

相对论重离子碰撞中的热解冻和纵向 非均匀集体膨胀流*

冯笙琴 刘峰 刘连寿

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430079)

摘要 把非均匀纵向流模型推广到包括横向膨胀流,并计算 K 介子, Λ 和质子的快度分布. 这些模型的计算结果能较好地解释 CERN/SPS 200 A GeV/c 能量下 S-S 碰撞以及 158 A GeV/c 能量下 Pb-Pb 碰撞的实验结果. 并且能够自然地解释实验中出现的中心下凹 (central dip) 现象.

关键词 纵向流 横向流 中心下凹现象 热解冻

1 引言

相对论重离子碰撞是唯一能提供在实验室可控制环境中研究极端高温和高密物质的重要手段. 由这些反应所产生的强子谱反映了碰撞所产生高温高密热系统动力学特征^[1]. 其中, 重子数密度被认为是反映系统演化特征一个重要物理量. 对实验中可观察的快度分布和横动量分布特征进行深入研究, 可以帮助我们了解它们的动力学特征, 其中包括纵向和横向集体流特征. 此外, 讨论入射粒子在碰撞中损失动量的机制 (即重子阻止) 也是一个重要理论问题^[2,3].

由于重离子碰撞中纵向和横向流与系统的时空演化特征密切相关, 因此具有丰富的物理内容. 重离子碰撞中会产生极端高温高压, 粒子会在纵向和横向运动. 这种高温高密物质经剧烈膨胀而冷却后, 在末态会产生一个相当显著的集体运动特征. 这种集体运动特征反映了系统在解冻时时空-动量的关联.

本文讨论了在 CERN/SPS 能区中心 Pb-Pb 碰撞在 158 A GeV/c 能量下以及 S-S 碰撞在 200 A GeV/c 能量下的 NA49 和 NA35 实验结果^[4,5]. 主要目的是比较不同大小碰撞系统的核阻止本领与径向和纵向流之间的关系. 在 SPS 能区, 系统演化的时间比 AGS 能区的时间长. 此时, 热化系统的集体运动不会仅仅限制在纵向, 而且还会在横向作集体运动.

目前, 一般热化模型所面临的巨大挑战之一是无法解释在所有 AGS 和 SPS 能区中心碰撞快度分布所出现的中心下凹现象 (central dip). 用均匀的纵向流^[6]模型不能解释这种

2002-01-30 收稿, 2002-04-01 收修改稿

* 国家自然科学基金 (19775018, 19975021) 资助

dip 现象. 在文献[7]中,为了解释这种 central dip 现象,他们引入一种化学势 μ_i 与流速度 η_i 的参量关系,可是这种参量关系的物理思想不够清楚.

本文将构造一种纵向非均匀集体流模型(Longitudinal Non-Uniform Collective Expansion Model-NUCEM). 文中基本出发点是:核-核碰撞中产生的火球会保持一些入射核的运动学记忆. 在文献[8]中,用一种简单的几何图像形象地表达了这种非均匀纵向流特征. 本文将把该模型推广到 2+1 维,计算 200 A GeV/c S-S 碰撞和 158 A GeV/c Pb-Pb 碰撞的速度分布.

第 2 部分将介绍 2+1 维纵向非均匀集体膨胀模型;第 3 部分将给出计算结果;第 4 部分进行简单的小结并作一些讨论.

2 2+1 维纵向非均匀集体膨胀流

首先提出的纵向非均匀流模型^[8]仅仅考虑纵向流的膨胀. 由于不对称的初始条件,假定系统在初态一维纵向膨胀似乎为一个合理的假设. 但是,在随后的热集体膨胀中,只假定系统一维纵向膨胀是不合理的. 在相对论重离子中心碰撞中,即使径向对称性保持,流体力学流至少也需要计算到 2+1 维. 在文献[9]中,已经论证了引入横向流的必要性. 同时也有许多实验^[10,11]证实了横向流的存在.

为了描述火球集体膨胀中产生的粒子分布,从 Cooper 和 Frye^[12]公式出发,他们认为单粒子谱可以由解冻双曲面的积分,然后对所有的时空点求和得到

$$E \frac{d^3 n}{d^3 p} = \frac{g}{(2\pi)^3} \int_{\sigma_i} f(x, p) p^i d^3 \sigma_i, \quad (1)$$

这里 g 是简并因子, $f(x, p)$ 为时空点 x 的动量分布. 在热化模型中,可以取 $f(x, p)$ 为热平衡分布,在解冻时,可以用玻尔兹曼分布近似表示

$$f(x, p) = \exp\left(-\frac{p \cdot u(x) - \mu(x)}{T(x)}\right). \quad (2)$$

由于主要讨论中心碰撞,可以假定几何空间和动量空间均存在径向对称性.

在文献[13]中 Bjorken 采用纵向固有时 $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ 和时空快度 $\eta_1 = \tanh^{-1}(z/t)$ 作为 t - z 平面的变量. 横向坐标用变量 r 表示. 在几何空间对称的系统中,可以分解出流速度场公式:

$$u^\nu = (\cosh \eta_1, \cosh \eta_1, \mathbf{e}_r, \sinh \eta_1, \cosh \eta_1, \sinh \eta_1), \quad (3)$$

这里 \mathbf{e}_r 为一个 2 维径向单位矢量, $\eta_1 = \eta_1(t, r, z)$ 和 $\eta_r = \eta_r(t, r, z)$ 分别为在 (r, z) 处,流元的纵向和横向快度.

相对于火球中心,粒子的动量可以参量化地表示为

$$u^\nu p_\nu = m_1 \cosh(\gamma - \eta_1) \cosh \eta_1 - p_r \sinh \eta_1 \cos(\phi - \varphi). \quad (4)$$

由于中心碰撞存在径向对称性,可以对极角 ϕ 积分,并利用修正的贝塞尔函数, $I_0 = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} e^{i\cos\phi} d\phi$.

碰撞系统的双曲面 σ_i 可以这样来定义:在时间方向上,取一个固有时表面, $\tau = \tau_i$.

在纵向,由于有限的碰撞能量导致的 Bjorken 纵向增长不变性的破坏,对应纵向扩展体积只能达到某一有限的范围 η_0 . 在横向,定义横向范围为 R_f ,这样描述的是一个在 η - r 空间的柱对称火球. 这里的下标 f 对应为系统在热解冻时的物理量.

在给定解冻曲面和分布函数后,可以得到单粒子谱分布

$$\frac{d^2 N}{dy dm_i^2} = \frac{g}{2\pi} \int_{r_i} d\eta_1 r dr e^{\mu/T} e^{-\tilde{a} \cosh(y-\eta_1)} \cosh(y-\eta_1) I_0(\alpha), \quad (5)$$

这里 $\tilde{a} = (m_i/T) \cosh \eta_1$, $\alpha = (p_i/T) \sinh \eta_1$, 对 m_i 积分,可以得到快度分布为

$$\frac{dN}{dy} = \frac{g}{4\pi} \int_{m_i^{lo}}^{m_i^{hi}} dm_i^2 \int_{-\eta_0}^{\eta_0} d\eta_1 \int_0^{R_f} d\tau r_f(r) r e^{\mu/T} e^{-\tilde{a} \cosh(y-\eta_1)} \times m_i \cosh(y-\eta_1) I_0(\alpha). \quad (6)$$

m_i^{lo} 和 m_i^{hi} 为实验所给定的不变多重数谱横质量的上下限,解冻半径 R_f 和纵向范围 η_0 在计算中取确定的值. $\eta_1 = \tanh^{-1} \beta_1$ 是横向流的快度. 取径向流速度用它的平均值代替,这样可进一步得到

$$\frac{dN}{dy} = \frac{g\tau_f R_f^2}{8\pi} \int_{m_i^{lo}}^{m_i^{hi}} dm_i^2 m_i I_0(\alpha) \int_{-\eta_0}^{\eta_0} d\eta_1 \cosh(y-\eta_1) e^{\mu/T} e^{-\tilde{a} \cosh(y-\eta_1)}. \quad (7)$$

在等式(7)中,已经考虑了纵向和横向的集体膨胀. 为引入非均匀纵向流,改写(7)式为

$$\frac{dN}{dy} = \int_{-\eta_0}^{\eta_0} d\eta_1 F(y-\eta_1),$$

$$F(y) = \frac{g\tau_f R_f^2}{8\pi} \int_{m_i^{lo}}^{m_i^{hi}} I_0(\alpha) \cosh(y) e^{\mu/T} e^{-\tilde{a} \cosh(y)} m_i dm_i^2.$$

由公式(9)给出的函数 $F(y)$ 可以理解成“单个带横向流的热火球”对快度分布的贡献,单火球对不同的粒子贡献由图 1(a)给出. (7)和(8)式给出的总分布可以理解为一列中心均匀分布在 $(-\eta_0, \eta_0)$ 区间的火球对快度分布贡献的叠加,由图 1(b)和图 2 给出.

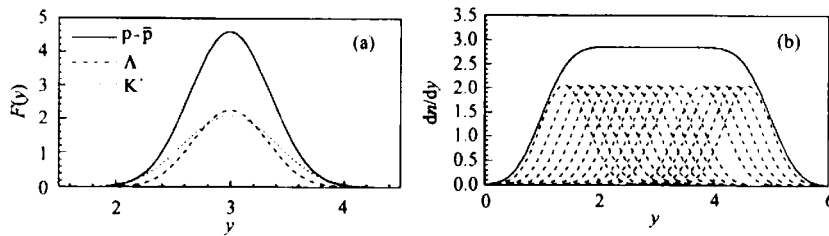


图 1 (a) 带横向流的单一热火球对快度分布的贡献; (b) 均匀分布的火球对 K 介子快度分布贡献的叠加

我们知道,等式(7),(8)和(9)式不能重现在 AGS 和 SPS 实验中所出现的相对论中心碰撞快度分布中心下凹现象.

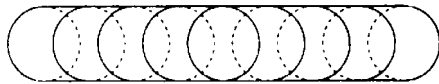


图 2 火球在纵向均匀分布的示意图

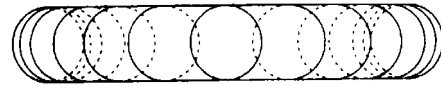


图 3 非均匀纵向流火球分布的示意图

下面,将根据文献[8]中的物理思想,认为相对论碰撞中所产生的火球会保持入射核原来运动的记忆特征,因此,对应的火球分布不再在纵方向上均匀分布,而是更加集中在入射核向前运动的方向.也即是火球分布主要集中在大快度区间(由图 3 给出).这里应特别强调的是:这里所说的火球是指由相对论重离子碰撞所产生的热分布系统.

在文献[8]中,利用一个简单的物理图像来表述这种非均匀纵向流特征,对应火球中心 y_{1c} 的分布函数为

$$\rho(y_{1c}) = \sqrt{\frac{1 + \sinh^2(y_{1c})}{1 + e^2 \sinh^2(y_{1c})}}. \tag{10}$$

把这种非均匀纵向流特征引入到 2 + 1 维,此时,(8)式成为

$$\frac{dN}{dy} = \int_{-y_{1c0}}^{y_{1c0}} dy_{1c} \rho(y_{1c}) F(y - y_{1c}) = \frac{g\tau_f R_f^2}{8\pi} \int_{-y_{1c0}}^{y_{1c0}} \rho(y_{1c}) dy_{1c} \int_{m_1^0}^{m_1^h} dm_1^2 m_1 I_0(\alpha) \cosh(y - \eta_{1c}) e^{\mu/T} e^{-\alpha \cosh(y - \eta_{1c})}. \tag{11}$$

在等式(10)中, e 为“椭度”参量,描述纵向流的非均匀程度^[8]. $\rho(y_{1c})$ 与参量 e 的关系由图 4 给出.由图 4 可以看出: e 越大, $\rho(y_{1c})$ 越平坦,对应的纵向流分布就越均匀.当 $e \rightarrow 1$ 时,对应的纵向流就完全均匀($\rho(y_{1c}) \rightarrow 1$),此时为柱对称集体流模型,也即是(7)式.

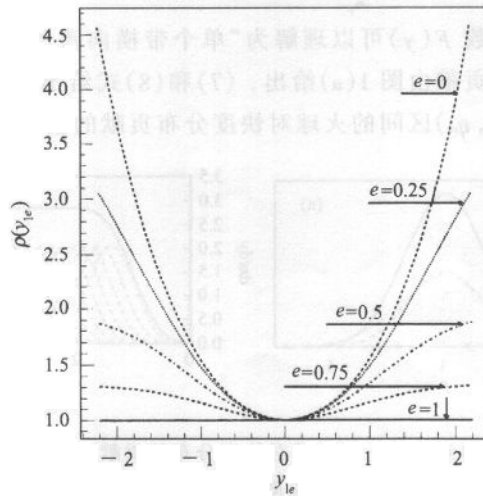


图 4 火球中心的纵向分布 $\rho(y_{1c})$ 与椭球参量 e 之间关系

3 与实验结果的比较

在图 5(a, b, c)中,分别给出了 200 A GeV/c 能量下 S-S 碰撞的 K 介子(kaons),净质子(net protons)和 Λ 的分布. 由于实验有较大的统计误差,对应的拟合椭圆度参数 e 只能在一定范围内确定,因此给出的分布呈带状.

表 1 和图 6(a)给出了 S-S 以及 Pb-Pb 作用不同粒子的 $y_{1,0}$ 以及拟合参数 e 之间的关系,参量 T 取 0.12 GeV.

由于 K 介子和 Λ 是直接产生的粒子,带较少的人射粒子信息. 因此,它们的椭圆度 e 比质子的椭圆度大.

由图 5 可以看出,在引入纵向非均匀集体膨胀流后,可以较好地解释实验中出现 K 介子,质子和 Λ 的中心下凹现象.

中心下凹现象出现与否不依赖于所取的快度范围,但依赖于椭圆度 e 和质量的大小. 对于 K 介子,即使考虑了横向流的影响,也只有一个很浅的 dip,这与只考虑一维膨胀^[8]的情况基本相同.

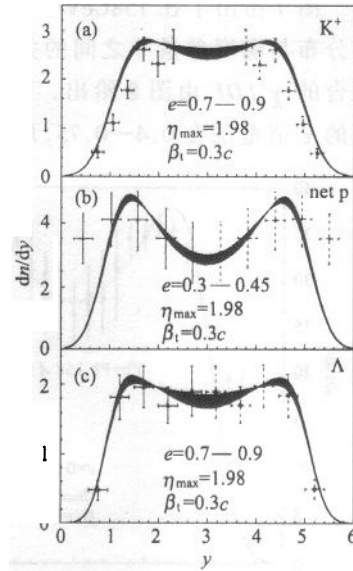


图 5 200 A GeV/c 能量下 S-S 碰撞的 K 介子, p 和 Λ 的快度分布
实验结果取自文献[4].

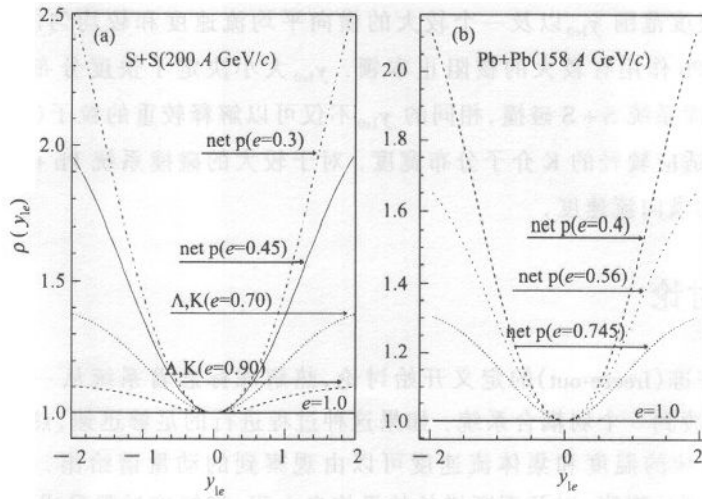


图 6 拟合的不同末态粒子的火球中心纵向分布 $\rho(y_{1e})$ 与椭圆度参数 e 之间关系

表 1 拟合的参量值

参量	S-S Collisions			Pb-Pb Collisions
	K ⁺	p- \bar{p}	Λ	p-p
e	0.7—0.9	0.3—0.45	0.7—0.9	0.56
y_{1m}	1.98	1.98	1.98	1.96
$\langle\beta_1\rangle$	0.3c	0.3c	0.3c	0.5c

图 7 给出了在 $158\text{GeV}/c$ 能量下 Pb-Pb 作用的快度分布,图 6(b)给出了拟合的火球中心分布与椭圆度参量 e 之间的关系. 图 7 的实线是我们的计算结果,对应的椭圆度 $e = 0.56$. 拟合的 χ^2/DF 由图 8 给出. 当 $e = 0.56$ 时,给出最小的 χ^2 ,当 χ^2 值变化一个单位时,对应的 e 值范围在 $0.4-0.75$, DF 为拟合的实验点总数目,在本文中 $DF = 30$.

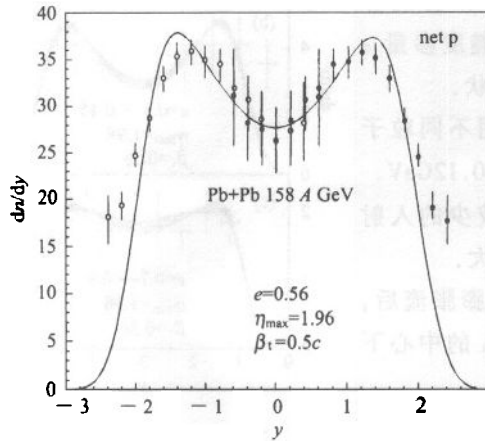


图 7 净质子的快度分布

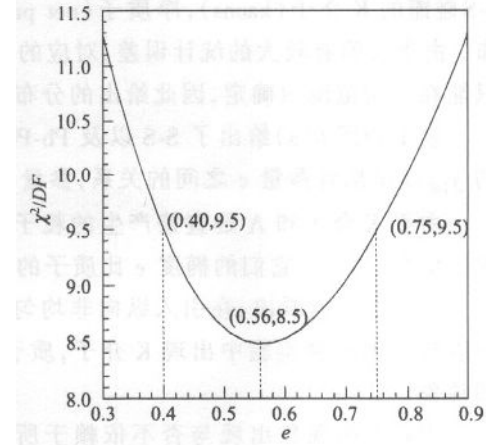


图 8 χ^2 的曲线拟合

比较图 5 和图 7, 可以看到 Pb-Pb 作用的净质子($p-\bar{p}$)分布比 S-S 作用的分布窄. 这对应一个较小的快度范围 $y_{1,0}$ 以及一个较大的横向平均流速度和较均匀的纵相流分布, 这一切都预示 Pb-Pb 作用有较大的核阻止本领. $y_{1,0}$ 大小决定了快度分布的宽度. 我们发现: 对于小的碰撞系统 S + S 碰撞, 相同的 $y_{1,0}$ 不仅可以解释较重的粒子 (Λ 和 p) 的分布宽度, 而且也能够适应较轻的 K 介子分布宽度. 对于较大的碰撞系统 Pb + Pb, $y_{1,0}$ 较小同时具有较大的平均横向流速度.

4 结果与讨论

首先从热解冻(freeze-out)的定义开始讨论,热解冻标志着系统从一个局部热平衡的强耦合系统,过渡到一个弱耦合系统. 如果这种过程进行的足够迅速,热动量分布特征将被保持下来. 系统的温度和集体流速度可以由观察到的动量谱给出. 高能重离子碰撞中,随着系统剧烈地膨胀,以及不断增长的平均自由程,把解冻过程看成是相图上的一点,不失为一个合理的假设.

高能重离子碰撞中,由于核的透明性,参加反应的粒子将不完全丧失对原来运动的记忆,产生的粒子将带有母核的运动特征. 这将导致末态粒子的集体流在纵向和横向分布的不对称性,也即是产生粒子的流更偏向于纵向.

与 AGS 能量相比,在 SPS 能区,由于系统膨胀时间加长以及压强增大,假定粒子流会同时在纵向和横向膨胀似乎更加合理,这些物理图像已被许多理论采用^[6,14]. 下面我们简单地介绍两个典型的热化流模型. 在极高能量下, Bjorken^[13] 提出了一个纵向膨胀变换不

变模型,此时末态产生的粒子呈平台结构.对于 CERN/SPS 能量以及以下的能量, Schnedermann, Sollfrank 和 Heinz^[6] 等人提出了柱对称碰撞模型,引入了一个快度截断,他们认为系统由一系列中心分布在 $[-y_{1c0}, y_{1c0}]$ 区间的火球组成,系统在纵向膨胀的同时还在横向膨胀,示意图由图 2 给出.与纯热化模型相比,他们的模型可以解释较宽的粒子快度分布,但是不能解释快度分布中的中心 dip 现象.

我们主张在讨论相对论重离子碰撞中核的透明性(或阻止性)时应格外认真和仔细.它不仅会导致横、纵方向流的不对称性,而且还会导致火球的中心分布集中在入射核前进的方向.并提出了非均匀纵向膨胀流模型,认为火球中心分布在纵向是非均匀的,即火球中心分布更倾向于两个大快度区间,而在中心区($y \sim 0$)(在碰撞系统的质心系中)的分布则相当稀疏.除了考虑非均匀纵向流膨胀外,同时也考虑了横向流的影响.

我们发现中心 dip 的深度依赖于参量 e 和产生粒子的质量,即:用参量 e 描述的纵向非均匀程度将决定产生粒子快度分布的中心 dip 的深度.与一维非均匀纵向流比较^[17],由于横向流的影响,较轻的 K 介子分布也出现了中心 dip 现象.

这里应特别强调的是:本文所说的火球是指由相对论重离子碰撞所产生的热系统.在这一系统中, K 介子,质子和 Λ 超子纵向分布的非均匀程度不同,因而有不同的参数 e .通过对实验结果的分析发现:由于不同末态粒子的质量以及在纵向分布的均匀程度不同,导致这些不同末态粒子的分布不尽相同,并用参量 e 来反映这种纵向非均匀分布特征.

小的碰撞系统与大的碰撞系统不同,不仅取决于它所取得的最大能量密度,而且还取决于在时间和空间上所占据的体积.与 S-S 碰撞相比较, Pb-Pb 碰撞在热解冻前膨胀时间更长,横向膨胀更充分.由于 Pb-Pb 作用中具有较小的表面与体积比,可以合理地期望横向膨胀起支配作用.另一方面,由计算结果可以看出: Pb-Pb 碰撞中给出较小的 y_{1c0} 和较大的椭圆度参量 e ,因此它发展较小但更均匀的纵向流,这一切都预示较大的碰撞系统中有较大的阻止本领.

参考文献 (References)

- 1 Bass S A, Gyulassy M, Stöcker H et al. J. Phys., 1999, **G25**:R1—R57; Alber J et al. Phys. Rev. Lett., 1995, **75**:3814
- 2 Capella A, Kopeliovich B Z. Phys. Lett., 1996, **B381**:325; Werner K. Phys. Rep., 1993, **232**:87
- 3 Letessier J et al. Phys. Rev., 1995, **D51**:3408
- 4 Alber E et al (NA35 Collab.). Nucl. Phys., 1994, **A566**:35c; Bachler E et al (NA35 Collab.). Phys. Rev. Lett., 1994, **72**:1419
- 5 Appelshäuser H et al (NA49 Collab.). Phys. Rev. Lett., 1998, **80**:4136
- 6 Schnedermann E, Sollfrank J, Heinz U. Phys. Rev., 1993, **C47**:1738; 1993, **C48**:2462; Schnedermann E, Heinz U. Phys. Rev., 1994, **C50**:1675
- 7 Sollfrank J. Eur. Phys. J., 1999, **C9**:156; Slotta C, Sollfrank J, Heinz U. 1995 Strangeness in Hadronic Matter, AIP Conference Proceedings 340 (Wood-bury: AIP process), 462
- 8 FENG Sheng-Qin, LIU Feng, LIU Lian-Shou. Phys. Rev., 2001, **C63**:014901
- 9 Werner K. Nucl. Phys., 1991, **A525**:501c; Werner K, Koch P. Phys. Lett., 1990, **B242**:251; Poskanzer A M, Voloshin S A. Phys. Rev., 1998, **C58**:1671; Ollitrault J Y. Nucl. Phys., 1998, **A638**:195c
- 10 Gutbrod H H, Poskanzer A M, Ritter H G. Rep. Prog. Phys., 1989, **52**:1287; Gustaffson H A et al. Phys. Rev. Lett., 1984, **53**:1590; Stöcker H, Greiner W. Phys. Rep., 1986, **137**:277

- 11 Abbott T et al. Phys. Rev. Lett., 1990, **64**:847; Barrette J et al (E877 Collab.). Phys. Rev. Lett., 1994, **73**:2543
- 12 Cooper H, Frye G. Phys. Rev., 1974, **D10**:186
- 13 Bjorken J D. Phys. Rev., 1983, **D27**:140
- 14 Braun-Munzinger P, Stachel J, Wessels J P et al. Phys. Lett., 1995, **B344**:43; 1996, **B365**:1; Braun-Munzinger P, Stachel J. Nucl. Phys., 1996, **A606**:320

Thermal Freeze-Out and Longitudinally Non-uniform Collective Expansion Flow in Relativistic Heavy Ion Collisions

FENG Sheng-Qin LIU Feng LIU Lian-Shou

(Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079, China)

Abstract The non-uniform longitudinal flow model (NUFM) proposed recently is extended to include also the transverse flow. The resulting longitudinally non-uniform collective expansion model (NUCEM) is applied to the calculation of rapidity distribution of kaons, lambdas and protons in relativistic heavy ion collisions at CERN-SPS energies. The model results are compared with the 200 A GeV/c S-S and 158 A GeV/c Pb-Pb collision data. The central dips observed in experiments are reproduced in a natural way.

It is found that the depth of the central dip depends on the magnitude of the parameter e and the mass of produced particles, i. e. the non-uniformity of the longitudinal flow which is described by the parameter e determines the depth of the central dip for produced particles. Comparing with one-dimensional non-uniform longitudinal flow model, the rapidity distribution of lighter strange particle kaon also shows a dip due to the effect of transverse flow.

Key words longitudinal flow, transverse flow, central dip, thermal freeze-out

Received 30 January 2002, Revised 1 April 2002

* Supported by National Natural Science Foundation of China (19775018, 19975021)