

重离子碰撞横能分布的饱和现象 与多源模型*

张昆实

刘连寿

(湖北荆州师专,荆州 434100) (华中师范大学粒子物理研究所,武汉 430070)

摘 要

本文在深入分析高能不等核碰撞机制的基础上,进一步发展多源模型.计算了 CERN 和 BNL 两个能区的中心快度横能分布,成功地解释了高能时横能分布随靶核质量增加的加宽和低能时的饱和.给出了横能分布达到饱和(完全核阻止)的靶核质量.

一、引 言

高能重离子碰撞是研究强相互作用机制和探索夸克-胶子等离子体的重要手段,因而近年来无论在实验观测和理论研究上,都越来越受到粒子物理和核物理学界的密切关注,成为非常活跃的一个研究领域.

1987年在 CERN 的 SPS 上实现了每核子能量为 60 和 200 GeV 的 ^{16}O 与各种靶核的碰撞,美国的 BNL 也在 AGS 上实现了每核子能量为 14.6 GeV 的 ^{28}Si 与各种靶核的碰撞.并获得了这两个能区的中心快度横能分布.实验结果显示了以下特征:

1) E802 实验组在 14.6 GeV/N 下测量 ^{28}Si -A 碰撞的横能分布时发现,当靶核质量 $A \geq 100$ 时,最大横能不再随靶核质量的增加而明显增加,趋向一个饱和值.而当 $A < 100$ 时不具有这种性质^[1,2].这反映了核阻止本领对靶核质量的依赖性.

2) 在 CERN 能区, NA35 实验组测量 ^{16}O -A 碰撞的横能分布发现具有与 BNL 能区完全不同的性质.最大横能单调地随靶核质量增加而增加,不存在饱和现象.这反映了核阻止本领的入射能量依赖性.

3) NA35 实验组发现,在 CERN 能区,横能分布具有标度无关性^[3].即将入射能量为 200 GeV/N 的 ^{16}O -A 碰撞的横能分布乘上一个常数因子,就能与入射能量为 60 GeV/N 的相同过程的横能分布重合.

合理地解释横能分布的上述现象,将有助于加深对高能重离子碰撞物理机制的认识.

不少作者应用多源模型^[5],成功地解释了高能核-核碰撞的多种实验数据^[6-11],本文将进一步发展多源模型,在深入分析高能不等核碰撞过程的基础上,将横能分布的计算和核

本文 1990 年 12 月 3 日收到.

* 自然科学基金资助课题.

阻止本领联系起来,成功地符合 CERN 和 BNL 两个能区的中心快度横能分布。我们将看到,在多源模型的框架里,横能分布的饱和现象具有十分简洁的表达方式,由此可以得到达到完全饱和(完全核阻止)的最小靶核质量。

二、模型及公式

按照多源模型的物理图象,高能核-核碰撞是在某一碰撞参数 b 下,入射核和靶核中重叠区域内的有效射弹 EP (其中有 ν_{EP} 个射弹核子) 和有效靶 ET (其中有 ν_{ET} 个靶核子) 之间的碰撞。我们仅仅考虑对多重产生有贡献的非衍射过程。则射弹核中 ν_P 个参与非衍碰撞的核子和靶核中 ν_T 个参与碰撞核子相碰后,在中心快度区形成有 $\mu (= \nu_P + \nu_T)$ 个能源的中心发射系统 $C^*(\mu)$,在中心区两侧的射弹碎裂区和靶碎裂区也分别形成若干个发射粒子系统。 μ 个能源中的每一个随机地贡献自己的动能给中心系统 $C^*(\mu)$,随后系统 $C^*(\mu)$ 衰变成末态粒子,中心快度区的横能分布就是所有这些衰变粒子的横向能量的总和。

为了深入地研究高能核-核碰撞的物理机制,解释不同能区横能分布的种种实验现象,我们在以上多源模型物理图象的基础上进一步考虑了高能不等核碰撞的一些重要特点,提出以下假设:

1. 考虑高能不等核碰撞(我们规定两个碰撞核中较轻的一个称为射弹核,较重的一个称为靶核),有效射弹中的每个核子要与有效靶中位于入射核子径迹上的一串核子相碰,这可以看成是以下两种碰撞的相继发生。首先,具有入射能量的 ν_P 个参与碰撞的射弹核子和靶核中的等量部分发生一对一的碰撞,这时每个碰撞核子对中心区贡献的平均横能 $\langle e_{t1} \rangle$ 较大;随后,这 ν_P 个射弹核子与靶核中剩余的 $\nu_T - \nu_P$ 个核子发生连续的再碰。由于每碰一次,射弹核子的一部分能量要转化成物质化能量,因此连续再碰时贡献的横能的平均值 $\langle e_{t2} \rangle$ 要比 $\langle e_{t1} \rangle$ 小。

2. 考虑一对一碰撞后靶核中剩余参与碰撞核子数的多少及碰完这些核子所需的再碰次数的不同,后继碰撞对中心区贡献的平均横能 $\langle e_{t2} \rangle$ 与靶核的大小有关。对于较重的靶核,由于剩余核子数较多,有较多的后继碰撞次数,入射核子能量损失较大,故贡献的 $\langle e_{t2} \rangle$ 较小,而对较轻的靶核,正好有相反的结论。

3. 在 高能重离子碰撞中,非衍几率是一个要合理考虑的物理量。由于受核几何的影响,非衍几率是碰撞参数 b 的函数。在擦边碰撞的情况下,差不多只有一对核子相碰,非衍几率 $W \approx 0.75$,在小碰撞参数的情况下,每个人射核子要穿过很厚一层靶核子, $W \approx 1$ 。由于计算横能分布时,对各种可能的 b 取了几何平均,故可取 0.75—1 之间的某个值作为核-核碰撞的平均非衍几率 \bar{W} 。

平均非衍几率 \bar{W} 对入射能量有依赖性。当入射能量较高(如 200GeV/N)时,碰撞的穿透性较强, \bar{W} 相对地较小;而当入射能量较低时,碰撞的穿透性减弱,使 \bar{W} 增大;在能量很低的情况下, $\bar{W} \approx 1$ (参看表 1)。

根据以上的考虑,我们用多源模型分别计算了 200GeV/N、60GeV/N¹⁶O 打各种不同靶核和 14.6GeV/N ²⁸Si 打不同靶核的中心区横能分布。作为一种近似处理,我们取核内

核子数密度为均匀分布.

按照文献[12], 每个参与碰撞的核子在中心快度区贡献的横能服从伽马分布

$$P(E_T) = \frac{1}{\langle E_T \rangle} \exp\left(-\frac{E_T}{\langle E_T \rangle}\right). \quad (1)$$

当碰撞参数为 b 时, 有效射弹和有效靶中参与非衍碰撞的核子数分别为

$$\begin{cases} \nu_P(b) = \nu_{EP}(b) \cdot \bar{W}, \\ \nu_T(b) = \nu_{ET}(b) \cdot \bar{W}. \end{cases} \quad (2)$$

核-核碰撞总的参与碰撞核子数为

$$\mu(b) = \nu_P(b) + \nu_T(b). \quad (3)$$

设射弹核和靶核中参与碰撞的核子一对一碰撞贡献的平均横能为 $\langle e_{t1} \rangle = \langle E_{T1} \rangle / 2\nu_P$. 靶核中剩余的 $\nu_T - \nu_P$ 个核子再碰时贡献的平均横能为 $\langle e_{t2} \rangle = \langle E_{T2} \rangle / (\nu_T - \nu_P)$. 则 $2\nu_P$ 个一对一核子碰撞的横能分布是 $2\nu_P$ 个单能源横能分布的卷积:

$$P_{2\nu_P}(E_{T1}) = \int dE_{T1}^1 \cdots dE_{T1}^{2\nu_P} \cdot P(E_{T1}^1) \cdots P(E_{T1}^{2\nu_P}) \delta(E_{T1}^1 + \cdots + E_{T1}^{2\nu_P} - E_{T1}),$$

其结果仍为伽马分布

$$P_{2\nu_P}(E_{T1}) = \frac{1}{\Gamma(2\nu_P)} \left(\frac{2\nu_P}{\langle E_{T1} \rangle}\right)^{2\nu_P} \cdot E_{T1}^{2\nu_P-1} \cdot \exp\left(-\frac{2\nu_P}{\langle E_{T1} \rangle} E_{T1}\right). \quad (4)$$

同理可得 $\nu_T - \nu_P$ 个剩余核子再碰时的横能分布

$$P_{\nu_T - \nu_P}(E_{T2}) = \int dE_{T2}^1 \cdots dE_{T2}^{\nu_T - \nu_P} \cdot P(E_{T2}^1) \cdots P(E_{T2}^{\nu_T - \nu_P}) \delta(E_{T2}^1 + \cdots + E_{T2}^{\nu_T - \nu_P} - E_{T2}),$$

卷积结果也仍为伽马分布:

$$P_{\nu_T - \nu_P}(E_{T2}) = \frac{1}{\Gamma(\nu_T - \nu_P)} \left(\frac{\nu_T - \nu_P}{\langle E_{T2} \rangle}\right)^{\nu_T - \nu_P} E_{T2}^{\nu_T - \nu_P - 1} \exp\left(-\frac{\nu_T - \nu_P}{\langle E_{T2} \rangle} E_{T2}\right). \quad (5)$$

而 μ 个参与碰撞核子总的横能分布是(4)、(5)两式的卷积:

$$P_\mu(E_T) = \int dE_{T1} \cdot dE_{T2} P_{2\nu_P}(E_{T1}) \cdot P_{\nu_T - \nu_P}(E_{T2}) \delta(E_{T1} + E_{T2} - E_T). \quad (6)$$

再对所有可能的碰撞参数 b 取几何平均, 就得到核-核碰撞中心快度区的横能分布:

$$P(E_T) = \int_0^{b_{\max}} P_\mu(E_T | b) \cdot b db \bigg/ \int_0^{b_{\max}} b db. \quad (7)$$

其中 $b_{\max} = (A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - 1)r_0$. A_P 、 A_T 分别为入射核和靶核的核子数, $r_0 = 1.2$ fm.

为了与实验给出的横能分布 $d\sigma/dE_T$ (单位为 barn/GeV) 作比较, (7)式还必须乘上一个几何截面因子

$$\begin{aligned} \int dE_T \frac{d\sigma}{dE_T}(E_{inc}; A_P, A_T) &= \sigma_{\text{nonperi}}(E_{inc}; A_P, A_T) \\ &= \pi r_0^2 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - 1) (\text{fm}^2) \\ &= 0.01 \pi b_{\max}^2 (\text{barn}). \end{aligned} \quad (8)$$

三、计算结果与物理讨论

按照上述模型,我们对入射能量为 $200\text{GeV}/N$, $60\text{GeV}/N$ 的 ^{16}O 束流和入射能量为 $14.6\text{GeV}/N$ 的 ^{28}Si 束流分别与 Au、Ag、Cu、Al 碰撞的中心区横能分布进行了计算。所得结果与 NA35 和 E802 组测量的实验数据的比较见图 1 和图 2; 在 BNL 能区中心快度区横能分布的计算结果集中画在图 3 上,可以看出趋向饱和的特征。计算参数见表 1。可见,当深入考虑了高能不等核碰撞的特点后,多源模型能够很好地统一描述 CERN 和

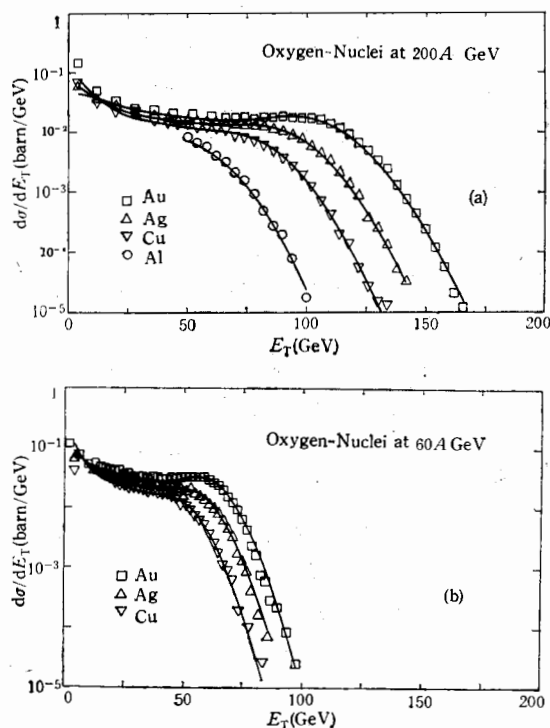


图 1(a) 入射能量 $200A\text{ GeV}$ 的 ^{16}O + 核碰撞的中心快度区横能分布。曲线是我们的模型计算的结果,实验数据取自文献[4]

(b) 入射能量 $60A\text{ GeV}$ 的 ^{16}O + 核碰撞的中心快度区横能分布。曲线是我们的模型计算的结果,实验数据取自文献[4]

表 1 CERN 和 BNL 两能区中心快度区横能分布的计算参数

(在计算 ^{28}Si - ^{27}Al 碰撞时,以较轻的 Al 核作为“入射核”,较重的 Si 核作为“靶核”)

	$200A\text{ GeV } ^{16}\text{O} + \text{核}$			$60A\text{ GeV } ^{16}\text{O} + \text{核}$			$14.6A\text{ GeV } ^{28}\text{Si} + \text{核}$		
	\bar{W}	$\langle e_{t1} \rangle$	$\langle e_{t2} \rangle$	\bar{W}	$\langle e_{t1} \rangle$	$\langle e_{t2} \rangle$	\bar{W}	$\langle e_{t1} \rangle$	$\langle e_{t2} \rangle$
Au	0.87	2.00	1.80	0.89	1.24	0.95	1.00	0.53	0.19
Ag	0.87	2.00	1.85	0.89	1.24	1.10	1.00	0.53	0.28
Cu	0.87	2.00	1.90	0.89	1.24	1.20	1.00	0.53	0.30
Al	0.87	2.00	1.90				1.00	0.53	0.45

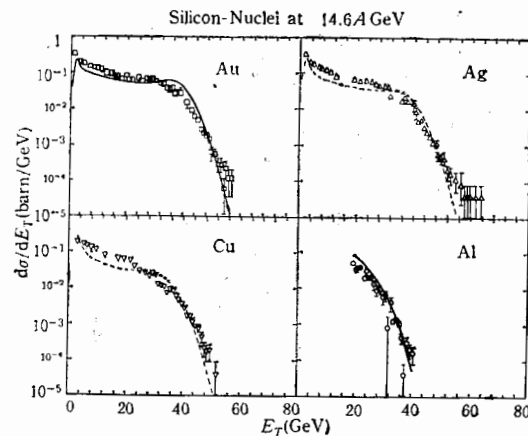


图 2 入射能量 14.6 A GeV 的 ^{28}Si + 核碰撞的中心快速度区横能分布。曲线是我们的模型计算的结果, 实验数据取自文献[2]

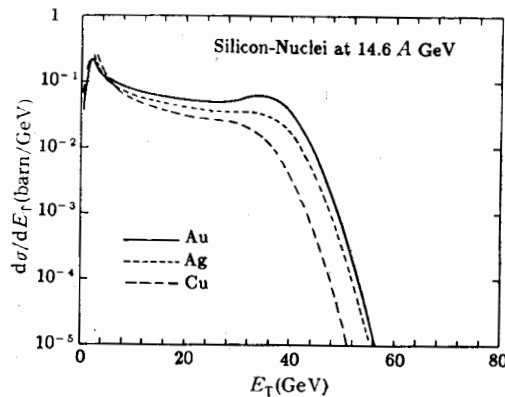


图 3 用改进后的多源模型, 我们得到了在 BNL 能区中心快速度区横能分布趋向饱和的特征

BNL 两个能区的中心快速度区横能分布。

让我们来进一步分析以上结果, 考察横能分布趋向饱和的过程以及标度无关性。

1. 由入射核与靶核中的碰撞核子发生的一对一碰撞对中心区贡献的平均横能 $\langle e_{11} \rangle$ 只与入射能量有关。这是很显然的。入射能量越大, 碰撞越剧烈, $\langle e_{11} \rangle$ 也就越大。在同一入射能量下, 相同入射核打不同靶核, 由于一对一碰撞的情形相同, 故所有的 $\langle e_{11} \rangle$ 都相等。

$\langle e_{12} \rangle$ 是入射核中的核子经第一次碰撞后继续与靶中在入射核路径上的剩余核子发生连续碰撞, 各次后继碰撞贡献的横能的平均值。由于第一次碰撞后入射核子损失了能量, 而且后继若干次碰撞强度是递减的, 故 $\langle e_{12} \rangle$ 只可能小于 $\langle e_{11} \rangle$ 。又因为对不同的入射能量, 有不同的 $\langle e_{11} \rangle$, 故 $\langle e_{12} \rangle$ 也与入射能量明显有关。在同一入射能量下, 对于不同的靶核质量, 由于发生后继碰撞的次数不相同, 入射核子能量损失也不同, 因此 $\langle e_{12} \rangle$ 与靶核质量也有关, 当横能分布未达饱和时, 靶核越大, $\langle e_{12} \rangle$ 越小。

2. 在入射能量很高 (200 GeV/N) 时, $\langle e_{12} \rangle$ 与 $\langle e_{11} \rangle$ 相比, 虽小但很接近(见表 1)。这

说明后继碰撞的强度平均起来很接近于第一次的碰撞,即入射核中的核子经过若干次碰撞后仍携带相当大的能量,以至可以穿透靶核。在这种情况下,若靶核质量继续增大,入射核子仍可继续后继碰撞并对中心区贡献更多的横能。因此,在 200 GeV/N 能量下,中心区横能分布随靶核质量增加而单调地加宽。

3. 在 CERN 能区,横能分布的标度无关性可由我们改进后的多源模型得到说明。实验给出:将 200GeV/N 时的中心区横能分布乘以常数 0.58^[2]就可与 60GeV/N 时对应碰撞的横能分布重合。仔细考察我们的计算结果(见表 2),发现有下列关系成立:

$$\frac{\langle e_{t1} \rangle (60 \text{ GeV/N})}{\langle e_{t1} \rangle (200 \text{ GeV/N})} \approx \frac{\langle e_{t2} \rangle (60 \text{ GeV/N})}{\langle e_{t2} \rangle (200 \text{ GeV/N})} \approx 0.58 \pm 0.05.$$

由此我们可以认为,在两种入射能量下,对相同的核-核碰撞,核几何相同,仅由于在 60GeV/N 时各次碰撞都比 200GeV/N 时对应的碰撞贡献的平均横能 $\langle e_{t1} \rangle$ 或 $\langle e_{t2} \rangle$ 小了相同的比例,因此将两种能量下各碰撞核子贡献的平均横能叠加起来得到的总的横能分布就具有了上述标度无关的性质。

表 2 在 60A GeV、200A GeV 能量下,¹⁶O + 核碰撞的 $\langle e_{t1} \rangle$ 及 $\langle e_{t2} \rangle$ 的比值

¹⁶ O + 核	$\langle e_{t1} \rangle$	$\langle e_{t2} \rangle$		
	Au, Ag, Cu	Au	Ag	Cu
60 A GeV	1.24	0.95	1.10	1.20
200 A GeV	2.00	1.80	1.85	1.90
$\frac{\langle e_{ti} \rangle (60 \text{ GeV/N})}{\langle e_{ti} \rangle (200 \text{ GeV/N})} (i = 1, 2)$	0.62	0.53	0.59	0.63

4. 在本文的计算中,假定入射核中的核子经第一次碰撞后,继续与靶核中在入射核子路径上的全部剩余核子发生碰撞。然而,当能量不很高,靶核足够大时,入射核有可能损失掉全部能量而停止在靶核中,使得靶核中有一部分剩余核子不参加碰撞过程。实验表明,每核子 14.6GeV 的 ²⁸Si 核入射情况下,靶核为金时的横能分布比靶核为银时的横能分布增宽很少,如图 3。这表明,这一能量下的 Si-Au 碰撞已经发生了完全核阻止,靶核中的实际参与碰撞核子比入射核路径上靶核的全部剩余核子要少,如图 4。因此,表 1 中列出的 Si-An 的 $\langle e_{t2} \rangle$ 值比按实际参与碰撞的核子计算的平均单核子横能要小。

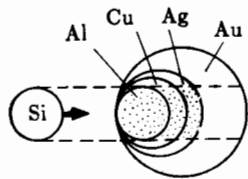


图 4 在 BNL 能量下,靶核中参与非衍碰撞的核子数有一个饱和值

一个有趣的问题是,入射硅核在金靶中究竟碰撞了多少核子以后才完全停止下来。或者,换一个提法,究竟要多重的靶核才能使入射硅核刚好完全停止下来。为了分析这一问题,我们考虑中心碰撞时有效靶和有效射弹中的核子数之差 $\Delta\nu = \nu_T - \nu_P$ 。图 5 上画出了每核子 14.6GeV 入射能量下 $\langle e_{t2} \rangle$ 随 $\Delta\nu$ 的变化。由图可见,完全核阻止以前 (Al-Si, Si-Cu, Si-Ag), $\langle e_{t2} \rangle$ 随 $\Delta\nu$ 的增加而下降,但下降趋势逐渐趋于平缓。可以预期,在达到完全核阻止以后, $\langle e_{t2} \rangle$ 将不再随 $\Delta\nu$ 的增加而下降。图 5 中 Si-Au 的点非常低,和这一预

计不符, 是由于前面所指出的原因——在计算 $\langle e_{t2} \rangle$ 时没有按实际参与碰撞的核子平均。

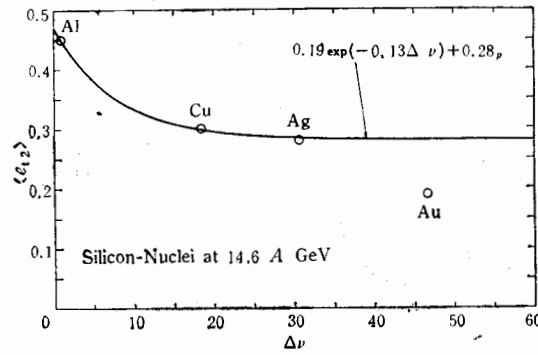


图 5 $\langle e_{t2} \rangle$ 随 $\Delta\nu$ 增加趋向饱和。图中曲线由符合 Si-Al, Si-Cu, Si-Ag 三种过程得到

为了确定 Si-Au 碰撞靶核中的实际参与碰撞核子数, 我们用一个指数下降函数(图 5 中的曲线)

$$\langle e_{t2} \rangle = 0.19e^{-0.13\Delta\nu} + 0.28 \text{ (GeV)} \quad (9)$$

来符合 Al-Si, Si-Cu, Si-Ag 三点。这一函数在 $\Delta\nu \rightarrow \infty$ 时达到饱和, 而不是在 $\Delta\nu$ 达到某一值 $\Delta\nu_{\text{sat}}$ 以后就饱和, 但是用这两种办法得到的 $\langle e_{t2} \rangle_{\text{sat}}$ 相差不超过 1%, 因此是一种满意的近似。

用 Si-Au 实验定出的 $\langle e_{t2} \rangle_{\text{Au}}$ 小于 $\langle e_{t2} \rangle_{\text{sat}}$ (见表 1 和图 5), 原因是正如以上分析的, 在计算横能分布时, 假定了靶(金)核中的 ν_T 个核子全都参与了碰撞, 这样得到的靶核中“参与后继碰撞”的核子数 $\Delta\nu_{\text{Au}} > \Delta\nu_{\text{sat}}$ 。实际上, 在金核作靶时实际参与后继碰撞的核子数也只能是 $\Delta\nu_{\text{sat}}$ 。为了估计它的大小, 可以近似地写

$$\langle e_{t2} \rangle_{\text{sat}} \Delta\nu_{\text{sat}} = \langle e_{t2} \rangle_{\text{Au}} \Delta\nu_{\text{Au}}$$

由此得到 $\Delta\nu_{\text{sat}} \approx 32$ 。所以, 靶核参与碰撞的饱和核子数为 $\nu_{T,\text{sat}} = \nu_p + \Delta\nu_{\text{sat}} \approx 60$ 。其中 $\nu_p = \bar{W} \cdot A_p$ 。

用 $A_{T,\text{sat}}$ 表示达到饱和(即达到完全核阻止)的靶核核子数。当 $A \leq A_{T,\text{sat}}$ 时, 靶核中的剩余核子全都参与了碰撞, 对中心碰撞, 由几何考虑容易得到

$$\nu_T = \bar{W} \left\{ A_T - A_p \left[\left(\frac{A_T}{A_p} \right)^{2/3} - 1 \right]^{3/2} \right\}. \quad (A_T \leq A_{T,\text{sat}}) \quad (10)$$

将上式中的 ν_T 换成 $\nu_{T,\text{sat}}$, 就可定出横能分布达到饱和时的最小靶核质量数

$$A_{T,\text{sat}} \approx 114.$$

我们的结论是, 在每核子 14.6 GeV 的 Si 核入射情况下, 当靶核质量数超过 100 时, 开始明显地表现出横能分布有饱和性; 而在靶核质量数 ≈ 114 时, 达到完全饱和(完全核阻止)。

四、结 论

1. 我们用多源模型计算 CERN 和 BNL 能区的中心快度区横能分布时, 区别了核

子的一对一碰撞与后继碰撞对中心区横能的贡献,能够很好地符合这两个能区横能分布的实验数据。

2. 计算表明, $\langle e_{t1} \rangle$ 仅与入射能量有关, $\langle e_{t2} \rangle < \langle e_{t1} \rangle$, 且与入射能量和靶核质量都有关。这不仅反映了核几何在不等核碰撞中所起的主导作用,而且具有丰富的物理涵义。

3. 由 60 GeV/N 和 200 GeV/N 时各种不同的核-核碰撞的 $\langle e_{t1} \rangle$ 之比及 $\langle e_{t2} \rangle$ 之比近似为常数,说明了 CERN 能区横能分布的标度无关性。

4. 在多源模型的框架里,高能 (200 GeV/N) 时横能分布随靶核质量增加而加宽得到自然地解释;在低能 (14.6 GeV/N) 时,我们得到了横能分布趋向饱和的性质的简洁表述,并给出了达到完全饱和(完全核阻止)时的最小靶核质量数。

感谢吴元芳博士、庄鹏飞博士和石亚非同志的有益讨论。

参 考 文 献

- [1] S. Nagamiya, *Nucl. Phys.*, **A488**(1988), 3c.
- [2] M. J. Tannenbaum, *Nucl. Phys.*, **A488**(1988), 555c.
- [3] W. Heck *et al.* (NA35 Collaboration), *Z. Phys.*, **C38**(1988), 19.
- [4] A. Bamberger *et al.*, *Phys. Lett.*, **B184**(1987), 271.
- [5] Cai Xu, Chao Weiqin and Meng Tachung, *Phys. Rev.*, **D36**(1987), 2009.
- [6] Liu Lianshou, Meng Tachung and Peng Hongan, *Phys. Rev.*, **D37**(1987), 3327.
- [7] Liu Lianshou, Meng Tachung, Pan Jical and Peng Hongan, *Phys. Rev.*, **D38**(1988), 3405.
- [8] Chao Weiqin and Ren Jianglong, *Europhys. Lett.*, **8**(1989), 123.
- [9] 缪碧霞,赵维勤,高能物理与核物理,**13**(1989),407.
- [10] Li Kuifa, Liu Lianshou, Shi Yafei and Zhao Guishu, *Mod. Phys. Lett.*, **A23**(1989), 2295.
- [11] Shi Yafei, Zhuang Pengfei and Liu Lianshou, *Phys. Rev.*, **D41**(1990), 129;
石亚非,庄鹏飞,刘连寿,高能物理与核物理,**14**(1990),56.
- [12] 吴元芳,刘连寿,高能物理与核物理,**13**(1989),808.

The Saturation Phenomenon of Transverse Energy Distribution in Heavy-Ion Collisions and Multisource Modle

ZHANG KUNSHI

(Jinzhou Teachers College, Jinzhou, Hubei 434100)

LIU LIANSHOU

(Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430070)

ABSTRACT

Based on a careful analysis of the mechanism of high energy non-equal mass nuclei collisions, the multisource modle is further developed. The transverse energy distribution in central rapidity region at both CERN and BNL energy domains are calculated. The saturation of transverse energy distribution at low energy is explained, and the minimum mass number of the target nucleus for this saturation effect (full stopping) to occur is obtained.