

相对论核-核碰撞

R. Stock

摘要: 评述了相对论重离子碰撞的最新研究。特别是用 4π 探测器系统、流光室和塑料球深入研究了热平衡和化学平衡建立的机制,这是在压缩火球物质形成所需要的 Bevalac 和 Dubna 能量下实现的。高密度物质的流体动力流和总的 π 介子产额确定为高密度阶段的基本探针。对于更高能量,研究了夸克物质形成的条件。在宇宙射线反应中,首批观测到极高的平均横向动量,这和关于相变的可能符号差的预期是一致的。

1. 引言

大约十年前在Chapline等¹⁾、Scheid等²⁾和Sobel等³⁾的连续三篇理论文章中,第一次系统阐述了与相对论重离子碰撞研究有关的主要希望和基本目标。这些文章表达了在激的重核对头碰撞中将会实现核物质冲击压缩烈的想法。把象超新星和中子星这样的天体物理学对象以及热核点火的经验用于核反应过程,上面提出的冲击压缩机制将使密度增约四到五倍。目标在于寻找有关的核物质状态方程,即核物质遭受压缩时通过压强反抗压缩的特性曲线。业已弄清的这个原始问题是:^{a)}在相对论重离子碰撞的动力学中可以达到的大块核物质的状态方程和^{b)}怎样恰如其分地处理核介质中遇到的特殊加热。这些文章也展望了在大大增加密度时核物质相变的观测。

与此同时,研究这些碰撞的实验设备在Bevalac已经变成可以得到的了,并且现在已能把直到U的所有离子加速到100MeV/u和约2GeV/u之间的能量区间。在这些实验室炮弹能量时,两个碰撞核的相互穿透速度超过了初始核物质中的声速,后者小于 $0.3c$ 。因此我们遇到了典型的冲击情况,穿透速度大于该介质中声音或任何信息的传播速度,参加物质不能以与相互穿透速度相应的速度横向逃逸,结果就导致在相互作用区核物质

的堆积。这个相互作用区域称为火球⁴⁾,并且相对论重离子碰撞按时间顺序考虑分三个清楚的阶段进行⁵⁾。第一阶段进行相互穿透,冲击压缩使核物质密度增加到基态密度的3至5倍,与此同时加热介质。第二阶段看到高能量高密度火球状态。因此,这个核物质状态就产生了我们研究目标的描述。我们希望知道关于高压压缩核物质的光谱学情况和弄清楚关于这样的介质中的核物质状态方程。然后第三阶段是火球膨胀和凝结(freeze-out)阶段⁶⁾。对于这次讨论的目的来说,或许应当考虑一个麻烦事情:在它的短的寿命时间内,火球状态通过某些适当的探针是可以洞察的,并且表明在经历后继膨胀和凝结阶段时这些探针仍不变化。这样的可观测的量我们称为基本可观测量。

有几个关于反应机制的评论。象在相对论核核对头碰撞中遇到的冲击压缩在图1中图解说明,它示出了两个相等质量的碰撞核相互穿透过程进行中有两个相继的时间阶段。在第一阶段,反应时间约 10^{-23} 秒后,在向中心集中的相互作用持续进行下,我们看到产生了最初的重叠。在第二阶段的相互穿透过程的稍后观测中,看到发生冲击压缩的相互作用区增加。在相互作用集中区内相对运动减慢,而外面的核物质仍以并不减慢的速度流动。这必然引起在反应集中区内核物质的动力学堆积。因为在这种情况下,纵向动能到能量的其它形式(横向能和压缩能, π 介子和

Δ 质量)的匀配中产生的横向速度相对较小。冲击区域的物质不能向侧面逃逸,这就导致除了靶和炮弹的核物质的少许重合之外,核物质在密度上还会增加,可达到基态密度的约3至5倍。在反应机制的详细研究中已经表明,这个简单而又直观的理论需要修正⁷⁾。在这里我想强调:通过能量由纵向到其它自由度的传输,在相互作用区实现匀配;而这种匀配和存在冲击压缩之间,有着非常紧密的相互关系。这是至关重要的,因为我们经常指出,至今还没有直接的方法测量火球的密度。但是,加热的程度和趋向平衡的方法我们却都能很好得到。这个课题在后面将详细讨论。

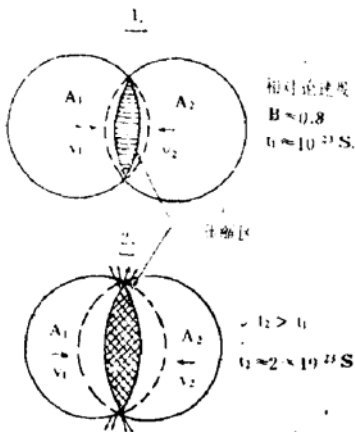


图1.图解说明冲击压缩,相互穿透的两个阶段

入射能量/动量在不同自由度中的总分布和在相空间中它的最终分布,这两方面的有关信息最近都已得到了,特别是用 4π 探测器系统得到了。因此为完整起见,我将把流光室⁸⁾和塑料球⁹⁾探测器的最新结果集中在一起。这些探测器都解决了逐事件相当精确地表示其特性的目的,我希望在本讨论的下面三个部分利用这种能力。第一个课题是研究匀配和平衡的条件,因为这表明我们研究冲击压缩和高密度的能力。还有一点是明显的:我们研究这些过程所用的流体动力学和热力学语言,要求在反应动力学中达到某种程度的总平衡和局部平衡。后面将会看到,就我们所关心的足够重核的近似对头碰撞来说,在Bevalac和Dubna能量的条件相当精确

地满足平衡和匀配条件。之后我将转向最近已取得明显进展的两个课题:第一个是核物质流的性质,我们将看到高密度物质的实际表现液体。第二个是将看到可以观测的 π 介子产生,这将给出高密度时核物质状态方程的首次估计。最后,我将离开 Bevalac 能量领域而转向更高能量,并对我们的这一前景提供一个轮廓,那时要研究的关键问题是夸克物质的形成。

2.平衡和匀配

用流光室研究了 0.8MeV/u 的 $\text{At} + \text{Pb}$ 反应¹⁰⁾,该反应中发生事件的平均纵向和横向动量的分布如图2a所示。控制触发器接法,只允许高多重性事件通过。每个事件都相应于图上的一个点。事件频率的等值线会聚相对于对角线有点对称;中心碰撞导致完全球形的最终状态。因此重的铅靶的阻止本领,有助于 800MeV/u 入射的氩炮弹完成初始纵向能在横向和纵向自由度范围内的匀配。为便于比较,图2b示出了用多核子级联模型计算的结果¹¹⁾。在这种情况下,等值图表明在纵向有点拉长,典型的事件图案开始偏离球形:在终态有纵向运动幸存下来。因此这就表明级联模型机制缺乏由核介质提供的阻止本领的足够份额。相同的数据以不同的等值标绘示于图3,该图给出了每一事件的横向对纵向平均动量之比 R 与该事件观测到的带电粒子多重性关系的标绘。在低多重性时 R 远小于1;而在多重性约40到50时(近于对头碰撞, $b \leq 3\text{fm}$)分布的峰越过相应于 $R = 1$ 的线,就所关心的平均动量流来说,这就表明有球形终态。点线示出了由级联模型计算得到的相应峰,事实上它从来没有达到这个各向同性线。图4中的类似结果是由塑料球小组给出的¹²⁾,该图是平均横向和纵向动量之比与多重性关系的标绘,而这里的多重性由观测到的多重性与该系统中质子总数之比给出。该图给出了两种入射能量的 Nb 打 Nb 和 Ca 打 Ca

反应得到的数据。应当指出这是相同核的反应，而流光室的数据属于中等质量的核中心碰撞重核。在 Ar + Pb 反应中观测到完全的球对称，除了 400 MeV/u 的 Nb 打 Nb 在最大多重性时的情况以外，在塑料球数据中是观测

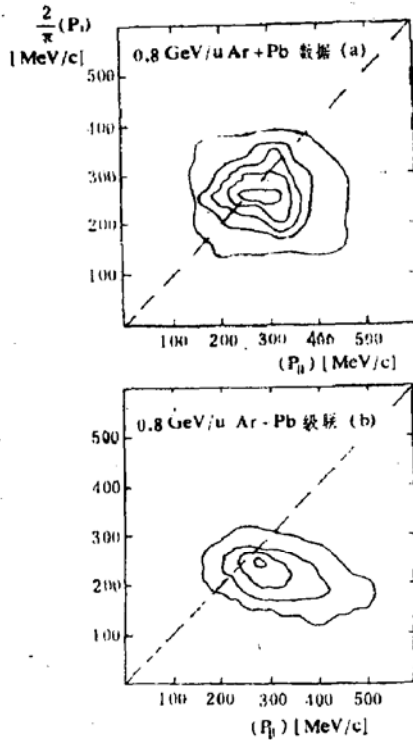


图2. 平均横向与纵向动量的等值标绘。
a. Ar + Pb 的数据(参考文献10)。
b. 相应的级联模型预期。

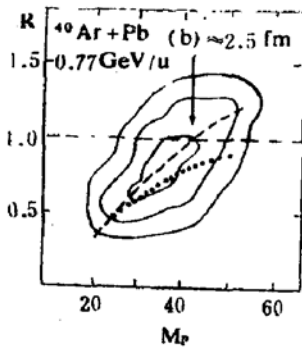


图3. Ar + Pb(数据)的比值 $R = 2\langle P_l \rangle / \pi \langle P_t \rangle$ 与参加者质子多重性关系的等值标绘。点线给出了级联模型预期的峰(参考文献10)。

不到的。在更高的能量而且对更轻的系统 Ca + Ca 时，数据不会达到横向与纵向动量之比为 1。结论就是在相同质量的靶和弹碰撞时，保持着若干表面透明效应。甚至在碰撞

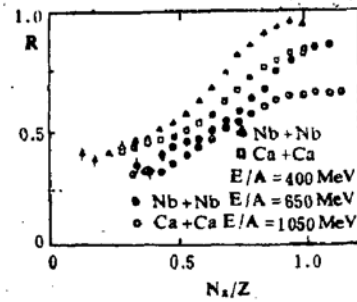


图4. Ca + Ca 和 Nb + Nb 的动量比 R 与带电粒子多重性关系的标绘(参考文献12)。

参数为零时仍然保持着彼此相互穿透的稀薄表面区，我们不能指望一系列微观二元碰撞就能导致一个热的类平衡状态¹⁵⁾。这些核前向和后向散射，它们对总动量分布的贡献由与比值 R 为 1 的偏离可以看出，而 R 为 1 相应于球形热化。当然，在相空间保持基本纵向的过程的贡献，在碰撞核趋向更重时重要性越来越小。

现在转向另一种不同类型的可观测量，这就是图5所示的 1.8 GeV/u 的 Ar 打 KCl 反应中 π 介子产生的流光室数据¹⁴⁾；我们再次看到了相同质量的靶和弹反应。用两种不同的数据集在质心系中对 π 介子的发射角分布进行了标绘。这两个数据集分别相应于流光室的中心触发方式和最小偏压触发方式，前者只选出高多重性事件，而后者接受每个非弹性事件。如果我们用

$$d\sigma/\cos\theta = \text{const} \cdot (1 + a \cos^2\theta) \quad (1)$$

分析这些数据，我们就能把截面的非各向同性部分与 π 介子总截面之比 A 定义为各向异性。业已证明 $A = a/a + 3$ 。对于中心碰撞的数据我们看到，这个比等于 0.16。换句话说，只有 π 介子总产额的 16% 是造成观测到的轻微各向异性的原因。因此在接近对头碰撞时， π 介子发射实际上接近各向同性。由图6得到了这同一可观测量的另一种观点，该图给出了作为参加者质子多重性函数的各向异性系数的标绘，其中的各向异性系数是在同一反应中测到的，而质子多重性是在最小偏压触发方式时逐事件地观测到的。在低多重

性时各向异性程度很高，而在趋向高多重性时各向异性程度平滑下降。该图着重指出使用 4π 探测器的特殊优点：我们能够从低多重性通过较高多重性的可观测区域，外推到真实的对头碰撞的极限情况，而这是实验不能观测的，此时参加者重子电荷的数目等于该系统保持的质子的数目。外推到导致各向异性系数 $=0.38$ 的数值时，相当于对头碰撞中只有10%的各向异性部分。在提交给本次会议的一个报告中，Dubna 流光室小组¹⁵⁾研究了在更高能量即 3.6GeV/u 的碰撞中 Δ 粒子产额。在那里研究了这个例子的数据，因选择了最高多重性的事件，所以产额是近似各向同性分布的。因此对于粒子产生时在相空间中的近似各向同性展览到这个更高的Dubna能量。

火球状态中匀配的不同情况通过考虑该系统核子、 Δ 和 π 介子之间的化学平衡来处理^{16,17)}。图7给出了两种不同理论模型得到的结果，把反应火球中每参加者重子的 π 介子+ Δ 的布居与每核子的质心能的关系进行了标绘。把Cugnon¹⁸⁾、Yariv和Fraenken¹⁹⁾级联模型的预期同化学平衡模型的预期¹⁷⁾进行了比较，而化学平衡模型是Hagedorn²⁰⁾最初提出并经Kapusta²¹⁾等人采纳的。随着质心系入射能量的增加 $\pi + \Delta$ 的相对丰度平滑增加，尽管这两个模型一个是微观的，另一个是热力学的和微观的，却都作出了上述预期，这是明显相似的。这种一致表明：级联模型

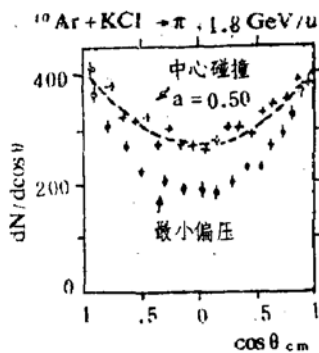


图5. Ar + KCl反应中 π 介子的角分布。对中心碰撞的数据用公式(1)和 $a = 0.50$ 进行了拟合(参考文献14)。

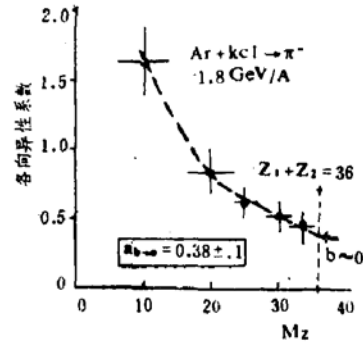


图6. Ar + KCl反应中 π 介子发射的各向异性系数，作为参加者质子多重性的函数进行了标绘(参考文献14)。

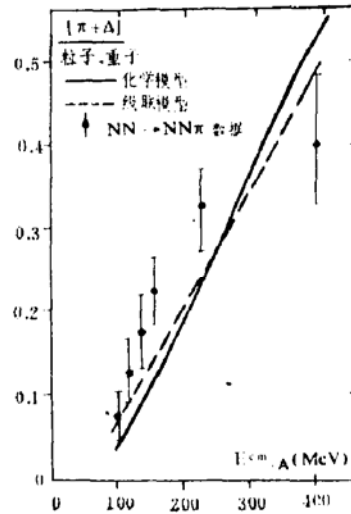


图7. 作为c. m. 能量函数的每个重子的 $\pi + \Delta$ 丰度，这是化学模型和级联模型给出的(参考文献17)。数据点示出了NN碰撞中观测到的 π/B (参考文献22)。

通过它的微观动力学(它通过一系列二元碰撞进行)得到 $\pi + \Delta$ 自由度的平衡布居，这接近整体平衡的化学模型范围。该图中也给出了类似能量核子-核子碰撞中观测到的 $\Delta + \pi$ 相对浓度²²⁾。我们看到在核子-核子碰撞和核-核碰撞中这个丰度并不总是不同，详细些说就是核子-核子产生的尖峰给出通往最高的Bevalac能量时负尖峰的途径。核子-核子产生的 $\pi + \Delta$ 自由度和核-核反应不同，这可以用在各自终态中得到的两种不同类型的相空间来解释。但是，总的结论是微观级联动力学接近微观化学模型范围，因此也接近 π 、 Δ 和核子间的化学平衡。这种意见和Me-

kjian早些时候的预言是一致的，他指出⁶⁾完成 π 、 Δ 和核子的化学平衡的平衡常数约为 10^{-23} 秒。这的确短于火球的寿命，后者约为 3×10^{-23} 秒。由冲击压缩产生的火球似乎寿命已经足够长了，在膨胀前除了动力学平衡以外还足以完成化学平衡。

在关于匀配的结论中我们看到：在Bevalac和Dubna能量时，参加者的初始纵向能在火球横向能、火球纵向能、 Δ 和 π 质量剩余以及火球压缩能之间分配(见第4节)。在这个简单的压缩模型框架中，入射纵向能的近似匀配必须伴随冲击压缩，直到我们对研究所预期的高密度为止。此处报导的研究中使用了 4π 探测器，它借助于多重性选择为我们提供了碰撞参数选择性，特别是选择出对头碰撞事件的可能性。因此在Bevalac和Dubna能量时，质量约为40或更大的核的这类碰撞得到近似球形的能量和动量分布。核阻止本领足以减慢并热化入射的纵向运动，这个机制引起冲击压缩。

3. 核物质流

现在我们转向激烈的相对论重离子碰撞中遭受压缩时核物质类液体行为的问题²³⁾。核物质流问题的分析依据所谓的整体可观测的量进行²⁴⁾，这些量规定为描述每个事件的动量流和能量流的集体特色。图8给出了怎样进行分析的略图。我们看到一个事件中鉴别出的所有带电粒子的各个动量矢量在质心框架中的分布。动量矢量的图形用椭球的三维形式进行了拟合。这个分析产生了由三个轴组成的一组集体的可观测的量和动量流椭球的方位角。我将在下面集中讨论最简单的可观测的量，这就是图中椭球最长轴和束流轴之间的角度，它可鉴别最大的能量流和动量流的方向。让我们把它称为流变角(flow angle)。如果点远离束流轴，正如用相对论重离子碰撞的流体动力学模型长期以来所预期的那样^{2, 25)}，入射的能量流和动量流发生

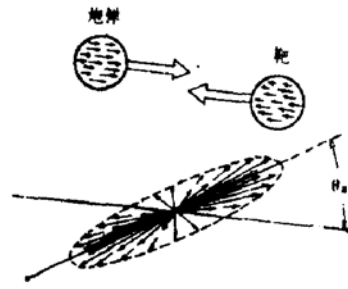


图8. 带电粒子c. m. 动量的整体分析。

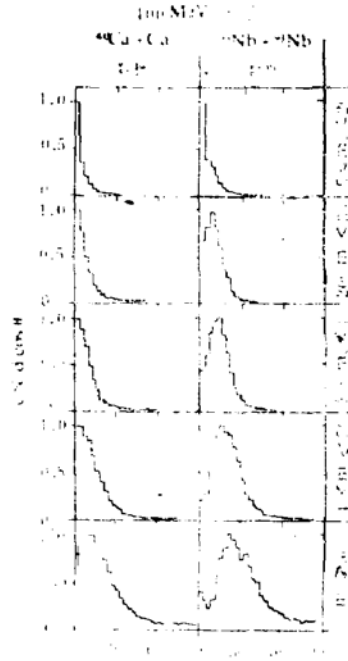


图9. 带电粒子多重性增加时的流变角分布(数字系指 Nb + Nb, Ca + Ca 的情况要除以2); 参考文献26。

净的侧向(Sideward)偏转。它还预期在相互穿透过程中产生的压缩是集体作用所致，在核介质的类液体模型中将有侧向坠落。塑料球小组最近报导了有关核物质流侧向偏转的最有趣的数据²⁶⁾。这些数据的一个例子示于图9。在400MeV/u Ca打Ca和Nb打Nb反应的情况下，对于从低到极高多重性的五个不同的多重性间隔，都给出了流变角的关系曲线图。这些例子相当的碰撞参数由约0.8的最大碰撞参数下降到最高多重性时的约0.3。特别是Nb打Nb数据表明：在流变角频率分布中明显的峰逐渐发展，并且表明最高多重

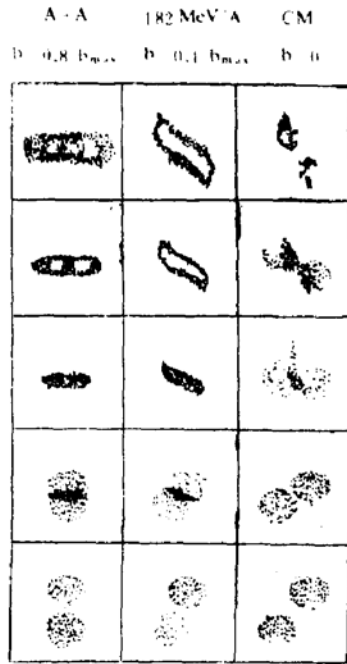


图10.半周边碰撞、中等程度碰撞和中心碰撞的流体动力学模型描述(参考文献17)。

性和最小碰撞参数时在质心系中约 30° 附近清楚地出现极大,这就明白地表明存在一个优先的侧向流。对于Ca打Ca事件,随着多重性增加平均流变角增加的趋势没有那么猛烈,但是在最高多重性时我们仍可看到一个远离零度的峰。这个实验观测是利用 4π 探测器优点的典型例子,它证实了核流体动力学模型的预期^{2,7,26})。图10让我们回想起流体动力学模型的古老结果⁷⁾,在质心能182 MeV/u的某反应中考虑了三个不同的碰撞参数。我们看到在五个明显的时间阶段中核物质分布的行为,这些阶段从相互作用开始之前到直接相互作用停止后的终态。这个图形与前述图中所示的数据相似。这个模型预言:随着碰撞参数的减小也就是随着参加者多重性的增加,正如在数据中所看到的那样,核物质流的侧向偏转的程度增加。

图11给出了塑料球数据²⁰⁾的另一种见解。该图的中间部分重复了图9所示的Nb + Nb 反应的三个流变角曲线关系图。该图的顶部示出了流体动力学模型的预期,这是 Buchwald 等人²⁷⁾在中等和小的碰撞参数

时Nb打Nb反应的情况下给出的,总体说来和数据相符。该图的底部示出了多核子级联模型的相应预期,在这种情况下模型是 Yariv和Fraenkel¹⁹⁾给出的,甚至在高多重性时都显示不出远离零度的净偏转。级联模型能否预期侧向流的问题最近已公开争论,因为 Cugnon 和他的合作者们报导了侧向流的迹象²⁸⁾。进一步的工作需要判定:流偏转是否真正是集体效应,还是部分或全部来自碰撞几何情况和核子的有限大小的结果(在各式各样的级联模型中有不同的解释)。现在转向最重要之点:详细观测这些反应中核物质的类液体行为,从中我们能得到关于核物质压缩性或核物质状态方程的什么信息²⁾。除了简单的级联模型以外,这个问题还用改进后的微观模型进行了最新研究。这类方法有 Malfliet提出的把Van der Waals和硬心近似添加在级联模型上²⁹⁾,而 Stöcker 和他的同事们使用了波尔兹曼运动方程近似并且通过使用 Skyrme 力而包括了平均场效应³⁰⁾,他们都得到了表征核压缩性的隐状态方程。塑

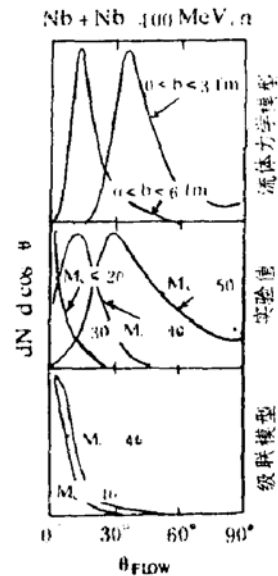


图11.Nb + Nb的三种多重性情况下的流变角分布的比较。中图为实验值,上图为流体动力学模型预期值(参考文献27),下图为级联模型预期值(参考文献26)。

料球研究这些反应的结果如图12所示。在Nb打Nb高多重性的情况下，用两个典型的状态方程给出了流变角的关系曲线图；一个方程我们称为标准情况，其压缩性常数 $K = 200 \text{ MeV}$ ，而另一个方程是非弹性状态方程， $K = 380 \text{ MeV}$ 。由该图清楚看到，流变角的位置对于状态方程的有关假定是灵敏的。介质刚性越大，核物质流的平均偏转就越大，这

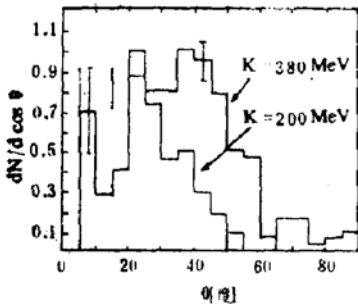
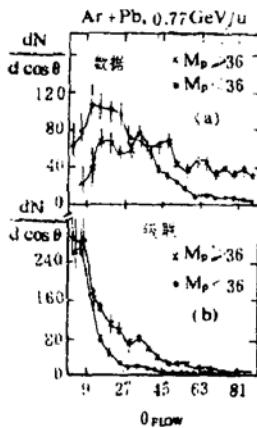


图12.400MeV/u的Nb + Nb中心碰撞时的流变角分布，是用具有标准隐状态方程和刚性隐状态方程的微观模型得到的(参考文献30)。



13.Ar + Pb的流变角分布，是在相当于中等碰撞参数和中心碰撞参数的两种多重性情况下得到的，并与级联模型的预期进行了比较(参考文献10)。

是直观上合理的结果。总之我们得到：定量分析了系统收集的数据，包括研究了偏转角对能量、质量或多重性的依赖关系，并且与这样的经过修正的微观模型、也与古老的流体动力学模型都进行了比较，这就得到了状态方程刚性的估计。换句话说，这个可观测的量有希望实现确定高密度核物质刚性的原始目标。

研究核物质流的最后情况示于图13。该图给出了 Ar + Pb 反应用流光室得到的结果¹⁰⁾。在上节我们已经报导了近似动量各向同性的情况。该图示出了最高多重性和中等多重性时质心系中最大动量的角分布。在最高多重性的情况下，我们观测到流变角的近似各向同性分布，并且没有可以清楚辨识出来的峰；而在中等多重性的情况下，我们注意到一个峰，它与在高多重性时 Nb 打 Nb 的塑料球数据中观测到的定性类似。该图下部示出了用 Cugnon 和其合作者的法则相应的级联模型所作的预期。我们看到没有明显的峰远离零度；倒不如说甚至在最小的碰撞参数时，级联模型都表明有动量流和能量流的猛烈前向成峰。这个观测与第二节报导过的发现是一致的，用于这个反应的级联模型看来好象缺乏铅靶表现出来的核介质阻止本领的重要作用。因此这些数据表明：在中等质量的炮弹与重靶的近似对头碰撞中，初始纵向动量下降受阻产生近似球形的流。在重靶时也称为旁观者区域的大部分阻止出现侧向流的任何明显迹象。上述情况与如此非对称系统碰撞核的流体动力学模型的最新研究是一致的，在近似对头碰撞的情况下也给出了近似球形的终态³¹⁾。但是，在这样的系统中进行更周边碰撞时，靶和弹相互面对的核物质的相对体积趋向大小约相等。这样，当发现侧向偏转的图形或核物质的边缘坠落时就不会感到意外，这类似于相等质量核的碰撞，这时就没有靶旁观者物质的周围层来阻止侧向流体动力学流的出现。

最后我们说明：核物质在冲击压缩的受力状态时类似于液体，并且早就预期过的侧向流事实上清楚地出现在重系统的近似对头碰撞中。更进一步说，似乎偏转的程度直接与核物质状态方程的刚性有关。在这方面流分布表现出是第一个基本的可观测的量，它描绘出火球状态中的压强分布。它的保持起因于膨胀过程中熵的守恒³²⁾。(未完待续)

参考文献

1. G. F. Chapline et al., Phys. Rev. D8 (1973)4302.
2. W. Scheid, H. Müller and W. Greiner, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 741.
3. M. I. Sobel et al., Nucl. Phys. A251 (1975) 502.
4. J. Gosset et al., Phys. Rev. C16 (1977) 629.
5. I. Montvay and J. Zimanyi, Nucl. Phys. A316 (1979) 490; J. W. Harris and R. Stock, LBL report 17054 (1984).
6. A. Z. Mekjian, Nucl. Phys. A312 (1978) 491.
7. For review, see J. R. Nix, Progr. Part Nucl. Phys. 2(1979) 237, and H. Stöcker et al., ibid, 4 (1980) 133.
8. A. Sandoval et al., Nucl. Phys. A400 (1983) 365c.
9. A. Baden et al., Nucl. Instr. Meth. 203 (1982) 189.
10. R. E. Renfordt et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 763.
11. J. Cugnon et al., Phys. Rev. C22 (1981) 505.
12. H. A. Gustafsson et al., Phys. Letters 142B (1984) 141.
13. H. Ströbele et al., Phys. Rev. C27 (1983) 1349.
14. R. Brockmann et al., LBL report 17755 (1984), submitted to Phys. Rev. Lett.
15. M. Anikina et al., Dubna-Tbilisi-Warsaw Collab., Z. Phys. C25 (1984) 1.
16. R. Hagedorn, Cargese Lectures VI, ed. E. Schatzmann, Gordon & Breach, N. Y. 1973, P. 643.
17. J. W. Harris et al., LBL report 17404 (1984), to be published in Phys. Rev. C.
18. J. Cugnon, D. Kinet, and J. Vandermoulen, Nucl. Phys. A379 (1982) 553.
19. Y. Yariv and Z. Fraenkel, Phys. Rev. C24 (1981) 488; Y. Yariv, private communication.
20. R. Hagedorn and J. Ranft, Suppl. Nuovo Cimento 6 (1968) 169.
21. J. I. Kapusta, Phys. Rev. C16 (1977) 1493; G. D. Westfall, private communication.
22. F. Shimizu et al., Nucl. Phys. A389 (1982) 445.
23. H. Stöcker, J. A. Maruhn, and W. Greiner, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 125; A. R. Bodmer and C. N. Panos, Phys. Rev. C22 (1980) 1025; J. I. Kapusta and D. Strottman, Phys. Lett. 103B (1981) 269.
24. J. Cugnon, J. Knoll, C. Riedel, Y. Yariv, Phys. Lett. 109B (1982) 167; B. Brandt and H. Dahmen, Z. Phys. C1 (1979) 61; P. Danielewicz and M. Gyulassy, Phys. Letters 129B (1983) 283.
25. H. Stöcker et al., Phys. Rev. C25 (1982) 1873; J. Kapusta and D. Strottman, Phys. Lett. 106B (1981) 33.
26. H. A. Gustafsson et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1590.
27. G. Buchwald et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1594.
28. J. Cugnon and D. L'Hote, to be published, see also M. Gyulassy, K. A. Frankel and H. Stöcker, Phys. Lett. 110B (1982) 185.
29. R. Malfliet, IKV Groningen preprint (1984).
30. H. Kruse, B. V. Jacak and H. Stöcker, MSU preprint (1984).
31. G. Graebner, Thesis, Univ. of Frankfurt 1984 (unpublished).
32. G. Bertsch and J. Cugnon, Phys. Rev. C24 (1981) 2514.

(颜家骏译自 Nuclear Physics Vol. A434 (1985) 537—550)