 \equiv -(\Delta x)^2 dp_0/dx \approx -1.7$.

在 Bjorken scaling 模型中^[27], 纵向流速度是与时空速度 $\eta = \log[(t+z)/(t-z)]$ 相等的. 在这种关联情形下, 部分子只能和自己快度相近的其他部分子相互作用, 这一快度区间取决于热分布 $f_{th}(Y, p_T) = \exp[-p_T \cosh(Y - \eta)/T]$ ^[28], 可近似取为 $\Delta_Y \approx 1.5$. 在这一模型下, 可以用归一化的快度分布函数 $f_p(Y, x)$ 来描述部分子在横向方向的分布情形:

$$f_p(Y, x, b, \sqrt{s}) = \frac{d^2 N}{dx dY} \bigg/ \frac{dN}{dx}, \quad (6)$$

有了部分子快度分布函数, 可以计算快度的平均值:

$$\langle Y(x, b, \sqrt{s}) \rangle = \int Y dY f_p(Y, x, b, \sqrt{s}). \quad (7)$$

这个 $\langle Y(x, b, \sqrt{s}) \rangle$ 可以看作是 Landau fireball 模型中与 $p_z(x, b, \sqrt{s})$ 相对应的分布函数. 通过它, 可以得到相邻 Δx 的部分子之间的相对轨道角动量:

$$\begin{aligned} \langle l_y^*(Y, x, b, \sqrt{s}) \rangle \\ = -\Delta x \langle p_z^* \rangle \approx -(\Delta x)^2 p_T \frac{\Delta_Y}{24} \frac{\partial^2 \ln f_p}{\partial Y \partial x}. \end{aligned} \quad (8)$$

需要注意的是, 已经用上标*代表这是转换到流体系统共动 (co-moving) 系后的结果.

为了定量估计这一模型的预言结果, 需要进一步借助一些模型来给出初始的 $d^2 N/dx dY$, 从而得到 $f_p(Y, x, b, \sqrt{s})$ 和 $\langle Y(x, b, \sqrt{s}) \rangle$. 这里只给出 HIJING^[29,30] 的模拟结果^[13]. 最近利用 BGK 模型^[31] 的重新计算可以参考文献^[32]. HIJING 的模拟结果如图 4 和图 5 所示, 从分布函数 $f_p(Y, x, b, \sqrt{s})$ 的数值结果可以看到, 不同的 x 部分子的快度分布情况是不同的, 在有限的非零 x 区域, $f_p(Y, x, b, \sqrt{s})$ 总是在较大的 $|Y|$ 值达到最大值. 这些分布形式最终导致了定域的纵向切变流或定域轨道角动量, 这一点可以直接从分布函数 $\langle Y(x, b, \sqrt{s}) \rangle$ 的结果看出, 变化趋势和 Landau fireball 模型的纵向动量分布是一致的. 但是从定量上来看, 如 $\langle p_T \rangle \approx 2T \sim 0.8$ GeV, 可从 Bjorken scaling 模型得到在 RHIC 能量下, 中心快度区域 $\partial \langle p_z \rangle / \partial x \sim 0.003$ GeV/fm, 这一结果是远小于 Landau fireball 模型的估计值的. 这些估计与后来的实验结果是一致的, 因为在

低能情形下, Landau fireball 模型占主导, 而高能情形下, Bjorken scaling 模型更接近现实. 严格意义上的 Bjorken scaling 模型中, 初态部分子的快度分布 $f_p(Y, x, b, \sqrt{s})$ 是平坦的, 而且不依赖于对撞参数 b 和横坐标 x . 但现实的过程中, 由于动量守恒, Bjorken scaling 被破坏, 而导致有限的纵向切变流或局域轨道角动量. 碰撞能量越低, 这种 Bjorken scaling 破坏越大, 局域轨道角动量也就越大, 最终其极限是 Landau-fireball 模型.

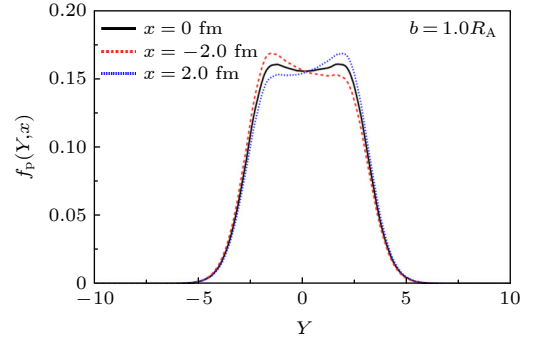


图 4 归一化后的快度分布函数 $f_p(Y, x, b, \sqrt{s})$ ^[13]
Fig. 4. Normalized rapidity distribution $f_p(Y, x, b, \sqrt{s})$ ^[13].

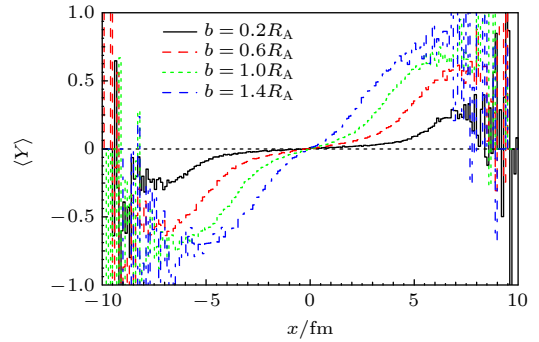


图 5 平均快度沿横向方向的分布 $\langle Y \rangle$ ^[13]
Fig. 5. Average rapidity distribution $\langle Y \rangle$ as a function of the transverse coordinate^[13].

4 高能重离子碰撞中的夸克整体极化

高能重离子非对心碰撞中产生的轨道角动量为自旋整体极化提供了可能性, 但轨道角动量如何转化为自旋角动量以及转化的数量需要具体的动力学机制. 众所周知, 在高能反应中都是通过动量空间的费曼规则得到跃迁振幅, 从而得到反应截面. 但是动量空间中的截面计算体系并不适合现在要研究的初始轨道角动量转化自旋角动量的问题. 在碰撞过程中, 两个粒子波包的相对轨道角动量不仅取决于粒子的动量也取决于它们之间的碰

撞参数, 如果把截面公式在碰撞参数空间中表示出来, 应该可以更适合于现在要解决的问题. 本节将主要回顾碰撞参数空间中的截面计算方法^[2,13–16].

4.1 碰撞参数空间中截面计算框架

考虑一个不同味道夸克的散射过程 $q_1(p_1) + q_2(p_2) \rightarrow q_1(p_3) + q_2(p_4)$, 动量空间中的 S 散射矩阵元为

$$S_{fi} = \langle f | \hat{S} | i \rangle = \mathcal{M}_{fi}(q) (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4), \quad (9)$$

其中 $p_i = (E_i, \mathbf{p}_i)$ 是夸克的 4-动量 ($i = 1, 2, 3, 4$), $q = p_1 - p_3 = p_4 - p_2$ 是 4-动量转移, $\mathcal{M}_{fi}(q)$ 是动量空间中的跃迁矩阵元. 选取两个人射对撞的粒子的动量沿纵向 z 或 $-z$ 方向, 横向动量定义为 $\mathbf{p}_T = \mathbf{p}_{3T} = -\mathbf{p}_{4T}$. 通过 S 散射矩阵元, 可以得到动量空间的微分截面:

$$d\sigma = \frac{c_{qq}}{F} \frac{|S_{fi}(q)|^2}{TV} \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3 2E_3} \frac{d^3 p_4}{(2\pi)^3 2E_4}, \quad (10)$$

其中, T 表示的是相互作用的时间间隔, V 表示的是相互作用的空间体积, $c_{qq} = 2/9$ 是色因子, $F = 4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}$ 是流因子. 为了让公式更简洁一些, 暂时省略了自旋指标, 在后面讨论自旋的时候这些指标将被恢复.

经过简单的数学操作, 可以把 S 散射矩阵元表示成夸克碰撞参数 $\mathbf{x}_T$ 的积分形式:

$$S_{fi} = \int d^2 x_T \int \frac{d^2 q_\perp}{(2\pi)^2} \mathcal{M}_{fi}(q) e^{-i(\mathbf{q}_T + \mathbf{p}_T) \cdot \mathbf{x}_T} (2\pi)^4 \times \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4). \quad (11)$$

相应地, 也可以把微分截面表示成碰撞参数 $\mathbf{x}_T$ 的积分形式:

$$d\sigma = \frac{c_{qq}}{F} \int d^2 x_T \int \frac{d^2 q_\perp}{(2\pi)^2} \frac{d^2 k_\perp}{(2\pi)^2} e^{-i(\mathbf{q}_T - \mathbf{k}_T) \cdot \mathbf{x}_T} \times \frac{\mathcal{M}_{fi}(q)}{\Lambda(q)} \frac{\mathcal{M}_{fi}^*(k)}{\Lambda(k)}, \quad (12)$$

其中 $\mathcal{M}_{fi}(q)$ 和 $\mathcal{M}_{fi}(k)$ 是动量空间中的散射振幅, 其中的动量转移分别是 $q = (q_0, \mathbf{q}_T, q_z)$ 和 $k = (k_0, \mathbf{k}_T, k_z)$, $\Lambda(q)$ 是一个运动学因子:

$$\Lambda^{-2}(q) = \int \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \delta^2 \times (\mathbf{q}_T + \mathbf{p}_T) \frac{d^3 p_3}{2E_3} \frac{d^3 p_4}{2E_4} = 1/[(E_1 + E_2)p_{3z}], \quad (13)$$

其中 p_{3z} 是方程 $\sqrt{\mathbf{q}_T^2 + p_{3z}^2 + m_3^2} + \sqrt{\mathbf{q}_T^2 + p_{3z}^2 + m_4^2} = E_1 + E_2$ 的正解. 需要指出的是, 为了得到 (12) 式, 把截面写成了关于 q 和 k 的对称形式, 来保证关于碰撞散射空间的微分截面形式是正定的.

如果假定入射粒子都是非极化的, 末态粒子这里只关心夸克 q_1 散射后的自旋 $\lambda_3 = +/ -$, 需要对初态粒子的自旋 λ_1 和 λ_2 求平均, 对末态不探测自旋 λ_4 的粒子求和, 在此情形下, 在碰撞参数空间的微分截面公式为

$$\frac{d^2 \sigma_{\lambda_3}}{d^2 x_T} = \frac{c_{qq}}{16F} \sum_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_4} \int \frac{d^2 q_T}{(2\pi)^2} \frac{d^2 k_T}{(2\pi)^2} e^{i(\mathbf{k}_T - \mathbf{q}_T) \cdot \mathbf{x}_T} \times \frac{\mathcal{M}(q)}{\Lambda(q)} \frac{\mathcal{M}^*(k)}{\Lambda(k)}. \quad (14)$$

从 (14) 式出发, 可以定义极化的微分截面和非极化的微分截面:

$$\frac{d^2 \Delta \sigma}{d^2 x_T} = \frac{d^2 \sigma_+}{d^2 x_T} - \frac{d^2 \sigma_-}{d^2 x_T}, \quad (15)$$

$$\frac{d^2 \sigma}{d^2 x_T} = \frac{d^2 \sigma_+}{d^2 x_T} + \frac{d^2 \sigma_-}{d^2 x_T}, \quad (16)$$

给定粒子散射前碰撞参数 $\mathbf{x}_T$ 的分布函数 $f_{qq}(\mathbf{x}_T, b, Y, \sqrt{s})$, 可以计算

$$\langle \Delta \sigma \rangle = \int d^2 x_T f_{qq}(\mathbf{x}_T, b, Y, \sqrt{s}) \frac{d^2 \Delta \sigma}{d^2 x_T}, \quad (17)$$

$$\langle \sigma \rangle = \int d^2 x_T f_{qq}(\mathbf{x}_T, b, Y, \sqrt{s}) \frac{d^2 \sigma}{d^2 x_T}. \quad (18)$$

则散射后夸克 q_1 的极化度为

$$P_q = \langle \Delta \sigma \rangle / \langle \sigma \rangle. \quad (19)$$

在实际的碰撞参数为 b 的非对心重离子碰撞中, 具体的分布函数 $f_{qq}(\mathbf{x}_T, b, Y, \sqrt{s})$ 取决于前面介绍的整体纵向流的分布, 但是在原始计算^[2,13]中, 为了物理上更加清晰, 选择了一个非常简单的分布, 即 xy 平面的上半平面均匀, 下半平面是零:

$$f_{qq}(\mathbf{x}_T, b, Y, \sqrt{s}) \propto \theta(x). \quad (20)$$

在这一分布下, (17) 式和 (18) 变为

$$\langle \Delta \sigma \rangle \approx \int_0^\infty dx \int_{-\infty}^\infty dy \frac{d^2 \Delta \sigma}{d^2 x_T}, \quad (21)$$

$$\langle \sigma \rangle \approx \int_0^\infty dx \int_{-\infty}^\infty dy \frac{d^2 \sigma}{d^2 x_T}. \quad (22)$$

这是当初计算夸克整体极化的基本出发点.

4.2 单次散射过程后的夸克整体极化

在文献^[2]的原始工作中, 选择了一个夸克被

静态势散射的简单模型, 即部分子在 QGP 介质中的 Gyulassy-Wang 模型^[33], 这个静态势模型其实已经给出了所有的直观物理图像. 在此模型中, 一个夸克沿 z 方向入射, 被一个有效静态势散射, 跃迁振幅为

$$\mathcal{M}_{fi}(q) = \bar{u}_\lambda(p+q) A(q) u(p), \quad (23)$$

其中 $A(q) = (A_0(q), 0)$, $A_0(q) = g/(q^2 + \mu_D^2)$ 是屏蔽静态势, g 是耦合常数, μ_D 是德拜屏蔽质量. 利用这个跃迁振幅, 在小角近似下 $q_T, k_T \sim \mu_D \ll E$, 可以得到碰撞参数空间的微分截面:

$$\frac{d^2\sigma}{d^2x_T} = \frac{g^4 c_T}{4} \int \frac{d^2q_T}{(2\pi)^2} \frac{d^2k_T}{(2\pi)^2} \frac{e^{i(\mathbf{k}_T - \mathbf{q}_T) \cdot \mathbf{x}_T}}{(q_T^2 + \mu_D^2)(k_T^2 + \mu_D^2)}, \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Delta\sigma}{d^2x_T} &= i \frac{g^4 c_T}{8p^2} \int \frac{d^2q_T}{(2\pi)^2} \frac{d^2k_T}{(2\pi)^2} \\ &\times \frac{(\mathbf{n} \times \mathbf{p}) \cdot (\mathbf{k}_T - \mathbf{q}_T) e^{i(\mathbf{k}_T - \mathbf{q}_T) \cdot \mathbf{x}_T}}{(q_T^2 + \mu_D^2)(k_T^2 + \mu_D^2)}, \end{aligned} \quad (25)$$

这里 $\mathbf{n}$ 表征的是自旋的量子化方向, c_T 是色因子. 对 d^2q_T 和 d^2k_T 积分后, 可以得到解析结果:

$$\frac{d^2\sigma}{d^2x_T} = \alpha_s^2 c_T K_0^2(\mu_D x_T), \quad (26)$$

$$\frac{d^2\Delta\sigma}{d^2x_T} = \alpha_s^2 c_T \frac{\mathbf{n} \cdot (\mathbf{x}_T \times \mathbf{p})}{x_T p^2} \mu_D K_0(\mu_D x_T) K_1(\mu_D x_T), \quad (27)$$

其中 $x_T = |\mathbf{x}_T|$, K_n 是修正的贝塞尔函数. (27) 式非常直观地展示了自旋-轨道耦合的物理结果: 非极化的夸克被散射后将沿初始的轨道角动量 $\mathbf{x}_T \times \mathbf{p}$ 方向极化. 通常情形下, 极化截面在碰撞参数空间分布积分后贡献为零, 但是在非对心重离子碰撞中, 体系的整体轨道角动量提供了一个优势方向, 碰撞参数空间分布不均匀, 导致最后的夸克还是在初始轨道角动量方向或反应面的方向有极化. 这一结论应该是一般性的, 不取决于具体的微扰散射模型. 根据 (21) 式和 (22) 式的假定, 在碰撞参数的上半平面积分后可得夸克的整体极化度:

$$P_q = -\frac{\pi\mu_D|\mathbf{p}|}{2E(E+m_q)}. \quad (28)$$

在非相对论极限下, $E \sim m_q \gg |\mathbf{p}|, \mu_D$, 这一结果近似为

$$P_q \approx -\frac{\pi\mu_D|\mathbf{p}|}{4m_q^2}. \quad (29)$$

这一结果也可以通过简单的自旋-轨道耦合的物理

分析得到: 根据非相对论量子力学中的自旋-轨道耦合相互作用项 ((2) 式), 相互作用能量 $\langle E_{ls} \rangle \sim \langle \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} dV/dr/m^2 \rangle$, 如果假定有效相互作用距离 $r \sim 1/\mu_D$, 那么 $\langle dV/dr \rangle \sim -\langle V \rangle \mu_D^2$, $\langle \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} \rangle \sim \langle l \rangle/2 \sim |\mathbf{p}|/2\mu_D$, 从而可以估计夸克极化度为 $P_q \sim \langle E_{ls} \rangle / \langle V \rangle$, 这就是 (29) 式得到的结果.

若取相对论极限 $m_q = 0$ 和 $|\mathbf{p}| \gg \mu_D$, 从 (28) 式可以得到 $P_q \sim -\pi\mu_D/2E$. 如果选取 RHIC 实验的半擦边 $b = R_A$ 碰撞, 假如 $dp_0/dx = 0.34$ GeV/fm, 平均相互作用距离 $\Delta x^{-1} \sim \mu_D \sim 0.5$ GeV, 则转移纵向动量 $\Delta p_z \sim 0.1$ GeV 比典型的横向动量转移 μ_D 要小, 这时候小角散射近似已经失效, 需要超越小角近似的精确计算结果.

另外还可以看到, 截面公式总是可以写成下面的一般形式:

$$\frac{d^2\sigma}{d^2x_T} = F(x_T, E), \quad (30)$$

$$\frac{d^2\Delta\sigma}{d^2x_T} = \mathbf{n} \cdot (\mathbf{x}_T \times \mathbf{p}) \Delta F(x_T, E), \quad (31)$$

其中 $F(x_T, E)$ 和 $\Delta F(x_T, E)$ 都是 $x_T \equiv |\mathbf{x}_T|$ 和质心能量 E 的标量函数. 这个一般形式其实是宇称守恒的结果: 非极化的截面公式应该是与横向的方向无关的, 所以只能是 x_T 大小的函数, 极化的截面公式要满足宇称守恒, 并且线性依赖于自旋, $\mathbf{n} \cdot (\mathbf{x}_T \times \mathbf{p})$ 是唯一的选择.

在实际的高能重离子碰撞中, 碰撞后产生热密物质, 夸克和夸克之间是在一个热密物质背景下的散射问题, 不是一个简单的静态势散射. 为了描述热密物质中夸克之间的散射过程, 可以借助硬热圈 (hard thermal loop, HTL) 近似下的胶子传播子^[34,35]:

$$\begin{aligned} \Delta^{\mu\nu}(q) &= \frac{P_T^{\mu\nu}}{-q^2 + \Pi_T(\xi)} + \frac{P_L^{\mu\nu}}{-q^2 + \Pi_L(\xi)} \\ &+ (\alpha - 1) \frac{q^\mu q^\nu}{q^4}, \end{aligned} \quad (32)$$

其中 q 代表胶子的四动量, α 是规范参数, $x = \omega/\sqrt{-\tilde{q}^2}$, $\omega = q \cdot u$, $\tilde{q} = q - \omega u$, u 是热密物质的局域流速度, 纵向横向投影算子 $P_{T,L}^{\mu\nu}$ 定义为

$$P_L^{\mu\nu} = \frac{1}{q^2 \tilde{q}^2} (\omega q^\mu - q^2 u^\mu)(\omega q^\nu - q^2 u^\nu), \quad (33)$$

$$P_T^{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - u_\mu u_\nu - \frac{\tilde{q}^\mu \tilde{q}^\nu}{\tilde{q}^2}, \quad (34)$$

纵向横向自能 Π_L 和 Π_T 的表达式为^[34]

$$\Pi_L(\xi) = \mu_D^2 \left[1 - \frac{\xi}{2} \ln \left(\frac{1+\xi}{1-\xi} \right) + i \frac{\pi}{2} \xi \right] (1 - \xi^2), \quad (35)$$

$$\Pi_T(\xi) = \mu_D^2 \left[\frac{\xi^2}{2} + \frac{\xi}{4} (1 - \xi^2) \ln \left(\frac{1+\xi}{1-\xi} \right) - i \frac{\pi}{4} \xi (1 - \xi^2) \right], \quad (36)$$

其中德拜屏蔽质量的具体表达式为 $\mu_D^2 = g^2(N_c + N_f/2)T^2/3$. 在计算夸克极化的过程中, 需要计算散射总截面, 这一总截面的磁部分存在红外发散, 需要引入一个非微扰的磁质量 $\mu_m \approx 0.255 \sqrt{N_c/2}g^2T$ [36] 来正规化这一红外发散. 如果忽略垂直于整体纵向流的横向热动量, 那么胶子的能量在碰撞分子的质心参考系下 $\omega = 0$, 也就是 $x = 0$, 这时候流体速度取为 $u = (1, 0, 0, 0)$, HTL的胶子传播子在费曼规范下简化为

$$\Delta^{\mu\nu}(q) = \frac{g^{\mu\nu} - u^\mu u^\nu}{q^2 + \mu_m^2} + \frac{u^\mu u^\nu}{q^2 + \mu_D^2}. \quad (37)$$

有了胶子传播子, 就可以得到跃迁振幅 $\mathcal{M}_{fi}(q)$:

$$\mathcal{M}_{fi}(q) = \bar{u}_{\lambda_3}(p_3) \gamma_\mu u_{\lambda_1}(p_1) \Delta^{\mu\nu}(q) \bar{u}_{\lambda_4} \times (p_4) \gamma_\nu u_{\lambda_2}(p_2). \quad (38)$$

从这个跃迁振幅出发, 就可以根据前面的方法得到碰撞参数空间的截面公式, 详细过程参见文献 [13], 下面总结一下主要的关键结果.

首先, 先看一看在小角近似下 $q_z \sim 0$ 和 $q_T \equiv |\mathbf{q}_T| \ll p$, 利用 HTL 胶子传播子得到的结果和静态势模型的差别之处.

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d^2x_T} &= \frac{g^4 c_{qq}}{8} \int \frac{d^2q_T}{(2\pi)^2} \frac{d^2k_T}{(2\pi)^2} e^{i(\mathbf{k}_T - \mathbf{q}_T) \cdot \mathbf{x}_T} \\ &\times \left(\frac{1}{q_T^2 + \mu_m^2} + \frac{1}{q_T^2 + \mu_D^2} \right) \\ &\times \left(\frac{1}{k_T^2 + \mu_m^2} + \frac{1}{k_T^2 + \mu_D^2} \right), \end{aligned} \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Delta\sigma}{d^2x_T} &= -i \frac{g^4 c_{qq}}{16\mathbf{p}^2} \int \frac{d^2q_T}{(2\pi)^2} \frac{d^2k_T}{(2\pi)^2} e^{i(\mathbf{k}_T - \mathbf{q}_T) \cdot \mathbf{x}_T} \\ &\times [(\mathbf{k}_T - \mathbf{q}_T) \cdot (\mathbf{p} \times \mathbf{n})] \\ &\times \left(\frac{1}{q_T^2 + \mu_m^2} + \frac{1}{q_T^2 + \mu_D^2} \right) \\ &\times \left(\frac{1}{k_T^2 + \mu_m^2} + \frac{1}{k_T^2 + \mu_D^2} \right). \end{aligned} \quad (40)$$

积分后的结果为

$$\frac{d^2\sigma}{d^2x_T} = \frac{c_{qq} \alpha_s^2}{2} [K_0(\mu_m x_T) + K_0(\mu_D x_T)]^2, \quad (41)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Delta\sigma}{d^2x_T} &= \frac{c_{qq} \alpha_s^2}{2\mathbf{p}^2} [(\mathbf{p} \times \mathbf{n}) \cdot \hat{\mathbf{x}}_T] \\ &\times [K_0(\mu_m x_T) + K_0(\mu_D x_T)] \\ &\times [\mu_m K_1(\mu_m x_T) + \mu_D K_1(\mu_D x_T)], \end{aligned} \quad (42)$$

可以发现, 这个结果和静态势模型的差别之处除了一些定义的常数因子以外, 只是多了磁胶子的贡献部分.

如果不进行小角近似, 非极化和极化截面公式为

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d^2x_T} &= \frac{g^4 c_{qq}}{16\hat{s}} \int \frac{d^2q_T}{(2\pi)^2} \frac{d^2k_T}{(2\pi)^2} e^{i(\mathbf{k}_T - \mathbf{q}_T) \cdot \mathbf{x}_T} \\ &\times \frac{f(q, k)}{\Lambda(q)\Lambda(k)}, \end{aligned} \quad (43)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta\sigma}{d^2x_T} &= i \frac{g^4 c_{qq}}{8\hat{s}^2} \int \frac{d^2q_T}{(2\pi)^2} \frac{d^2k_T}{(2\pi)^2} e^{i(\mathbf{k}_T - \mathbf{q}_T) \cdot \mathbf{x}_T} \\ &\times \frac{\Delta f(q, k)}{\Lambda(q)\Lambda(k)}, \end{aligned} \quad (44)$$

其中 $\hat{s}$ 为夸克夸克散射的质心能量, $f(q, k)$ 和 $\Delta f(q, k)$ 定义为

$$f(q, k) = \sum_{a,b} \frac{A_{ab}(q, k)}{(q^2 + \mu_a^2)(k^2 + \mu_b^2)}, \quad (45)$$

$$\Delta f(q, k) = (\mathbf{p} \times \mathbf{n}) \cdot \sum_{ab} \frac{\Delta \mathbf{A}_{ab}(q, k)}{(q^2 + \mu_a^2)(k^2 + \mu_b^2)}, \quad (46)$$

下标 a 和 b 表示磁部分 m 或电部分 D , A_{ab} 是 (q, k) 的洛伦兹标量:

$$A_{mm}(k, q) = \hat{s}[\hat{s} - (q + k)^2] + (q \cdot k)^2, \quad (47)$$

$$A_{DD}(q, k) = (\hat{s} - q^2 - k^2)[\hat{s} - (q + k)^2] + (q \cdot k)^2, \quad (48)$$

$$\begin{aligned} A_{mD}(q, k) &= A_{Dm}(k, q) = \hat{s}[\hat{s} - k^2 - (q + k)^2] \\ &+ (k^2 - k \cdot q)^2 + \frac{k^2 q^2}{\hat{s}} (q + k)^2. \end{aligned} \quad (49)$$

$\Delta \mathbf{A}_{ab}(q, k)$ 是横向动量空间中的一个矢量:

$$\Delta \mathbf{A}_{ab}(q, k) = \Delta g_{ab}^{(q)}(q, k) \mathbf{q}_T - \Delta g_{ab}^{(k)}(q, k) \mathbf{k}_T, \quad (50)$$

其中 $\Delta g_{ab}^{(q)}(q, k)$ 和 $\Delta g_{ab}^{(k)}(q, k)$ 也是 (q, k) 的洛伦兹标量:

$$\begin{aligned} \Delta g_{mm}^{(q)}(q, k) &= \Delta g_{mm}^{(k)}(k, q) = \hat{s}(\hat{s} - q \cdot k) \\ &- (\hat{s} + q^2 + k^2 - q \cdot k)k^2, \end{aligned} \quad (51)$$

$$\begin{aligned}\Delta g_{\text{DD}}^{(q)}(q, k) &= \Delta g_{\text{DD}}^{(k)}(k, q) \\ &= (\hat{s} - q^2 - k^2 - q \cdot k)(\hat{s} - k^2),\end{aligned}\quad (52)$$

$$\begin{aligned}\Delta g_{\text{mD}}^{(q)}(q, k) &= \Delta g_{\text{mD}}^{(k)}(k, q) \\ &= \hat{s}(\hat{s} - 2k^2 - q \cdot k) - \left(k^2 - q \cdot k - \frac{q^2 k^2}{\hat{s}}\right) k^2,\end{aligned}\quad (53)$$

$$\begin{aligned}\Delta g_{\text{mD}}^{(k)}(q, k) &= \Delta g_{\text{mD}}^{(q)}(k, q) = \hat{s}(\hat{s} + q^2 - k^2 - q \cdot k) \\ &\quad + \left(q^2 - q \cdot k - \frac{q^2 k^2}{\hat{s}}\right) q^2.\end{aligned}\quad (54)$$

从这些表达式可以很容易看出简单的对称关系 $f(q, k) = f(k, q)$ 或反对称关系 $\Delta f(q, k) = -\Delta f(k, q)$. 这些关系保证了碰撞参数空间的截面公式 (43) 和 (44) 都是实的. 虽然这些公式相对于小角近似下的结果要复杂得多, 但是仍可以验证碰撞参数空间中的截面公式的确满足前面的一般表达形式 ((30) 式和 (31) 式).

把碰撞参数空间的截面在上半平面积分, 可得

$$\langle \sigma \rangle = \frac{g^4 c_{qq}}{32\hat{s}} \int_{q_T \leq p} \frac{d^2 q_T}{(2\pi)^2} \frac{f(q, q)}{\Lambda^2(q)}, \quad (55)$$

$$\begin{aligned}\langle \Delta \sigma \rangle &= -\frac{g^4 c_{qq}}{8\hat{s}^2} \int_{-E}^E \frac{dq_y}{2\pi} \int_{-\sqrt{E^2 - q_y^2}}^{\sqrt{E^2 - q_y^2}} \frac{dq_x}{2\pi} \\ &\quad \times \int_{-\sqrt{E^2 - q_y^2}}^{\sqrt{E^2 - q_y^2}} \frac{dk_x}{2\pi} \frac{\Delta f(q_x, q_y; k_x, q_y)}{(k_x - q_x) \Lambda(q) \Lambda(k)}. \quad (56)\end{aligned}$$

夸克极化的数值结果如图 6 所示, $\sqrt{\hat{s}}$ 是夸克散射过程中的质心能量, T 是热源温度. 可以看到夸克的极化率 $\sqrt{\hat{s}}/T$ 的依赖是很大的, 从低能情形到高能情形的过程中, 极化度从小变大, 达到一个最大值后, 再由大变小, 这一结构的形成主要是由相互作用的磁胶子贡献的, 所以最大值的位置应该近似与磁质量 μ_m 一致.

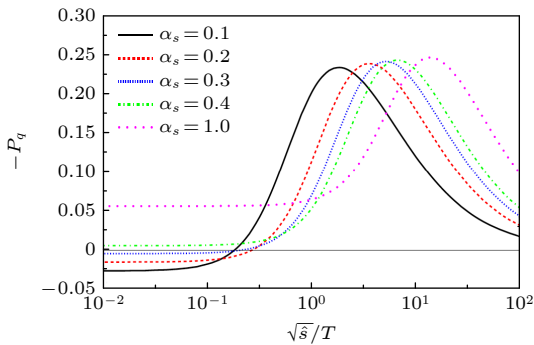


图 6 夸克极化度 $-P_q$ 与 α_s 和 $\sqrt{\hat{s}}/T$ 的依赖关系 [13]

Fig. 6. Quark polarization $-P_q$ as a function of $\sqrt{\hat{s}}/T$ for different α_s 's [13].

在上面的介绍中, 虽然用了不同的模型, 也进行了一些近似, 但是最后的物理图像非常清楚: 在高能非对心重离子碰撞产生的夸克-胶子等离子体中, 相邻的两个夸克之间发生散射后, 因为强相互作用的自旋-轨道耦合, 初始的轨道角动量的确可以部分地转化为散射后的夸克极化. 这一极化现象与通常高能物理反应中的纵向极化或横向极化有很大的不同, 纵向极化是指沿粒子的动量方向, 横向极化是沿产生面的法线方向, 这些方向都是根据产生粒子的动量定义的, 在相同碰撞事例中, 不同粒子可以有不同的方向. 而这里计算的极化是沿反应面的法线方向, 这个方向对于一个确定的碰撞事例是同一个方向. 鉴于此, 原始文献 [2] 给这种极化命名为整体极化, 这一现象如图 7 所示.

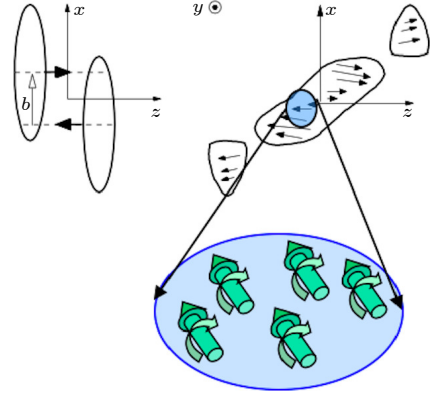


图 7 非对心重离子碰撞中夸克整体极化示意图 [9]

Fig. 7. Illustration of the global quark polarization in non-central heavy-ion collisions [9].

前面计算的不足之处在于这只是单次散射的结果, 在高能重离子碰撞过程中产生的夸克-胶子等离子体在强子化之前可能经历了多次散射, 即使强子化以后强子之间也可能继续发生多重散射, 这些多重散射的效应也是需要定量估计的. 4.3 节将主要介绍多重散射导致的黏滞效应对夸克整体极化的影响 [16], 第 5 节将介绍在假定多重散射后整个体系的自旋达到定域平衡的情况下如何利用流体力学方法来计算整体极化. 利用微观输运方程来具体描述多重散射效应的工作可以参考文献 [17].

4.3 多次散射过程后的夸克整体极化

为了能够计算多次散射过程后夸克的整体极化, 需要将 4.2 节中对初始未极化的夸克经散射后被极化的情况进行推广 [16]. 考虑在某一次散射前

夸克已经具有极化度 P_i , 即此时具有自旋为 $\lambda_i/2$ (其中 $\lambda_i = \pm 1$) 的夸克份额 $R_{\lambda_i} = (1 + \lambda_i P_i)/2$. 依然采用 4.2 节的 Gyulassy-Wang 势散射模型来计算, 并按照完全一样的步骤, 得到如下的总散射截面和极化散射截面:

$$\sigma = \frac{C_T \alpha_s^2}{2\mu^2} \left[1 - P_i \frac{\pi \mu p}{2E(E+m)} \right], \quad (57)$$

$$\Delta\sigma = \frac{C_T \alpha_s^2}{2\mu^2} \left[P_i - \frac{\pi \mu p}{2E(E+m)} \right], \quad (58)$$

其中, m 为夸克质量 (即 (28) 式中的 m_q), $p = |\mathbf{p}|$. 从而, 在经过一次散射后, 夸克极化度变为

$$P_f = \frac{\Delta\sigma}{\sigma} = P_i - \frac{(1 - P_i^2)\pi\mu p}{2E(E+m) - P_i\pi\mu p}. \quad (59)$$

这一结果表明, 如果散射发生前夸克是未极化的, 即 $P_i = 0$, 则 (59) 式与 4.2 节的结果是一致的. 由于该式右边分母对于大纵向动量总是正数, 说明 $P_f \leq P_i$, 即散射后夸克的自旋进一步向系统整体角动量方向 (即 $-y$ 方向) 被极化了. 如果夸克经历多次散射, 则极化度的绝对值将不断增加; 只有当 $P_i = 1$ 时, 才会有 $P_f = P_i$, 如我们所预期的那样.

设 τ_q 表示夸克的平均自由时间 (即夸克两次散射间隔的平均时间), 则可以写出如下夸克极化度的变化率:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\Delta P}{\tau_q} = \frac{P_f - P_i}{\tau_q} = -\frac{1}{\tau_q} \frac{(1 - P^2)\pi\mu p}{2E(E+m) - P\pi\mu p}, \quad (60)$$

式中, 右边的表达式中用 P 替代了 P_i . 在 QGP 中, 夸克的平均自由时间与胶子的平均自由时间 τ_g 大致满足 $\tau_q \approx 9\tau_g/4$, 而后者对于 QGP 的输运性质起决定性作用, 如 QGP 流体的切黏滞系数大致可以表示为

$$\eta \approx \frac{1}{3} \rho \langle p_{\text{tr}} \rangle \tau_g = T \rho \tau_g, \quad (61)$$

其中 $\langle p_{\text{tr}} \rangle$ 表示平均动量输运, $\rho = 18\zeta(3)T^3/\pi^2$ 为胶子密度. 这样, 就将夸克极化度的变化率与 QGP 的切黏滞性联系起来了:

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{4T\rho s}{9s} \frac{(1 - P^2)\pi\mu p}{2E(E+m) - P\pi\mu p}, \quad (62)$$

其中 s 为 QGP 的熵密度. 这一关系告诉我们在温度和密度一定的情况下, 切黏滞系数越小夸克被极化的速度就越快, 这是因为切黏滞系数越小则夸克的平均自由时间越短. 我们知道, 切黏滞系数是流

体力学中重要的输运系数, 它对于正确描述 QGP 流体的集体行为是极为重要的. 同时, 通过流体力学的计算可以得到夸克的平均动量, 从而联立流体力学方程和 (62) 式就可以求出 $P(t)$. 图 8 给出了用流体力学计算的夸克极化度 $P(t)$ 随时间的演化, 可以看到不同的切黏滞系数与熵密度之比以及不同的最大初始流速 v_0 (取为流体力学演化开始时 QGP 边缘处的纵向速度) 对夸克极化度演化的影响, 对于越小的 η/s , $P(t)$ 演化得越快.

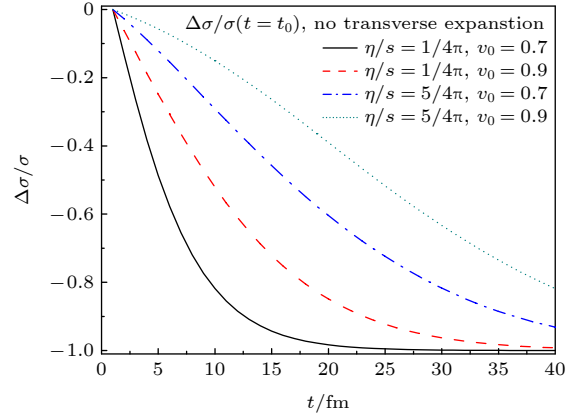


图 8 夸克极化度 $P = \Delta\sigma/\sigma$ 随时间的演化^[16]

Fig. 8. Quark polarization $P = \Delta\sigma/\sigma$ as a function of time^[16].

5 整体极化现象的流体力学描述

在上面的讨论中, 通过夸克与胶子的散射计算了夸克的整体自旋极化, 在此过程中清楚地看到夸克的整体自旋极化的来源是非对心重离子碰撞中产生的整体轨道角动量与夸克自旋角动量的耦合. 为了对夸克自旋极化现象有进一步的理解, 流体力学提供了另外一种有用的视角. 众所周知, QGP 是一团流体, 当碰撞系统具有一个整体的角动量时, 这团流体就应该也具有整体的角动量 (一般来说, QGP 流体所携带的角动量只占整个核-核碰撞系统的总角动量的一个很小的份额). 由于 QGP 不能如同固体一样整体旋转, 这部分角动量就以局域流体涡旋的形式出现^[37]. 所谓局域流体涡旋就是说 QGP 流体微元具有一个围绕其质心的轨道角动量, 从而是可以极化该流体微元中粒子的自旋的. 流体涡旋的强度, 也就是流体微元所具有的转动角速度, 是用流体的涡旋度 (或简称为涡度) 来描述的. 在非相对论极限下, 涡度 $\omega = (1/2)\nabla \times \mathbf{v}$; 在相对论情形下, 流体涡度的定义不是唯一的. 一个

很自然的相对论协变的涡度定义是所谓的运动学涡度:

$$\omega^\mu = \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} u_\nu \partial_\rho u_\sigma, \quad (63)$$

式中, u^μ 为流体 4-速度, $u^\mu = \gamma(1, \mathbf{v})$, 其中 $\gamma = 1/\sqrt{1-\mathbf{v}^2}$ 是 Lorentz 因子. 在非相对论极限下, ω^μ 的空间分量退化为非相对论涡度 $\boldsymbol{\omega} = (1/2)\nabla \times \mathbf{v}$. 然而, 对于研究自旋极化来说, 引入所谓的热涡度是更方便的, 它的定义采用张量来表示:

$$\varpi_{\mu\nu} = -\frac{1}{2} (\partial_\mu \beta_\nu - \partial_\nu \beta_\mu), \quad (64)$$

其中 $\beta_\mu = \beta u_\mu$. 热涡度的重要意义在于, 在体系处于整体热平衡下, 它确定了夸克的极化度. 为了理解这一点, 考虑如下的密度算符^[19], 它描述了具有定域平衡的流体:

$$\hat{\rho}_{\text{LE}} = \frac{1}{Z_{\text{LE}}} \exp \left\{ - \int d\Xi_\mu(y) [\hat{T}^{\mu\nu}(y) \beta_\nu(y) - \frac{1}{2} \hat{S}^{\mu,\rho\sigma}(y) \mu_{\rho\sigma}(y)] \right\}, \quad (65)$$

其中 $\hat{T}^{\mu\nu}$ 和 $\hat{S}^{\mu,\rho\sigma}$ 分别表示正则能动量张量和自旋流张量, Z_{LE} 表示配分函数, Ξ_μ 表示一个类空超曲面, 可以理解为强子化超曲面. 张量 $\mu_{\rho\sigma}$ 是自旋流所对应的热力学共轭, 其地位如同化学势之于粒子数流, 所以称 $\mu_{\rho\sigma}$ 为自旋化学势. 一般来说, $\hat{\rho}_{\text{LE}}$ 是随时间变化的, 因为它依赖于超曲面 Ξ . 可是当系统进入整体平衡态后, $\hat{\rho}_{\text{LE}}$ 应当不再随时间变化, 即不再依赖于超曲面 Ξ 的选取, 这要求 $\partial_\mu \left[\hat{T}^{\mu\nu}(y) \beta_\nu(y) - \frac{1}{2} \hat{S}^{\mu,\rho\sigma}(y) \mu_{\rho\sigma}(y) \right] = 0$ 从而使得它在两个不同的超曲面之间的体积分为零. 利用能动量和角动量守恒方程

$$\partial_\mu \hat{T}^{\mu\nu} = 0, \quad (66)$$

$$\partial_\mu \hat{S}^{\mu,\rho\sigma} = -(\hat{T}^{\rho\sigma} - \hat{T}^{\sigma\rho}), \quad (67)$$

得到整体平衡态下

$$\partial_\mu \beta_\nu + \partial_\nu \beta_\mu = 0, \quad (68)$$

$$\mu_{\rho\sigma} = \varpi_{\rho\sigma}, \quad (69)$$

以及 $\partial_\rho \mu^{\alpha\beta} = 0$. 因此, 可以看到, 在整体平衡态下, 流体的自旋化学势完全由热涡旋 $\varpi_{\rho\sigma}$ 确定下来.

下面来推导处于平衡态下的费米子系统的自旋极化表达式, 本文的方法来自文献^[19,38]. 对于一个局域 Heisenberg 算符 $\hat{O}(x)$, 利用 $\hat{\rho}_{\text{LE}}$ 可以得到

$$O(x) \equiv \langle \hat{O}(x) \rangle \equiv \text{Tr}[\hat{\rho}_{\text{LE}} \hat{O}(x)] = \frac{1}{Z_{\text{LE}}} \text{Tr}[e^{\hat{A} + \hat{B}} \hat{O}(x)], \quad (70)$$

其中

$$\hat{A} = -\hat{P}^\mu \beta_\mu(x), \quad (71)$$

$$\hat{B} = - \int d\Xi_\mu(y) [\hat{T}^{\mu\nu}(y) \Delta\beta_\nu(y) - \frac{1}{2} \hat{S}^{\mu,\rho\sigma}(y) \mu_{\rho\sigma}(y)], \quad (72)$$

这里 $\hat{P}^\mu = \int d\Xi_\nu(y) \hat{T}^{\mu\nu}(y)$, $\Delta\beta_\mu(y) = \beta_\mu(y) - \beta_\mu(x)$. 由于夸克的自旋极化大约是在 1% 的量级上, 可以当成一个小量, 因此把自旋化学势和热力学的梯度都看作小量, 从而可以把 $\hat{B}$ 当作小量. 利用导数展开 $\Delta\beta_\nu(y) = (y-x)^\lambda \partial_\lambda \beta_\nu(x) + \dots = O(\partial)$, 可以将系综平均 $O(x)$ 表达成如下展开式:

$$O(x) = O_0(x) + O_1(x) + \dots, \quad (73)$$

$$O_0(x) = \langle \hat{O}(x) \rangle_0 \equiv \frac{1}{Z_0} \text{Tr} \left(e^{\hat{A}} \hat{O}(x) \right), \quad (74)$$

$$O_1(x) \equiv \langle \hat{O}(x) \rangle_{(T)} + \langle \hat{O}(x) \rangle_{(S)}, \quad (75)$$

其中 $Z_0 = \text{Tre}^{\hat{A}}$, 并且

$$\begin{aligned} \langle \hat{O}(x) \rangle_{(T)} &\equiv - \int_0^1 d\lambda \int d\Xi_\mu(y) \Delta\beta_\nu(y) \\ &\quad \times \langle \hat{T}^{\mu\nu}(y - i\lambda\beta(x)) \hat{O}(x) \rangle_{0,c}, \\ \langle \hat{O}(x) \rangle_{(S)} &\equiv \frac{1}{2} \int_0^1 d\lambda \int d\Xi_\mu(y) \mu_{\rho\sigma}(y) \\ &\quad \times \langle \hat{S}^{\mu,\rho\sigma}(y - i\lambda\beta(x)) \hat{O}(x) \rangle_{0,c}, \end{aligned} \quad (76)$$

式中, $\langle \dots \rangle_{0,c}$ 表示取关联函数的联通部分, 并且利用了恒等式 $e^{\hat{A} + \hat{B}} = e^{\hat{A}} + e^{\hat{A}} \int_0^1 e^{-\lambda\hat{A}} \hat{B} e^{\lambda\hat{A}} + \dots$.

现在将上述框架应用到自旋流算符上. 考虑 Dirac 费米子, 其正则自旋流算符为

$$\begin{aligned} \hat{S}^{\mu,\rho\sigma}(x) &\equiv \frac{1}{4} \bar{\psi}(x) \{ \gamma^\mu, \sigma^{\rho\sigma} \} \psi(x) \\ &= \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \hat{S}^{\mu,\rho\sigma}(x, p), \end{aligned} \quad (77)$$

其中 $\sigma^{\mu\nu} = i[\gamma^\mu, \gamma^\nu]/2$, $\hat{S}^{\mu,\rho\sigma}(x, p)$ 表示相空间中的正则自旋流算符, 它可以用 Wigner 算符表示出来:

$$\hat{S}^{\mu,\rho\sigma}(x, p) = \frac{1}{4} \text{Tr}_D \left[\{ \gamma^\mu, \sigma^{\rho\sigma} \} \hat{W}(x, p) \right], \quad (78)$$

$$\hat{W}(x, p) = \int d^4 s e^{-ip \cdot s} \hat{\psi}\left(x + \frac{s}{2}\right) \otimes \hat{\psi}\left(x - \frac{s}{2}\right), \quad (79)$$

其中 Tr_D 表示在 Dirac 空间求迹, $[\hat{\psi} \otimes \hat{\psi}]_{ab} \equiv \hat{\psi}_b \hat{\psi}_a$ (a, b 表示旋量指标). 注意, 在有规范场与费米子相互作用的时候, (79) 式的 $\hat{W}(x, p)$ 的定义中需要加上规范链以保证 Wigner 算符的规范协变性; 但本小节中不需要规范场的引入. 取算符 $\hat{O}(x) = \hat{S}^{\mu, \rho\sigma}(x, p)$, 利用 (70)–(76) 式, 就可以计算出自旋流的在 $\hat{\rho}_{LE}$ 所表示的系综上的平均值:

$$S^\mu(x, p) = -\frac{1}{4E_p} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} p_\nu \varpi_{\rho\sigma} n_F(1 - n_F), \quad (80)$$

这里已经对 p_0 从 0 到 ∞ 积分从而将粒子的贡献提取出来 (反粒子的贡献自动去掉了), 并且已经假设系统达到了整体平衡态从而使得 $\mu_{\rho\sigma} = \varpi_{\rho\sigma}$. (80) 式特别适合于采用输运模型计算夸克自旋极化, 因为输运模型可以给出粒子在相空间中的产生和演化的相关信息. 但是, (80) 式并不适合于流体力学模型的计算, 因为在流体力学模型中粒子是在某个冻结输出 (freeze-out) 超曲面上产生的. 为了得到适合于流体力学模型计算的相应公式, 将 $S^\mu(x, p)$ 在超曲面 Ξ 上取平均值 [19,38]:

$$\begin{aligned} \bar{S}^\mu(p) &= \frac{\int d\Xi \cdot p S^\mu(x, p)}{2 \int d\Xi \cdot p n_F} \\ &= -\frac{\int d\Xi \cdot p \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p^\nu \varpi^{\alpha\beta} n_F(1 - n_F)}{8E_p \int d\Xi \cdot p n_F}, \quad (81) \end{aligned}$$

其中 p^μ 是粒子的在壳 (on-shell) 四动量. 通过 (81) 式, 可以将从流体力学模型中计算出来的 QGP 流体的温度, 流速等在冻结输出超曲面上转化为产生强子的动量空间的平均自旋分布, 从而可以计算出强子的自旋极化度. 其地位类似于通常在流体力学模型中使用的 Cooper-Frye 公式 (该公式可以将 QGP 流体的温度、流速等流体力学量转化为产生强子数目在动量空间的分布), 因此可以称为自旋 Cooper-Frye 公式. 在实际应用中, 由于强子 (如 Λ 超子) 的自旋极化在实验中是在其静止系中测量的, 需要对 (81) 式做一个 Lorentz 变换转化到 Λ 超子的静止系中. 令 $\bar{S}^{*\mu} = (0, \bar{\mathbf{S}}^*)$ 表示在 Λ 静止系中的自旋矢量, 则

$$\bar{\mathbf{S}}^* = \bar{\mathbf{S}} - \frac{\mathbf{p} \cdot \bar{\mathbf{S}}}{E_p(E_p + m)} \mathbf{p}, \quad (82)$$

从而得到沿着某一给定方向 $\mathbf{n}$ 的自旋极化度为 $P_n = \bar{\mathbf{S}}^* \cdot \mathbf{n}/s$ (对于 Dirac 费米子 $s = 1/2$). 目前, 已经有大量的数值模拟使用了该公式, 结果显示, 对于整体自旋极化, 该公式很好地描述了实验结果. 如图 9 即为采用流体力学模型结合上述公式给出的 Λ 超子的整体自旋极化 [39], 可以看到理论结果在实验误差内与实验数据符合.

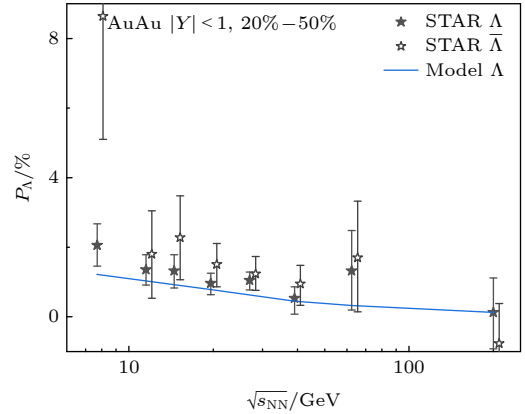


图 9 Λ 超子整体自旋极化的能量依赖 [39]

Fig. 9. Λ global polarization as a function of collision energy [39].

6 高能重离子碰撞中末态强子的整体极化

如前所述, 非对心重离子碰撞中产生的夸克-胶子等离子体是沿反应面反方向整体极化的, 但是因为夸克禁闭的问题, 夸克的整体极化并不能被实验直接探测, 最后只能通过末态强子的极化来研究它. 本节将回顾整体极化的两个最重要的结果——超子极化以及矢量介子自旋排列 (alignment). 除了 Σ^0 , 超子 $J^P = (1/2)^+$ 的极化度可以通过自己弱衰变产物的角分布得到, 而矢量介子的自旋排列也就是密度矩阵 00 分量的值也可以从衰变产物的角分布得到, 这两类极化问题成为高能自旋物理的主要研究对象. 这些超子和矢量介子的整体极化主要思想都基于文献 [2,40]. 要得到末态强子的极化不仅需要夸克的极化信息, 也依赖于不同的强子化机制, 这里主要回顾夸克组合模型对强子整体极化的分析和预言, 因为实验结果显示组合模型是高能重离子碰撞中最主要的强子化机制, 对于夸克碎裂模型, 将只是简单地指出它的计算结果以及与组合模型的主要差别.

6.1 超子极化

在夸克组合模型中, 流夸克和反夸克首先演化为质量比较大的组分夸克和反夸克, 然后组分夸克或反夸克相互组合形成超子、反超子或矢量介子. 如果选定反应面法线方向的负方向 $-\mathbf{n}$ 作为自旋量子化方向, 在组合之前, 夸克或反夸克的自旋密度矩阵为

$$\hat{\rho}_q = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_q & 0 \\ 0 & 1 - P_q \end{pmatrix}. \quad (83)$$

如果忽略不同夸克或反夸克之间的极化关联, 那么三个夸克直积 $q_1 q_2 q_3$ 的密度矩阵为

$$\hat{\rho}_{q_1 q_2 q_3} = \hat{\rho}_{q_1} \otimes \hat{\rho}_{q_2} \otimes \hat{\rho}_{q_3}. \quad (84)$$

一个超子 H 是 $q_1 q_2 q_3$ 的某种线性组合, 则

$$\rho_H(m', m) = \frac{\sum_{m_i, m'_i} \rho_{q_1 q_2 q_3}(m'_i, m_i) \langle j_H, m' | m'_1, m'_2, m'_3 \rangle \langle m_1, m_2, m_3 | j_H, m \rangle}{\sum_{m, m_i, m'_i} \rho_{q_1 q_2 q_3}(m'_i, m_i) \langle j_H, m | m'_1, m'_2, m'_3 \rangle \langle m_1, m_2, m_3 | j_H, m \rangle}, \quad (85)$$

其中 $|j_H, m\rangle$ 是 H 的自旋波函数, $\langle j_H, m | m_1, m_2, m_3 \rangle$ 是 Clebsh-Gordon 系数. 超子 H 的极化度就是密度矩阵对角元素的差值:

$$P_H = \rho_H(1/2, 1/2) - \rho_H(-1/2, -1/2). \quad (86)$$

对于对角的夸克密度矩阵 $\hat{\rho}_q$, 直积 $\hat{\rho}_{q_1 q_2 q_3}$ 也是对角的, 其中 $\rho_{q_1 q_2 q_3}(m'_i, m_i) = \Pi_i(1 + \tilde{P}_{q_i})\delta_{m_i, m'_i}/8$, $\tilde{P}_{q_i} \equiv \text{sign}(m_i)P_{q_i}$, 则

$$\rho_H(m', m) = \frac{\sum_{m_i} \Pi_j(1 + \tilde{P}_{q_j}) \langle j_H, m' | m_1, m_2, m_3 \rangle \langle m_1, m_2, m_3 | j_H, m \rangle}{\sum_{m, m_i} \Pi_j(1 + \tilde{P}_{q_j}) |\langle j_H, m | m_1, m_2, m_3 \rangle|^2}. \quad (87)$$

计算结果如表 1 所列. 假定 $P_u = P_d = P_s \equiv P_q$, 超子的极化度就是组合前的夸克极化度 $P_H = P_q$. 表 1 也列出了碎裂模型的计算结果, 如果 $n_s = f_s$, 碎裂模型的结果只是组合模型的 1/3.

上面的讨论给出了如何通过夸克的自旋极化得到超子的自旋极化, 譬如 Λ 超子的极化. 但实际上在实验中被探测器捕捉到的 Λ 超子大部分来自于更大质量的强子的衰变而不是直接来自于夸克组合或者碎裂. 因此, 必须对自旋极化如何在这种衰变过程中从母粒子转移到子粒子 (即 Λ 超子) 这个过程做仔细的分析^[41–43]. 对于 Λ 超子来说, 其他强子主要通过两体衰变产生 Λ , 所以下面考虑一个一般的两体衰变过程:

$$P \rightarrow D + X, \quad (88)$$

其中 P 表示母粒子, D 和 X 表示两个衰变产生的子粒子, 特别地, D 将被用来表示 Λ 超子或者某个可以进一步衰变为 Λ 超子的粒子. 我们的目的是在假设知道 P 粒子的极化矢量 $\mathbf{P}_P$ 的情况下, 确定 D 粒子的极化矢量 $\mathbf{P}_D$. 假设母粒子 P 的自旋状态是由自旋密度矩阵 $\rho_{M_P; M'_P}^i = \langle M_P | \rho^i | M'_P \rangle$ 表示, 其中 M_P 表示在某一给定方向上 (取为实验系中的 z 轴) 的自旋投影. 对于末态粒子, 采用螺旋度标架下的末态自旋密度矩阵 (即自旋量子化轴取为相应粒子的动量方向):

$$\rho_{\lambda_D \lambda_X; \lambda'_D \lambda'_X}^f = \langle \lambda_D \lambda_X | \rho^f | \lambda'_D \lambda'_X \rangle, \quad (89)$$

表 1 超子极化在夸克组合模型和碎裂模型的结果比较. 在碎裂模型计算中参数 n_s 和 f_s 分别表示夸克-胶子等离子体中和夸克碎裂过程产生的奇异夸克相对于上下夸克的丰度^[2]

Table 1. Hyperon's polarization from quark combination or fragmentation mechanism. In the fragmentation calculation, n_s and f_s denote the strange quark abundances relative to up or down quarks in QGP and quark fragmentation, respectively^[2].

超子	Λ	Σ^+	Σ^0	Σ^-	Ξ^0	Ξ^-
组合	P_s	$\frac{4P_u - P_s}{3}$	$\frac{2(P_u + P_d) - P_s}{3}$	$\frac{4P_d - P_s}{3}$	$\frac{4P_s - P_u}{3}$	$\frac{4P_s - P_d}{3}$
碎裂	$\frac{n_s P_s}{n_s + 2f_s}$	$\frac{4f_s P_u - n_s P_s}{3(2f_s + n_s)}$	$\frac{2f_s(P_u + P_d) - n_s P_s}{3(2f_s + n_s)}$	$\frac{4f_s P_d - n_s P_s}{3(2f_s + n_s)}$	$\frac{4n_s P_s - f_s P_u}{3(2n_s + f_s)}$	$\frac{4n_s P_s - f_s P_d}{3(2n_s + f_s)}$

其中 λ_D, λ_X 分别表示 D 与 X 的螺旋度. 它与 $\rho_{M_P; M'_P}^i$ 由衰变算符 $\widehat{H}$ 联系着:

$$\rho_{\lambda_D \lambda_X; \lambda'_D \lambda'_X}^f = \sum_{M_P, M'_P} H_{\lambda_D \lambda_X; M_P} \rho_{M_P; M'_P}^i \times H_{M'_P; \lambda'_D \lambda'_X}^\dagger. \quad (90)$$

原则上, $H_{\lambda_D \lambda_X; M_P}$ 与衰变过程的动力学有关, 但实际上其形式很大程度上由对称性确定下来了. 一旦求得 $\rho_{\lambda_D \lambda_X; \lambda'_D \lambda'_X}^f$, D 粒子的自旋密度矩阵即为 $\rho_{\lambda_D; \lambda'_D}^D = \text{tr}_X \left(\rho_{\lambda_D \lambda_X; \lambda'_D \lambda'_X}^f \right)$, 则 D 粒子的自旋极化矢量即为

$$P_D = \text{tr}_D \left((\hat{P} \rho_{\lambda_D; \lambda'_D}^D) / \text{tr}_D \left(\rho_{\lambda_D; \lambda'_D}^D \right) \right), \quad (91)$$

其中 $\hat{P}$ 表示自旋极化算符, 比如对于自旋-1/2的费米子来说, $\hat{P} = \sigma$ (Pauli 矩阵). 下面我们几种主要的衰变模式[41].

1) $1/2^\pm \rightarrow 1/2^+ 0^-$ 强衰变. 母粒子 P 的自旋密度矩阵为

$$\rho_{M_P; M'_P}^i = \text{diag} \left(\frac{1+P_P}{2}, \frac{1-P_P}{2} \right). \quad (92)$$

按照上面的方法求出子粒子 D 的自旋密度矩阵为

$$\rho_{\lambda_D; \lambda'_D}^D = \frac{1}{8\pi} \begin{pmatrix} 1+P_P \cos \theta^* & \pm P_P \sin \theta^* \\ \pm P_P \sin \theta^* & 1-P_P \cos \theta^* \end{pmatrix}, \quad (93)$$

其中 θ^* 表示在 P 静止系中的 D 的方位角, 进而得到, 对于 $1/2^+ \rightarrow 1/2^+ 0^-$ 衰变

$$P_D = 2(P_P \cdot \hat{p}^*) \hat{p}^* - P_P, \quad (94)$$

对于 $1/2^- \rightarrow 1/2^+ 0^-$ 衰变

$$P_D = P_P. \quad (95)$$

这里带有星号的符号表示在母粒子 P 静止系中的相应物理量.

2) $1/2 \rightarrow 1/2 0$ 弱衰变. 母粒子 P 的自旋密度矩阵依然为(92)式. 由于弱衰变没有宇称守恒的限制, 其衰变算符 $\widehat{H}$ 可以有三个弱衰变参数 α, β, γ 描述, 这时可以得到:

$$P_D = \frac{(\alpha + P_P \cdot \hat{p}^*) \hat{p}^* + \beta (P_P \times \hat{p}^*) + \gamma \hat{p}^* \times (P_P \times \hat{p}^*)}{1 + \alpha P_P \cdot \hat{p}^*}. \quad (96)$$

这一结果最早是由李政道和杨振宁先生[44]得到的.

3) $1/2^+ \rightarrow 1/2^+ 1^-$ 电磁衰变. 母粒子 P 的自旋密度矩阵依然为(92)式. 类似于强衰变, 由于受到宇称守恒的限制, 末态自旋密度矩阵将不含有与衰变动力学有关的参数, 这时可以得到:

$$\rho_{\lambda_D; \lambda'_D}^D = \frac{1}{8\pi} \begin{pmatrix} 1+P_P \cos \theta^* & 0 \\ 0 & 1-P_P \cos \theta^* \end{pmatrix}. \quad (97)$$

由此得到

$$P_D = -(P_P \cdot \hat{p}^*) \hat{p}^*. \quad (98)$$

这一结果最早是 Gatto[45]得到的.

4) $3/2^\pm \rightarrow 1/2^+ 0^-$ 强衰变. 这时母粒子 P 的自旋密度矩阵是 4×4 矩阵, 除了 $\text{tr} \rho^i = 1$ 和 $\rho_{\frac{3}{2} \frac{3}{2}}^i + \frac{1}{3} \rho_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^i - \frac{1}{3} \rho_{-\frac{1}{2} -\frac{1}{2}}^i - \rho_{-\frac{3}{2} -\frac{3}{2}}^i = P_P$ 的限制外, 还需要另外两个参量来确定, 这里取为 $\Delta = \rho_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}} + \rho_{-\frac{1}{2} -\frac{1}{2}}$ 和 $\delta = (\rho_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}} - \rho_{-\frac{1}{2} -\frac{1}{2}}) / (3P_P)$. 按照上面的螺旋度计算框架可以算出末态自旋密度矩阵, 由于强衰变宇称守恒的限制, 结果不含有与衰变动力学有关的参数. 进而, 可以计算出 D 的自旋极化矢量, 对于 $3/2^+ \rightarrow 1/2^+ 0^-$ 衰变:

$$P_D = \frac{-4\delta (P_P \cdot \hat{p}^*) \hat{p}^* + [1 - 2\delta - (1 - 10\delta)(\hat{P}_P \cdot \hat{p}^*)^2] P_P}{1 - 2\Delta/3 - (1 - 2\Delta)(\hat{P}_P \cdot \hat{p}^*)^2}, \quad (99)$$

对于 $3/2^- \rightarrow 1/2^+ 0^-$ 衰变:

$$P_D = \frac{2[1 - 4\delta - (1 - 10\delta)(\hat{P}_P \cdot \hat{p}^*)^2] (P_P \cdot \hat{p}^*) \hat{p}^* - [1 - 2\delta - (1 - 10\delta)(\hat{P}_P \cdot \hat{p}^*)^2] P_P}{1 - 2\Delta/3 - (1 - 2\Delta)(\hat{P}_P \cdot \hat{p}^*)^2}. \quad (100)$$

有了以上结果, 就可以考虑衰变过程对 Λ 超子整体极化的影响. 产生 Λ 超子的主要衰变道是 $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ (约占末态 Λ 总产额的15%), $\Sigma^* \rightarrow \Lambda \pi$, $\Sigma^0 \pi$ (约占末态 Λ 总产额的30%), $\Xi^0, \Xi^- \rightarrow \Lambda \pi$ (约占末态

Λ 总产额的14%), $\Xi^{*0}, \Xi^{*-} \rightarrow \Xi \pi$ (约占末态 Λ 总产额的10%), 还有其他衰变道贡献大约10%. 因此, 实验上探测到的 Λ 超子大约有80%来自于更大质量强子的衰变. 按照上面得到的自旋极化转移

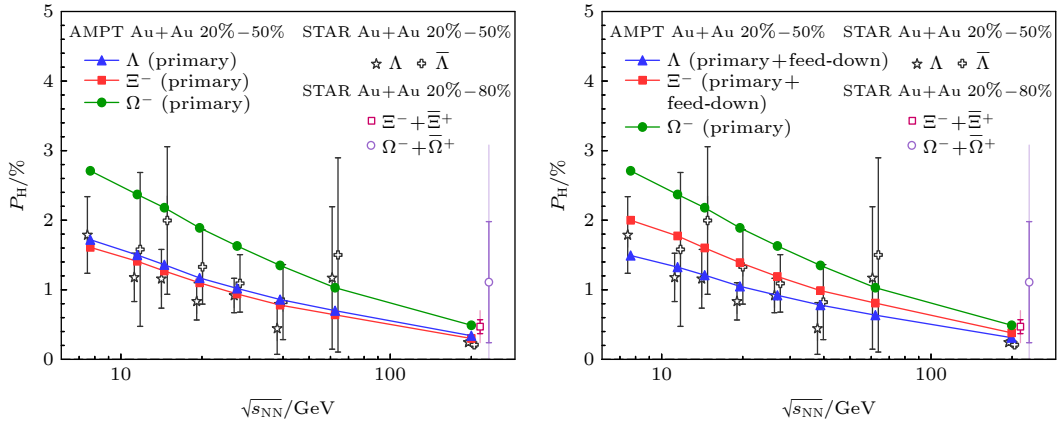


图 10 超子 Λ , Ξ^- 和 Ω^- 的整体极化的理论计算结果与实验结果的比较. 左图未考虑强子衰变效应的贡献, 右图考虑了衰变效应的贡献^[43]

Fig. 10. Theoretical calculation and comparison with experimental result for Λ , Ξ^- and Ω^- . The feed-down effect is taken into account in the left panel while not in the right panel^[43].

公式, 将这些衰变道的贡献都考虑后, 发现其中有些衰变道会增强末态 Λ 超子的整体自旋极化, 而有些衰变道会压低 Λ 的整体自旋极化, 结果是这些衰变效应的总的贡献会给 Λ 的整体极化以 10% 量级的压低^[41]. 上面的计算过程当然也可以应用于其他超子的计算中, 如 Ξ^- 超子. 这时, 主要的衰变道是 $3/2^+ \rightarrow 1/2^+ 0^-$ 强衰变, 即 $\Xi(1530) \rightarrow \Xi^- \pi$. 由于 $\Xi(1530)$ 的自旋是 $3/2$, 它的衰变会增强 Ξ^- 的整体自旋极化. 综合这些结果, 并结合由 AMPT 模型计算的原初自旋极化, 得到图 10, 其中比较了未

考虑衰变与考虑衰变效应后对末态被探测到的超子的整体极化的影响^[43]. 注意, 其中对于 Ω^- 超子来说, 它的极化几乎不受这种衰变效应的影响, 因为其他大质量粒子衰变到 Ω^- 的分支比非常小.

6.2 矢量介子

与夸克组合 $q_1 q_2 q_3$ 类似, 在不考虑夸克和反夸克自旋关联的情形下, $q_1 \bar{q}_2$ 体系的自旋密度矩阵为

$$\hat{\rho}_{q_1 \bar{q}_2} = \hat{\rho}_{q_1} \otimes \hat{\rho}_{\bar{q}_2}. \quad (101)$$

通过夸克组合机制, 矢量介子 V 的密度矩阵为

$$\rho_{m'm}^V = \frac{\sum_{m_i, m'_i} \rho_{q_1 \bar{q}_2}(m'_i, m_i) \langle j_V, m' | m'_1, m'_2 \rangle \langle m_1, m_2 | j_V, m \rangle}{\sum_{m, m_i, m'_i} \rho_{q_1 \bar{q}_2}(m'_i, m_i) \langle j_V, m | m'_1, m'_2 \rangle \langle m_1, m_2 | j_V, m \rangle}, \quad (102)$$

这里 $|j_V, m\rangle$ 是矢量介子 V 的自旋波函数. 对于对角的夸克密度矩阵 $\hat{\rho}_q$ 和反夸克密度矩阵 $\hat{\rho}_{\bar{q}}$, 可以得到

$$\rho_{m'm}^V = \frac{\sum_{m_i} (1 + \tilde{P}_{q_1})(1 + \tilde{P}_{\bar{q}_2}) \langle j_V, m' | m_1, m_2 \rangle \langle m_1, m_2 | j_V, m \rangle}{\sum_{m, m_i} (1 + \tilde{P}_{q_1})(1 + \tilde{P}_{\bar{q}_2}) |\langle j_V, m | m_1, m_2 \rangle|^2}, \quad (103)$$

则描述自旋排列的密度矩阵的 00 分量 ρ_{00}^V 为^[40]

$$\rho_{00}^V = \frac{1 - P_{q_1} P_{\bar{q}_2}}{3 + P_{q_1} P_{\bar{q}_2}}. \quad (104)$$

这个结果很显然地告诉我们通过夸克组合模型, 矢量介子的自旋排列 ρ_{00}^V 肯定是小于 $1/3$ 的, 而且与超子极化相比较, ρ_{00}^V 是 P_q 的二次项依赖. 对于碎裂模型有:

$$\rho_{00}^V = (1 + \beta P_q^2) / (3 - \beta P_q^2). \quad (105)$$

对于领头介子, 利用参数化 $P_{\bar{q}} = -\beta P_q$ ($\beta \sim 0.5$) 表征了在碎裂过程中产生的反夸克 $\bar{q}$ 与碎裂夸克组合成矢量介子的参数化^[40,46-48]. 可以看到碎裂过程导致的自旋排列是大于 $1/3$ 的.

在上面的讨论中, 实际上假设了初始夸克的自旋极化方向是固定的 (即沿着系统整体角动量的方

向), 并且末态矢量介子的自旋量子化轴也是沿着该方向. 在实际重离子碰撞产生的 QGP 中, 夸克的自旋极化在不同的区域可能是朝向不同方向的. 这一点的一个有力的证据是 QGP 中的流体涡旋方向在 QGP 的不同区域实际上是剧烈变化的^[37,49]. 物理上, 这是因为 QGP 本身是一个快速膨胀的体系, 而且这种膨胀具有各向异性和不均匀性, 从而造成了特定的流体涡旋的分布. 比如, 考虑到 QGP 在其产生初期沿着纵向 (束流方向) 快速膨胀, 且这一膨胀在横平面方向高度不均匀, 从而在向前和向后快度区域产生两个相反方向的流体涡旋 (这一过程非常像烟圈产生的过程, 即一高速射流所诱导出的环状涡旋结构)^[50,51]. 这两个流体涡旋就造成夸克自旋沿着方位角方向的极化, 他们组合成矢量介子后, 若我们依然取整体角动量方向为矢量介子的自旋量子化方向, 则他们的自旋密度矩阵的 00 分量 (自旋排列) 就会与 (104) 式很不同. 下面就来考虑这种情形^[52].

依然取总角动量的方向 (沿着 y 轴方向) 为夸克和矢量介子自旋量子化方向, 这时最一般的夸克 (或反夸克) 的自旋密度矩阵为

$$\rho^{q,\bar{q}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_y^{q,\bar{q}} & P_z^{q,\bar{q}} - iP_x^{q,\bar{q}} \\ P_z^{q,\bar{q}} + iP_x^{q,\bar{q}} & 1 - P_y^{q,\bar{q}} \end{pmatrix}, \quad (106)$$

这里, 夸克 (或反夸克) 的自旋极化矢量为

$$\mathbf{P}^{q,\bar{q}} = (P_x^{q,\bar{q}}, P_y^{q,\bar{q}}, P_z^{q,\bar{q}}). \quad (107)$$

这时, 按照 (103) 式可以得到相应的矢量介子的自旋密度矩阵 $\rho_{mm'}^V(m, m' = 1, 0, -1)$, 其结果是 (为简便记, 省略了上角标 V):

$$\rho_{11} = \frac{(1 + P_y^q)(1 + P_y^{\bar{q}})}{3 + \mathbf{P}^q \cdot \mathbf{P}^{\bar{q}}}, \quad (108)$$

$$\rho_{00} = \frac{1 - P_y^q P_y^{\bar{q}} + P_x^q P_x^{\bar{q}} + P_z^q P_z^{\bar{q}}}{3 + \mathbf{P}^q \cdot \mathbf{P}^{\bar{q}}}, \quad (109)$$

$$\rho_{-1-1} = \frac{(1 - P_y^q)(1 - P_y^{\bar{q}})}{3 + \mathbf{P}^q \cdot \mathbf{P}^{\bar{q}}}, \quad (110)$$

以及

$$\rho_{10} = \rho_{01}^* = \frac{(1 + P_y^q)(P_z^{\bar{q}} - iP_x^{\bar{q}}) + (P_z^q - iP_x^q)(1 + P_y^{\bar{q}})}{\sqrt{2}(3 + \mathbf{P}^q \cdot \mathbf{P}^{\bar{q}})}, \quad (111)$$

$$\rho_{0-1} = \rho_{-10}^* = \frac{(1 - P_y^q)(P_z^{\bar{q}} - iP_x^{\bar{q}}) + (P_z^q - iP_x^q)(1 - P_y^{\bar{q}})}{\sqrt{2}(3 + \mathbf{P}^q \cdot \mathbf{P}^{\bar{q}})}, \quad (112)$$

$$\rho_{1-1} = \rho_{-11}^* = \frac{(P_z^q - iP_x^q)(P_z^{\bar{q}} - iP_x^{\bar{q}})}{3 + \mathbf{P}^q \cdot \mathbf{P}^{\bar{q}}}. \quad (113)$$

我们特别感兴趣的是自旋排列 ρ_{00} . 这时它不但含有 $P_y^{q,\bar{q}}$ 的贡献, 而且也有来自 $P_x^{q,\bar{q}}$ 和 $P_z^{q,\bar{q}}$ 的贡献. 特别是, 如果夸克和反夸克的自旋极化主要是 x, z 分量, ρ_{00} 将是大于 $1/3$ 的. 这一观察说明上一段我们讨论的烟圈形流体涡旋可能会反映在 ρ_{00} 之中, 特别是在中心碰撞中, 因为这时系统总角动量消失, 这种烟圈形流体涡旋的作用最为显著. 这种有局域涡旋结构造成的自旋排列现象叫做局域自旋排列, 以区别于由整体角动量造成的整体自旋排列. 为了更直观地看到局域自旋排列现象, 这里考虑中心碰撞, 这时由烟圈形流体涡旋造成的夸克自旋极化可以表示为

$$P_x(\Delta\psi) = F_{\perp} \sin(\Delta\psi), \quad (114)$$

$$P_y(\Delta\psi) = -F_{\perp} \cos(\Delta\psi), \quad (115)$$

其中 $\Delta\psi$ 表示围绕束流方向的方位角, $P_{\perp}$ 表示横向自旋极化的强度. 代入 (109) 式可以得到:

$$\begin{aligned} \rho_{00}(\Delta\psi) &= \frac{1 - F_{\perp}^2 \cos(2\Delta\psi)}{3 + F_{\perp}^2} \\ &\approx \frac{1}{3} - \frac{F_{\perp}^2}{9} - \frac{F_{\perp}^2}{3} \cos(2\Delta\psi). \end{aligned} \quad (116)$$

因此, 在中心碰撞中局域自旋排列将随着方位角按照 $\cos(2\Delta\psi)$ 的形式变化, 特别是在出平面方向 (out-of-plane 方向, 即 $\Delta\psi$ 接近 $\pm\pi/2$ 的时候), ρ_{00} 可以大于 $1/3$, 但在对方位角平均后,

$$\langle \rho_{00} \rangle \equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \rho_{00}(\Delta\psi) d(\Delta\psi) \approx \frac{1}{3} - \frac{F_{\perp}^2}{9} < \frac{1}{3}. \quad (117)$$

相应的数值结果如图 11 所示. 在中心碰撞中平均 $\langle \rho_{00} \rangle < 1/3$ 这一预言与在 Au + Au 碰撞在 $\sqrt{s} = 200$ GeV 时观测到的 ϕ 介子自旋排列的实验结果一致^[3].

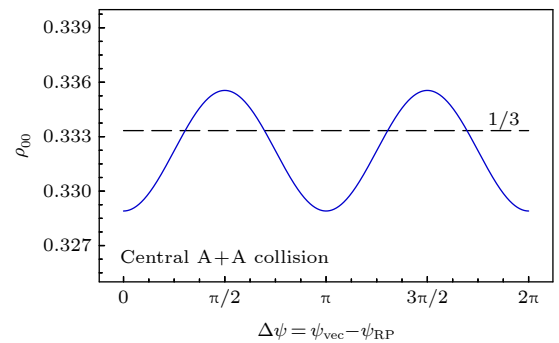


图 11 中心碰撞中矢量介子自旋排列随着方位角的变化^[52]

Fig. 11. ρ_{00} as a function of $\Delta\psi$ in central collisions^[52].

以上的讨论没有考虑夸克反夸克极化的相空间(时空和动量)依赖,只讨论了对相空间平均的结果.最近 STAR 实验组经过多年反复验证,也最终在《自然》杂志发表了在 RHIC 能区 ϕ 介子与 K^*0 介子的自旋排列的实验测量结果[3].对于 ϕ 介子,STAR 实验观测到了在反应面法向上存在 ρ_{00} 明显大于 $1/3$ 的自旋排列现象;而对于 K^*0 , ρ_{00} 在误差范围内几乎与 $1/3$ 相符合.这与上述只考虑夸克反夸克平均极化的理论结果存在明显差异.文献[53–55]指出,在重离子碰撞过程中,研究矢量介子整体自旋排列,必须考虑夸克反夸克极化的相空间依赖以及相空间局域自旋关联.同时指出,考虑描写强相互作用的 ϕ 介子模型,得出的奇异夸克与反夸克存在很强局域时空自旋关联,从而给出的 ϕ 介子整体自旋排列与实验一致.对这个方向进一步描述以及近期的发展可参见文献[12].

7 总 结

在非对心相对论重离子碰撞中,参与反应的原子核物质系统具有巨大的沿着反应面法线方向反方向的初始轨道角动量.由于强相互作用的自旋-轨道耦合,这一巨大的轨道角动量可以导致末态粒子的自旋极化,从而使重离子碰撞末态粒子具有整体极化效应.理论上,整体极化效应首先从量子场论的基本原理出发给予证明,之后用统计力学中考虑自旋-涡旋耦合计算得出.

目前,关于末态超子整体极化,实验已有相当丰富的数据结果,给出了不同能量、不同超子等的测量结果[1,56–60],实验结果与理论计算也基本符合.

随着理论与实验研究的不断深入,对整体极化的研究已进入到“精细结构”阶段,也揭示出许多新的前沿问题.最引人注目的有超子局域极化、矢量介子自旋排列、低能区整体极化的行为等三个方面[61].感兴趣的作者可以参见文献[61]中的总结及其给出的参考文献.

理论上,如何从量子场论的基本原理出发,以恰当形式,给出强相互作用过程中自旋-轨道相互作用下夸克与强子自旋演化的形式,是当前该领域关注的重要理论研究前沿.基于维格纳函数的量子动理学理论似乎是系统处理这些问题最合适的候选者,近期有关维格纳函数的量子动理学理论的发展可参考综述文章[7,8,62–64].从这样一个基本

理论形式出发,求解强相互作用系统中自旋输运性质,系统描述重离子碰撞中的自旋现象,不仅是从根本上描写相对论重离子碰撞中整体极化效应有效的理论方式,而且系统给出强相互作用多体系统自旋性质.这些研究,与电磁相互作用下自旋电子学理论类似,正朝着“QCD 自旋电子学”分支方向发展,成为研究 QCD 理论基本性质与应用的重要侧面.

参考文献

- [1] Adamczyk L, et al. [STAR Collaboration] 2017 *Nature* **548** 62
- [2] Liang Z T, Wang X N 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 102301 [Erratum: 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 039901]
- [3] Abdallah M, et al. [STAR Collaboration] 2023 *Nature* <https://doi.org/10.1038/s41586-022-05557-5>, [arXiv: 2204.02302[hep-ph]]
- [4] Liang Z T 2007 *J. Phys. G* **34** S 323
- [5] Wang Q 2017 *Nucl. Phys. A* **967** 225
- [6] Liang Z T, Lisa M A, Wang X N 2020 *Nucl. Phys. News* **30** 10
- [7] Liu Y C, Huang X G 2020 *Nucl. Sci. Technol.* **31** 56
- [8] Gao J H, Ma G L, Pu S, Wang Q 2020 *Nucl. Sci. Technol.* **31** 90
- [9] Becattini F, Liao J, Lisa M 2021 *Lect. Notes Phys.* **987**
- [10] Gao J H, Liang Z T, Wang Q, Wang X N 2021 *Lect. Notes Phys.* **987** 195
- [11] Sun X, Zhou C S, Chen J H, Chen Z Y, Ma Y G, Tang A H, Xu Q H 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 072401 (in Chinese) [孙旭, 周晨升, 陈金辉, 陈震宇, 马余刚, 唐爱洪, 徐庆华 2023 物理学报 **72** 072401]
- [12] Sheng X L, Liang Z T, Wang Q 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 072502 (in Chinese) [盛欣力, 梁作堂, 王群 2023 物理学报 **72** 072502]
- [13] Gao J H, Chen S W, Deng W T, Liang Z T, Wang Q, Wang X N 2008 *Phys. Rev. C* **77** 044902
- [14] Gao J H 2007 *HEPNP* **31** 1181
- [15] Chen S W, Deng J, Gao J H, Wang Q 2009 *Front. Phys. China* **4** 509
- [16] Huang X G, Huovinen P, Wang X N 2011 *Phys. Rev. C* **84** 054910
- [17] Zhang J J, Fang R H, Wang Q, Wang X N 2019 *Phys. Rev. C* **100** 064904
- [18] Betz B, Gyulassy M, Torrieri G 2007 *Phys. Rev. C* **76** 044901
- [19] Becattini F, Chandra V, Del Zanna L, Grossi E 2013 *Annals Phys.* **338** 32
- [20] Shoy Q Y, Zhao J, Xu H J, Li W, Wang G, Tang A H, Wang F Q 2023 *Acta Phys. Sin.* Accepted (in Chinese) [寿齐烨, 赵杰, 徐浩洁, 李威, 王钢, 唐爱洪, 王福强 2023 物理学报 Accepted]
- [21] Zhao X L, Ma G L, Ma Y G 2023 *Acta Phys. Sin.* Accepted (in Chinese) [赵新丽, 马国亮, 马余刚 2023 物理学报 Accepted]
- [22] Baum G, et al. [SLAC E80] 1980 *Phys. Rev. Lett.* **45** 2000
- [23] Baum G, et al. [SLAC E130] 1983 *Phys. Rev. Lett.* **51** 1135
- [24] Ashman J, et al. [European Muon Collaboration] 1988 *Phys. Lett. B* **206** 364
- [25] Ashman J, et al. [European Muon Collaboration] 1989 *Nucl.*

- Phys. B* **328** 1
- [26] Aidala C A, Bass S D, Hasch D, Mallot G K 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 655
- [27] Bjorken J D 1983 *Phys. Rev. D* **27** 140
- [28] Levai P, Muller B, Wang X N 1995 *Phys. Rev. C* **51** 3326
- [29] Wang X N, Gyulassy M 1991 *Phys. Rev. D* **44** 3501
- [30] Wang X N 1997 *Phys. Rep.* **280** 287
- [31] Brodsky S J, Gunion J F, Kuhn J H 1977 *Phys. Rev. Lett.* **39** 1120
- [32] Liang Z T, Song J, Upsal I, Wang Q, Xu Z B 2021 *Chin. Phys. C* **45** 014102
- [33] Gyulassy M, Wang X N 1994 *Nucl. Phys. B* **420** 583
- [34] Weldon H A 1982 *Phys. Rev.* **D26** 1394
- [35] Heiselberg H, Wang X N 1996 *Nucl. Phys.* **B462** 389
- [36] Biro T S, Muller B 1993 *Nucl. Phys. A* **561** 477
- [37] Deng W T, Huang X G 2016 *Phys. Rev. C* **93** 064907
- [38] Liu Y C, Huang X G 2022 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **65** 272011
- [39] Fu B, Xu K, Huang X G, Song H 2021 *Phys. Rev. C* **103** 024903
- [40] Liang Z T, Wang X N 2005 *Phys. Lett. B* **629** 20
- [41] Xia X L, Li H, Huang X G, Huang H Z 2019 *Phys. Rev. C* **100** 014913
- [42] Becattini F, Cao G, Speranza E 2019 *Eur. Phys. J. C* **79** 741
- [43] Li H, Xia X L, Huang X G, Huang H Z 2022 *Phys. Lett. B* **827** 136971
- [44] Lee T D, Yang C N 1957 *Phys. Rev.* **108** 1645
- [45] Gatto R 1958 *Phys. Rev.* **109** 610
- [46] Akerstaff K, et al. [OPAL Collaboration] 1997 *Phys. Lett. B* **412** 210
- [47] Abreu P, et al. [DELPHI Collaboration] 1997 *Phys. Lett. B* **406** 271
- [48] Xu Q H, Liu C X, Liang Z T 2001 *Phys. Rev. D* **63** 111301
- [49] Wei D X, Deng W T, Huang X G 2019 *Phys. Rev. C* **99** 014905
- [50] Pang L G, Petersen H, Wang Q, Wang X N 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 192301
- [51] Xia X L, Li H, Tang Z B, Wang Q 2018 *Phys. Rev. C* **98** 024905
- [52] Xia X L, Li H, Huang X G, Huang H Z 2021 *Phys. Lett. B* **817** 136325
- [53] Sheng X L, Oliva L, Liang Z T, Wang Q, Wang X N 2022 arXiv: 2205.15689[nucl-th]
- [54] Sheng X L, Oliva L, Liang Z T, Wang Q, Wang X N 2022 arXiv: 2206.05868[hep-ph]
- [55] Sheng X L, Oliva L, Wang Q 2020 *Phys. Rev. D* **101** 096005 [Erratum: 2022 *Phys. Rev. D* **105** 099903]
- [56] Abelev B I, et al. [STAR] 2007 *Phys. Rev. C* **76**, 024915 [Erratum: 2017 *Phys. Rev. C* **95**, 039906]
- [57] Adam J, et al. [STAR] 2018 *Phys. Rev. C* **98** 014910
- [58] Adam J, et al. [STAR] 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** no.13, 132301
- [59] Acharya S, et al. [ALICE] 2020 *Phys. Rev. C* **101** 044611 [erratum: 2022 *Phys. Rev. C* **105**, 029902]
- [60] Adam J, et al. [STAR] 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 162301
- [61] Liang Z T 2022 arXiv: 2203.09786
- [62] Jiang Y, Guo X, Zhuang P 2021 *Lect. Notes Phys.* **987** 167
- [63] Gao J H, Liang Z T, Wang Q 2021 *Int. J. Mod. Phys. A* **36** 2130001
- [64] Hidaka Y, Pu P, Wang Q, Yang D L 2022 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **127** 103989

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

Spin-orbital coupling in strong interaction and global spin polarization^{*}Gao Jian-Hua^{1)†} Huang Xu-Guang²⁾ Liang Zuo-Tang³⁾Wang Qun⁴⁾ Wang Xin-Nian⁵⁾¹⁾ (*Shandong Provincial Key Laboratory of Optical Astronomy and Solar-Terrestrial Environment, School of Space Science and Physics, Shandong University, Weihai 264209, China*)²⁾ (*Shanghai Research Center for Theoretical Nuclear Physics, Key Laboratory of Nuclear Physics and Ion-beam Application, Ministry of Education, Center for Field Theory and Particle Physics, Physics Department, Fudan University, Shanghai 200433, China*)³⁾ (*Key Laboratory of Particle Physics and Particle Irradiation, Ministry of Education, Institute of Frontier and Interdisciplinary Science, Shandong University, Qingdao 266237, China*)⁴⁾ (*Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)⁵⁾ (*Nuclear Science Division, MS 70 R0319, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley 94720, USA*)

(Received 22 January 2023; revised manuscript received 12 February 2023)

Abstract

In non-central relativistic heavy ion collisions, the colliding nuclear system possesses a huge global orbital angular momentum in the direction opposite to the normal of the reaction plane. Due to the spin-orbit coupling in strong interaction, such a huge orbital angular momentum leads to a global spin polarization of the quark matter system produced in the collision process. The global polarization effect in high energy heavy ion collisions was first predicted theoretically and confirmed by STAR experiments at the Relativistic Heavy Ion Collider in Brookhaven National Laboratory. The discovery has attracted much attention to the study of spin effects in heavy ion collision and leads to a new direction in high energy heavy ion physics—Spin Physics in Heavy Ion Collisions. In this paper, we briefly review the original ideas, the calculation methods, the main results and recent theoretical developments in last years.

First, we present a short discussion of the spin-orbit coupling which is an intrinsic property for a relativistic fermionic quantum system. Then we review how the global orbital angular momentum can be generated in non-central heavy ion collisions and how the global orbital angular momentum can be transferred to the local orbital angular momentum distribution in two limit model—Landau fireball model and Bjorken scaling model. After that, we review how we can describe the scattering process with initial local orbital angular momentum in the formalism of scattering cross section in impact parameter space and how we calculate the polarization of the quarks and antiquarks in quark gluon plasma produced in non-central heavy ion collisions after single or multiple scattering. We also give a brief review on how the global polarization can be predicted from the formalism of relativistic hydrodynamics with the generalized Cooper-Frye formula with spin. Finally, we discuss how the quark's polarization can be transferred to the final hadron's polarization. We focus on the hyperon's polarization and vector meson's spin alignment produced in heavy-ion collisions.

Keywords: spin-orbit coupling, global polarization, spin effects, relativistic heavy ion collisions**PACS:** 25.75.Nq, 12.38.Mh**DOI:** 10.7498/aps.72.20230102

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11890710, 11890713, 11890714, 12175123, 12225502, 12075061, 12147101, 12135011), the National Key R&D Program of China (Grant No. 2022YFA1604900), the Natural Science Foundation of Shanghai, China (Grant No. 20ZR1404100), and the U.S. DOE (Grant No. DE-AC02-05CH11231).

[†] Corresponding author. E-mail: gaojh@sdu.edu.cn

强相互作用自旋-轨道耦合与夸克-胶子等离子体整体极化

高建华 黄旭光 梁作堂 王群 王新年

Spin-orbital coupling in strong interaction and global spin polarization

Gao Jian-Hua Huang Xu-Guang Liang Zuo-Tang Wang Qun Wang Xin-Nian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 072501 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230102

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230102>

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

自旋-轨道耦合系统的电子涡旋

Electron vortices in spin-orbit coupling system

物理学报. 2022, 71(21): 210301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220751>

环形势阱中自旋-轨道耦合旋转玻色-爱因斯坦凝聚体的基态

Ground state of spin-orbit coupled rotating ferromagnetic Bose-Einstein condensate in toroidal trap

物理学报. 2020, 69(14): 140301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200372>

线性塞曼劈裂对自旋-轨道耦合玻色-爱因斯坦凝聚体中亮孤子动力学的影响

Effects of linear Zeeman splitting on the dynamics of bright solitons in spin-orbit coupled Bose-Einstein condensates

物理学报. 2019, 68(8): 080301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182013>

梯度磁场中自旋-轨道耦合旋转两分量玻色-爱因斯坦凝聚体的基态研究

Ground state of spin-orbit coupled rotating two-component Bose-Einstein condensate in gradient magnetic field

物理学报. 2018, 67(11): 110302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180539>

两体相互作用费米系统在自旋轨道耦合和塞曼场中的基态转变

Ground energy level transition for two-body interacting Fermionic system with spin-orbit coupling and Zeeman interaction

物理学报. 2021, 70(8): 083401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201456>

自旋轨道耦合量子点系统中的量子相干

Quantum coherence in spin-orbit coupled quantum dots system

物理学报. 2022, 71(7): 078502 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212111>