

RHIC 能区的纵向流分布特征和核阻止特性的研究^{*}

袁显宝 冯笙琴

(三峡大学理学院物理系 宜昌 443002)

摘要 首先利用相对论纵向非均匀集体流模型讨论 RHIC 能区的净质子分布特征,并分别与 AGS, SPS 的实验结果比较,发现, RHIC 能区所产生的粒子系统具有很强的非均匀分布特征,表现为很强的核透明性,并分析了非均匀集体流模型与实验中的核阻止特性的紧密联系,接着分别研究了 RHIC 能区所产生质子、反质子和净质子的分布,这些研究可以帮助我们深入了解最新的 RHIC 能区的粒子分布和核阻止特征.

关键词 纵向非均匀流模型 中心下凹 RHIC 能区 核阻止本领

1 引言

最近,相对论重离子对撞机(RHIC)运行,碰撞质心系能量达到 200GeV.这样特大规模实验的一个重要目的是研究强子物质的化学和热平衡动力学机制,以及在这样高温、高密环境中热系统的配分函数性质.当然,RHIC 实验更加重要的目的是在了解高能重离子碰撞动力学机制基础上,发现新的物质形态夸克-胶子等离子体以及在部分子层次上的新的自由度和新的物理.

相对论重离子碰撞是唯一能提供在实验可控环境中研究极端高温和高密物质的重要手段.用热化理论讨论相对论重离子碰撞所产生的系统成为一种重要的研究方法,由这些反应产生的强子谱反映了碰撞所产生的高温高密热系统的动力学特征.其中,重子数密度被认为是反映系统演化的一个重要的物理量,对实验可观察的快度分布的分析可以帮助我们了解它们的动力学机制和时空演化特征.

2003—2004 年,在 RHIC 工作的 BRAHMS 实验组公布了净质子快度分布和不同中心度反应粒子的产生的实验结果^[1,2],这些实验结果,对了解 RHIC 能区粒子产生的动力学机制,并讨论由碰撞所产生的集体流分布特征与碰撞能量的依赖关系和核阻止

特性有重大意义.在文献[3]中,提出了纵向非均匀集体流理论,分别讨论 AGS 和 SPS 能区的纵向相空间一些集体运动分布特征.本文将集中对 RHIC 能区的核阻止本领和纵向相空间集体流分布特征进行研究,并与 AGS 和 SPS 实验结果进行比较,为更深层次讨论 RHIC 能区的动力学机制打下基础.

本文首先简单介绍纵向非均匀集体流模型;然后详细讨论了 RHIC 能区($\sqrt{S} = 200\text{GeV}$)的 Au-Au 相互作用的净质子的快度分布,并通过与 AGS (E802, E877, E917) 能区的 Au-Au^[4-6] 和 SPS (NA49)能区 Pb-Pb^[7]碰撞的净质子分布实验结果比较,研究高能重离子碰撞的纵向流分布;同时在这一部分还分析并比较质子、反质子和净质子的快度分布,由此可得出 RHIC 能区的质子-反质子对产生一些特征.最后作总结和讨论.

2 RHIC 能区的质子、反质子和净质子分布

2.1 纵向非均匀集体流模型

在相对论重离子碰撞中,核-核碰撞后会有大量的能量损失,并沉积在中心区域附近,从而形成一

2004-08-11 收稿

^{*} 湖北省教育厅重大科研项目(2003Z002)和三峡大学重大科研项目(2003C02)资助

个极度高温高密的空间区域. 在热解冻时, 其温度超过 100MeV, 因而可利用玻尔兹曼近似对其末态粒子进行描述^[7]. 在此我们对此问题作一点说明, 不管是较高的 RHIC 能区, 还是较低的 AGS 能区, 在热解冻后, 系统的热化温度和产生粒子的平均自由程基本上是相等的, 因此, 用热化模型讨论 RHIC 能区的热解冻后粒子分布特性是可行的. 但热解冻后粒子分布会包含反应早期的粒子产生和时空演化特性, 因此详细讨论末态粒子产生的集体运动分布特征会帮助我们了解更多新的物理.

对此问题讨论先后出现过各向同性的热模型和 Heinz 的纵向均匀流模型^[8], 这两个模型都能对高能重离子碰撞的一些动力学特征进行描述, 但它们都有一个共同的有待解决的问题, 都不能重现重离子碰撞中出现的中心下凹现象, 即不能揭示纵向相空间的非均匀集体流分布特征, 和开始出现的核透明性特点. 纵向非均匀集体流模型 (NUFM)^[3] 不仅具有前述两种模型的优点, 而且能解释中心下凹问题. 在纵向均匀流模型中, 发射角 Θ 是建立在均匀的纵向流基础上的, 而 NUFM 的发射角是建立在非均匀纵向流分布基础上的, 通过引入椭圆度 e 将发射角变成 $\vartheta = \tan^{-1}(e \tan \Theta)$, 式中的参量 e ($0 \leq e \leq 1$) 表示新引入的椭圆度参量, 它表示纵向发射源均匀分布的程度, 参量化图案由图 1 给出. 在这里需要说明的是, 由示意图 1 所给出的圆不表示具体的火球个数, 只表示发射源的非均匀分布特征, 关于纵向非均匀集体流的详细描述请参看文献[3]. 从而有

$$\frac{dn_{\text{NUFM}}}{dy} = eKm^2T \int_{\kappa_{\min}}^{\kappa_{\max}} \frac{Q(\vartheta)d\vartheta}{\sin\vartheta} (1 + 2\Gamma + 2\Gamma^2)e^{(-1/\Gamma)}, \quad (1)$$

这里 K 是一个比例常量, $\kappa_{\min} = 2\tan^{-1}(e^{-y_{e0}})$, $\kappa_{\max} = 2\tan^{-1}(e^{y_{e0}})$, y_{e0} 是发射源快度的范围, 在式(1)中,

$$\Gamma = T/m \cosh(y - y_e), \quad (2)$$

$$Q(\vartheta) = \frac{1}{\sqrt{e^2 + \tan^2 \kappa} |\cos \vartheta|}, \quad (3)$$

其中 $\kappa = 2\tan^{-1}(e^{-y_e})$, y_e 为集体流的快度, m 为所研究产生粒子的质量, T 为温度参量, 参量 e 和 y_{e0} 的物理意义, 将在具体分析中进行详细讨论. 如果把(1)式的积分变量 ϑ 转换成变量 y_e , 则(1)式可转变为

$$\frac{dn_{\text{NUFM}}}{dy} = eKm^2T \int_{-y_{e0}}^{y_{e0}} \rho(y_e) dy_e (1 + 2\Gamma + 2\Gamma^2)e^{(-1/\Gamma)}, \quad (4)$$

其中

$$\rho(y_e) = \sqrt{\frac{1 + \sinh^2(y_e)}{1 + e^2 \sinh^2(y_e)}} \quad (5)$$

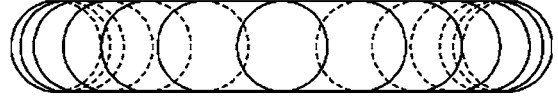


图 1 纵向非均匀集体流分布的发射源分布示意图

为纵向非均匀集体流的分布函数, 参量 e 对应为椭圆度参量. 由式(5)和图 3 可以看出, 参量 e 越大, $\rho(y_e)$ 分布就越平坦, 对应的纵向流分布就越均匀, 当 $e \Rightarrow 1$ 时, 纵向流完全均匀 ($\rho(y_e) \Rightarrow 1$), 回到均匀流理论. 在(2)式中, y_e 为集体流的快度, y_{e0} 是集体流快度的范围, 通过计算, 发现 y_{e0} 的大小决定了分布宽度.

纵向非均匀集体流理论, 实际上是在热化理论基础, 引入非均匀纵向流, 已经成功地讨论了 AGS 能区的实验结果, 有关 NUFM 详细的理论论述, 请参阅文献[3]. 本文将用它讨论 RHIC 能区的净重子分布特征.

2.2 RHIC 能区的净质子分布

下面将利用非均匀流分布理论, 讨论 RHIC 能区的净质子分布, 并与 AGS 能区的 Au-Au 碰撞及 SPS 能区的 Pb-Pb 碰撞中净质子分布实验结果进行比较. 图 2 中分别给出了 AGS, SPS 和 RHIC 能区的中心核-核碰撞(中心度为 5%)的实验结果, 其中实三角形表示 AGS 能区实验结果, 方块形表示 SPS 能区结果, 空心圆表示 RHIC 能区实验结果, 相应的

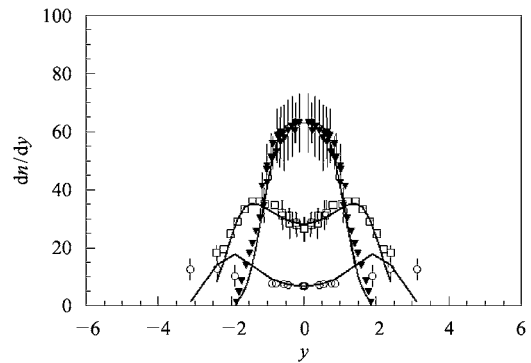


图 2 不同能区情况下净质子的快度分布
不同类型的点代表不同能量碰撞的实验结果
(\blacktriangledown , \square , \circ 分别表示 AGS 能区、SPS 能区和 RHIC 能区的实验结果).
理论计算结果由实线表示.

实线是我们计算的结果. 我们发现: 纵向非均匀流模型不仅可以再现 AGS 实验结果中的较窄的具有平台分布特点, 而且能展现较宽的 SPS 和 RHIC 实验的中心下凹(或双峰)分布. 通过计算发现, 参量 e 决定下凹的深度; 参量 y_{e0} 决定分布的宽度. 也就是说, y_{e0} 越大, 分布越宽. 对于 SPS 和 RHIC 能区, y_{e0} 的大小近似对应为双峰分布的一个峰的分布宽度, 从某种意义上讲, 它反应了核阻止本领的特性. 在计算中温度参量 T 取 0.14GeV , 质子的质量取 0.938GeV .

对于 RHIC 能区来讲, 研究射弹能量损失是一个重要的研究课题, 损失的能量将用于粒子的产生. 为了深入研究, 选取质子快度分布作为研究对象, 由于高能反应中重子数守恒, 因此, 对应的快度分布受重散射影响较小, 测量的净重子(B- \bar{B})分布不仅包含能量损失的信息, 而且还包括核阻止本领的讨论. 平均快度损失定义为

$$\langle \delta y \rangle = y_p - \langle y \rangle \quad (6)$$

是定量计算重离子碰撞核阻止本领的一个物理量, 其中, y_p 对应射弹的快度, $\langle y \rangle$ 对应为碰撞后的净重子平均快度, 其表达式为

$$\langle y \rangle = \frac{2}{N_{\text{part}0}} \int_0^{y_p} y \times \frac{dN_{(B-\bar{B})}(y)}{dy} dy, \quad (7)$$

这里 N_{part} 对应为碰撞中参加反应的核子数. 对应有两个极限情况: (1) 完全阻止, 入射重子在碰撞中完全施放所有动能($\langle \delta y \rangle = y_p$); (2) 核完全透明, 入射重子在碰撞中没有动能释放($\langle \delta y \rangle = 0$). 由(3)和(4)式, 并结合实验数据, 分别给出 AGS, SPS 和 RHIC 的净重子分布的 $\langle \delta y \rangle$ 大小, 由表 1 给出.

表 1 纵向非均匀集体流理论计算不同能区各参数比较

参数 能区	e	y_{e0}	$\langle \delta y \rangle$	χ^2/N
AGS	0.7327	1.104	1.0	5.469
SPS	0.6535	2.105	2.0	3.003
RHIC	0.16	2.458	2.2 ± 0.4	4.134

平均快度损失 $\langle \delta y \rangle$ 是与核阻止本领大小密切相关的物理量, 它与分布形状紧密相连, $\langle \delta y \rangle$ 越大, 分布宽度越大, 与纵向非均匀流理论讨论的发射源快度范围 y_{e0} 意义很接近. 它们都是与核阻止本领大小密切相关的物理量.

在 1996—1998 年, BNL 和 AGS 成功进行了真正意义的重离子 Au-Au 和 Pb-Pb 碰撞^[4-7], 取得了许多有重大学术意义的结果, 特别是证实了核阻止本

领对核依赖关系^[9,10]. 在较低的 AGS 能区, 射弹的快度 y_p 大小在 1.6 左右. 由于产生的反重子数目较少, 净重子分布近似等同于质子分布. 净质子快度分布的中心位于 $y = 0$ 处, 分布比较窄, 快度附近出现峰. AGS 能区的椭圆度参量 e 为 0.7327, 纵向集体流表现为较均匀的分布特征, 在中心区有较多的粒子产生. 而 SPS 能区的净质子分布已经有明显的中心下凹(或双肩峰)现象, 这表明 SPS 能区 ($y_p = 2.9$), 核开始表现为较好的透明性, SPS 的椭圆度参量 e 已经开始减少, 集体流在中心区较 AGS 稀疏, 只有较少的粒子在中心快度区间产生; RHIC 能区的入射核的快度为 $y_p = 5.4$, 通过与 AGS 和 SPS 能区的净质子分布比较, 发现 RHIC 的分布特征与 AGS 和 SPS 是有许多不同的. 例如, 在 $y = 0$ 附近, 每单位快度的净质子数仅仅为 7, 比 AGS 和 SPS 要小得多, 下凹部分与 SPS 相比, 有一个快度单位的分布平台, 在 $y = \pm 2$ 附近形成双肩峰. RHIC 能区的椭圆度参量 e 最小, 仅为 0.16, 明显小于 SPS 和 AGS 的 e 值大小. 这表明 RHIC 能区的纵向流分布最不均匀.

由此可见, 纵向非均匀流理论所引入的两个参量 e 和 y_{e0} , 在某种程度上讲, 都有它们各自的物理内涵, e 是一个反映集体流分布非均匀程度物理量, e 越小, $\rho(y_e)$ 分布就越陡峭, 表示纵向流在中心区分布越稀疏, 在大快度区分布越稠密, 通过图 2、图 3 和表 1 发现, 对不同能区, 从 AGS, SPS 到 RHIC 能区, 净质子分布的椭圆度 e 的值是逐渐减小的.

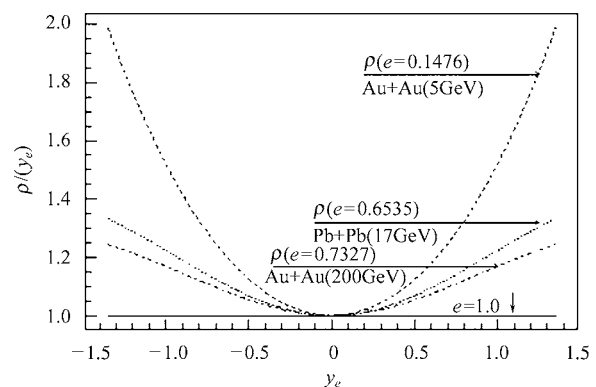


图 3 AGS, SPS 和 RHIC 能区的发射源中心的快度分布 $\rho(y_e)$

总之, 以上的结果表明, RHIC 能区的核几乎是完全透明. 碰撞后, 物质和能量分布主要在两个区域: 核碎裂区和中心区. 在核碎裂区, 包含被激发的碰撞核的碎片, 这些碎片的平均快度损失在 2.2 左右. 而在中心区对应的是大量产生粒子, 质子产生大都以质子-反质子对形式产生的, 净重子数近似为零.

2.3 RHIC 能区的质子、反质子和净质子的快度分布

在 高能重离子碰撞中产生的质子包括直接产生的质子和由产生质子对所产生的质子。

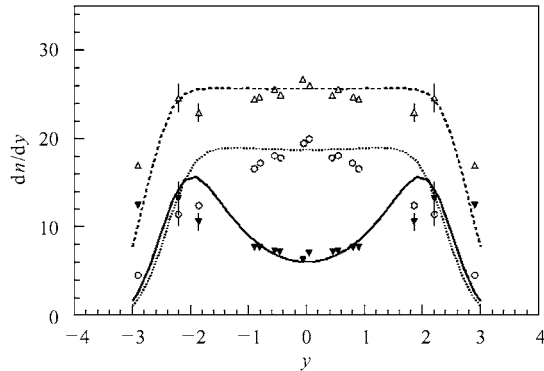


图 4 RHIC 能区 200GeV 能量下质子、反质子和净质子的分布

Δ, \circ, ∇ 分别代表实验测的质子、反质子和净质子的分布。
点划线、实线和虚线分别代表用一维非均匀流模型所计算的结果。

(其中质子: $e = 0.99505, y_{e0} = 3.2$; 反质子:

$e = 0.98019, y_{e0} = 2.416$; 质子减反质子: $e = 0.16, y_{e0} = 2.458$)

在图 4 中显示了 RHIC 能区 (质心系能量 200GeV) 的质子、反质子和净质子 (质子减反质子) 的分布^[11]。可以看出, 质子、反质子分布的快度分布在中心区呈较平坦的分布特点, 然后随着快度的增大, 分布下降, 表明质子和反质子呈现较均匀分布特点 (对应 $e \rightarrow 1$); 而净质子分布呈中心下凹现象; 在中心区质子大都是成对产生的。由反质子的分布, 可以看出质子、反质子对分布的特点, 表现出相当的均匀性。

3 结果与讨论

最早把核阻止本领引到高能核 - 核碰撞是 Busza 和 Goldhaber^[12], 它用来描述一个入射核子在与另一个核碰撞时所受到的核物质的阻止程度。讨论核阻止本领一方面可以帮助我们了解反应机制,

另一方面, 核阻止本领还与夸克 - 胶子等离子体形成有关。由于在入射核物质损失动能的同时, 伴随着大量的粒子产生 (主要是 π 介子), 一大部分能量转化为碰撞系统质心附近产生的强子物质能量。核 - 核碰撞的阻止本领的大小将决定在质心附近的能量密度是否足够高, 以致可以发生相变导致形成夸克 - 胶子等离子体。

从本文分析可以看出: RHIC 能区的净质子分布特征与 AGS 是完全不同的。定性地讲, 高能重离子碰撞可以分为两个不同的能量区域: 即每核子 $\sqrt{s} \geq 100\text{GeV}$ 的无重子夸克 - 胶子等离子体区域和每核子 $\sqrt{s} \approx 5-10\text{GeV}$ 的丰重子夸克 - 胶子等离子体区域。在无重子夸克 - 胶子等离子体区域, 射弹重子与靶重子相互穿透, 留下重子数很小的夸克胶子等离子体; 而在 AGS 能区, 在核阻止区间, 碰撞重子几乎完全阻止, 粒子能量和重子数的不断堆积而形成重子数很大的夸克 - 胶子等离子体区域。

与我们前面工作相比^[3], 本文着重分析和比较 RHIC, SPS 和 AGS 能区的集体流分布特征和核阻止本领, 通过分析发现: 平均快度损失 $\langle \delta y \rangle$ 是与核阻止本领大小密切相关的物理量, 它与分布形状紧密相连, $\langle \delta y \rangle$ 越大, 分布宽度越大, 与纵向非均匀流理论讨论的发射源快度范围 y_{e0} 意义很接近。它们都是与核阻止本领大小密切相关的物理量。另一方面, 本文所分析的都是较大的碰撞系统, 能量越高, 纵向流均匀分布程度越低。特别强调的是: 本文给出了最新 RHIC 能区的净质子的纵向流分布特征。我们知道净质子来源于价夸克的碎裂, 分析净质子的纵向分布特征, 可以帮助进一步认识价夸克的运输机制。

通过分析 RHIC 净质子的快度分布, 发现大多数的重子都被运输到核碎裂区, 在中心区的净质子数几乎为零。这说明, 在较高碰撞能量的核 - 核碰撞中, 产生的价夸克带有更多的母核运动学特征, 碰撞能量越高, 领头粒子的穿透本领越强。详细分析 RHIC 能区的核阻止本领和净重子数输运, 将有利于我们深入研究高能重离子碰撞的动力学特征。

参考文献 (References)

- 1 Gaardhje J J, Arsene I, Bearden I G et al (BRAHMS Collaboration). Nucl. Phys., 2004, **A734**:13; Bearden I G et al(BRAHMS Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2004, **93**:102301
- 2 Bearden I G et al(BRAHMS Collaboration). Phys. Lett., 2001, **B523**:227
- 3 FENG Sheng-Qin, LIU Feng, LIU Lian-Shou. Phys. Rev., 2001, **C63**: 014901
- 4 Back B B et al(E917 Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2001, **86**:1970
- 5 Ahle L et al(E802 Collaboration). Phys. Rev., 1999, **C60**:064901
- 6 Barrette J et al(E877 Collaboration). Phys. Rev., 2000, **C62**:024901
- 7 Appelshauser H et al(NA49 Collaboration). Phys. Rev. Lett., 1999, **82**:2471
- 8 Braun-Munzinger P, Stachel J, Wessels J P, XU N. Phys. Lett., 1995, **B344**:43—48
- 9 Videbeck F et al. Nucl. Phys., 1995, **A590**:249c
- 10 Wienold T et al. Nucl. Phys., 1996, **A610**:76c
- 11 Schnedermann E, Sollfrank J, Heinz U. Phys. Rev., 1993, **C48**:2462; Schnedermann E, Heinz U. Phys. Rev., 1994, **C50**:1675
- 12 Christiansen P. Nucl. Phys., 2003, **A721**:239c—242c

Study on the Feature of Longitudinal Collective Flow Distribution and Nuclear Stopping at RHIC *

YUAN Xian-Bao FENG Sheng-Qin

(Department of Physics, Science College, Three Gorges University, Yichang 443002, China)

Abstract The net-proton distribution features at RHIC have been analyzed by using non-uniform flow model in this paper. It is found that the system produced at the RHIC energy region has stronger non-uniform feature than at the AGS and SPS energy regions, which means that nuclei at RHIC energy region is much more transparent. It is shown that our analysis relates closely to the study of nuclear stopping of experiment. And then, the proton, anti-proton and net-proton distributions are studied, respectively. This investigation help us to understand the feature of particle stopping in the newest RHIC experiment.

Key words longitudinal non-uniform flow model, central dip, RHIC energy region, nuclear stopping power

Received 11 August 2004

* Supported by Major Science Foundation of Education Department of Hubei Province (2003Z002) and Major Science Foundation of China Three Gorges University (2003C02)