

# 巴西会议展示的中高能核碰撞研究近况

萨本豪

(中国原子能科学研究院)

原子核物理学界最大型的世界性会议，于1989年8月21日至26日在巴西圣保罗召开。学术报告内容涉及原子核物理的所有领域：核结构、核衰变模式和低能核反应等传统核物理研究工作的份量约占80%，中能核碰撞占10%，高能核碰撞占6%，天体物理占4%。

原子能院的姜承烈同志已在他的文章中\*，对巴西会议的学术内容作了很全面的介绍；这儿仅就中能核碰撞和高能核碰撞研究情况，作必要的补充。

## 一、中能核碰撞研究近况

中能是指入射能量为10—200 MeV/u的情形。这次会上中能方面的报告，涉及了该领域当今最有兴趣的研究课题：反应过程，反应机制问题（热核破碎机制问题，这儿当然涉及到中等质量碎块—IMF问题，线性动量转移—LMT问题和极限激发能、极限温度等问题）， $\pi$ 谱、 $\gamma$ 谱和温度问题，以及状态方程等等。以下我们就机制问题作些详细的介绍。

### 1. 碎块质量谱和能谱与机制研究

图1给出12 MeV/u  $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ 反应产物碎块质量分布<sup>[1]</sup>以及作者对各段质量分布属性的认识：近于热核质量数的那些碎块，来自准弹性散射，重剩余（HR）碎块的质量

$A_f \geq \frac{2}{3} A_{RT}$ （热核质量）， $A_f \leq \frac{1}{3} A_{RT}$ 的是

中等质量碎块（IMF）；而 $\frac{1}{3} A_{RT} < A_f < \frac{2}{3} A_{RT}$ 的碎块来自裂变。

$^{12}\text{C}(E/u=35\text{MeV}) + ^{63}\text{Cu}$ 反应的碎块质量分布，给在图2中，图中误差棒是实验结果<sup>[2]</sup>，实点和空点分布是蒸发模型和杂种预平衡模型结果<sup>[2]</sup>，锯齿线是统计模型结果<sup>[3]</sup>。由图可见：无论蒸发模型和预平衡模型，都无法解释实验，只有既考虑了热核的蒸发破碎模式，又考虑了裂变模式和多破碎模式的统计模型，才能全面解释实验数据。

已经得到了入射能量 $\leq 6\text{MeV}$ 的质子和 $^{131}\text{Xe}$ 反应中，碎块Be、C和O的能谱<sup>[4]</sup>随入射能量的变化。可以看出，入射能量低于3 GeV时，两体破碎机制，不容忽略。

### 2. 碎块角分布与机制研究

已经得到32 MeV/u  $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ 反应中，碎块质量分别落于IMF区、裂变区和HR区的一些代表碎块的角分布<sup>[1]</sup>。

比较可以看到：质量落在裂变区的碎块的角分布，比IMF的角分布有更强的朝前峰，而HR的角分布，随角度的增加，几乎是指数地下降。比较 $^{87}\text{Ru}$ 和 $^{103}\text{Ru}$ 的角分布，看到缺中子碎块有更朝前的角分布。

作者认为：HR角分布的指数下降，可能表明HR的非平衡产生机制，而且很可能是快裂变过程。

### 3. 线性动量转移与机制研究

LMT是指炮弹的线性动量转移到热核（非完全融合的初始相互作用的产物）的现

\*见《核物理动态》第7卷第1期

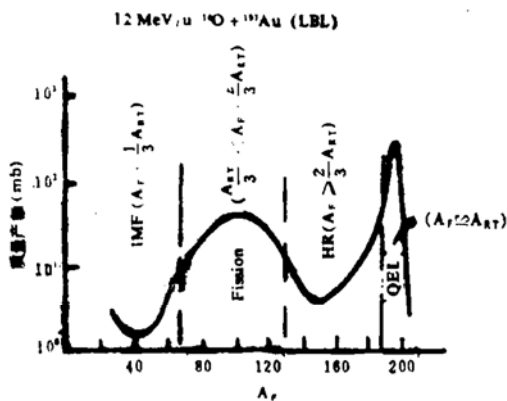


图1. 12MeV/u<sup>16</sup>O+<sup>197</sup>Au反应产物质量分布。

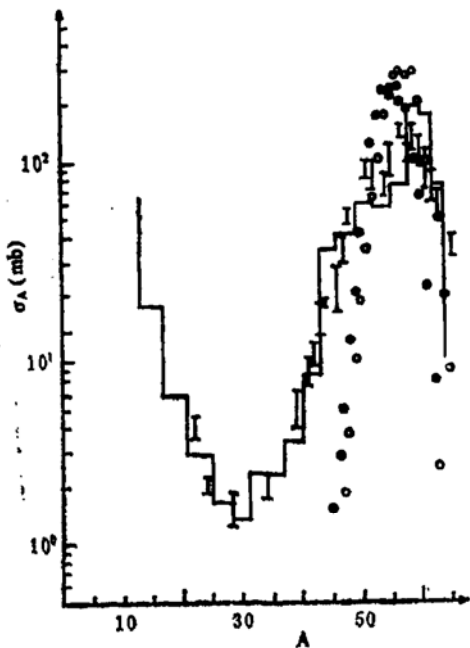


图2. <sup>12</sup>C(E/u=35MeV)+<sup>63</sup>Cu反应的碎块质量分布。

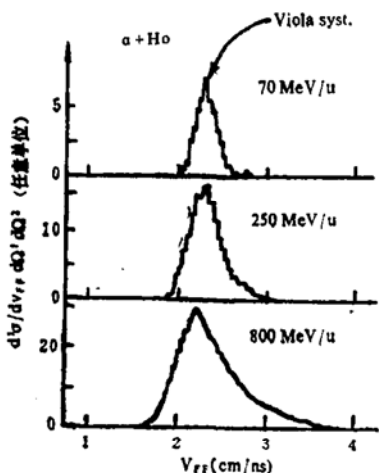


图3 不同入射能量的 $\alpha$ +Ho反应中两碎块相对动量分布。

象。它有普遍规律：(1) LMT随弹核质量的减小而减小，而与靶核质量及弹核属性无关；(2) LMT的饱和值约是每入射核子180 MeV/c；(3) LMT与所观察的碎块质量有关。

图3给出70、250和800MeV/u  $\alpha$ +Ho反应中两碎块的相对速度<sup>[6]</sup>。由图可见：入射能量为70MeV/u时仍然很好地满足平衡核双裂变的Viola系统性<sup>[6]</sup>；碎块相对速度在2.4 cm/ns附近而与裂变核质量无关。但是800 MeV/u时，跟Viola系统性就有很大偏离，大的相对动量部分意味着有更多的IMF，是多破碎机制出现的象征。

#### 4. 理论模型

这次会议报告中涉及到的理论模型，除前面提到的统计模型外，尚有

(1) 接连双衰变模型及其变种<sup>[7]</sup>；

图4给出12—24MeV/u <sup>100</sup>Mo+<sup>100</sup>Mo反应中叁碎块和两碎块产额几率比 $P_3$ ，以及肆碎块和两碎块产额几率比 $P_4$ ，与总动能损失(TKEL)的关系<sup>[8]</sup>。图中各种点是实验数据，虚线是理论结果，实线是初始碎块角动量增加两倍后的结果。实线结果与实验符合得还可以。

(2) 参步过程模型：

参步过程模型<sup>[9]</sup>把中能核碰撞过程分为三个阶段：用含有亲和势 (proximity potential) 的经典轨道来描写相互逼近的第一阶段；第二阶段是在拐点 (turning point) 前后约  $(1-5) \times 10^{-22}$ s期间，用玻耳兹曼型的主方程<sup>[10]</sup>来描写趋向平衡的中间阶段，平衡时系统具有一定的温度和熵；最后的分开阶段，描写为等熵膨胀，并用渗流模型 (percolation model) 来看偏离平均场的涨落，涨落超过一定程度时就认为发生了多破碎，否则是深部非弹性散射。

已经给出了此模型对Kr、Xe和Au+Au反应算得的多破碎成份与入射能的关系。结论是：多破碎的阈能约为30—40MeV/u；而入射能高于80—100MeV/u后曲线的下降是因

为气泡化模式的开启。

(3) 渗流模型的推广：

巴西的K. C. Chung<sup>[11]</sup>等把渗流模型加以推广以计算碎块（其实只是核子集团）的能谱。此推广的实质是：在用地址渗流模型计算得碎块空间分布后，假设各碎块中每核子有激发能 $\epsilon^* = \epsilon_0(1-P)/P$ ，这儿P是地址上占有核子的几率， $\epsilon_0$ 取为8MeV。各碎块的初始位置取在集团的质心上；而碎块的初始动量按麦克斯威分布抽，这儿的温度由能量守恒决定。碎块先按Weisskopf统计理论蒸发粒子后；再解耦合道库仑方程，以得到碎块的渐近能谱。图5给出P+Kr反应中碎块<sup>12</sup>C的能谱，实线是实验结果，虚线是理论结果。表面看来符合得还可以。

(4) BUU及其变种：

BUU(Boltzmann—Uehling—Uhlenbeck)这套输运理论用来计算粒子（如光子和 $\pi$ 等）的生成，原则上问题小些，但结果仍不尽理想。图6给出平均每P—N碰撞产生 $\gamma$  ( $E_\gamma > 30\text{MeV}$ )的几率与每核子入射能的关系<sup>[12]</sup>，实线是BUU计算结果，与实验符合得也不非常理想。

已经给出用指数型分布  $\frac{d\sigma}{dE_\pi} = C \exp$

$(-E_\pi/E_0)$  拟合 $\pi$ 能谱，所抽出的斜率 $E_0$ ，与每核子入射能的关系。图中的线是BUU计算结果，与实验相去甚远；这可能是因为BUU未含相干效应之故。

一般认为BUU这套理论需进一步研究下列问题：相干效应，截面 $\sigma(V_{NN})$ 的介质效应，平均场问题，碰撞动力学问题和状态方程问题等。

Mosel<sup>[13]</sup>用协变的相对论性VUU方程研究高能O+C、Ca+Ca和Nb+Nb反应的早期行为。时间算到14fm/c；这时能达到： $\rho = 3\rho_0$  ( $\rho_0$ 正常核密度)， $T \sim 80\text{MeV}$ ， $P \leq 140\text{MeV}/\text{fm}^2$ ， $\epsilon \leq 500\text{MeV}/\text{fm}^3$ 。另外，假如把能量—动量张量的对角线上的三个动量分量的近似相等，即 $P_1 \approx P_2 \approx P_3$ ，作为平衡条件

的话，那么平衡时间差不多是

$$t_{eq} \sim \begin{cases} 3 \text{ fm/c} & \text{对O+C,} \\ 5 \text{ fm/c} & \text{Ca+Ca,} \\ 10 \text{ fm/c} & \text{Nb+Nb.} \end{cases}$$

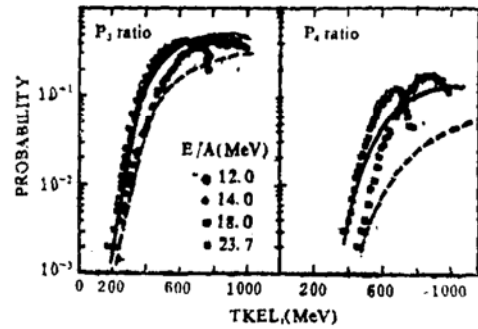


图4. 12—24MeV/u<sup>100</sup>Mo+<sup>100</sup>Mo反应的P<sub>3</sub>和P<sub>4</sub>与TKEL的关系。

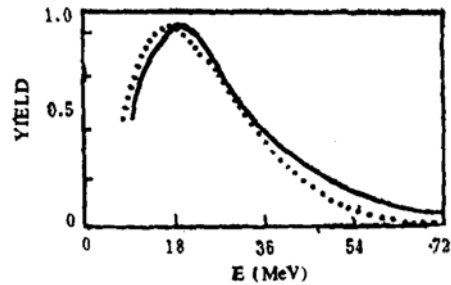


图5. P+Kr反应中碎块<sup>12</sup>C的能谱。

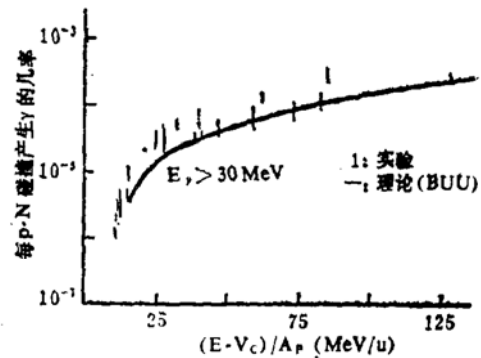


图6. 平均每P—N碰撞产生 $\gamma$  ( $E_\gamma > 30\text{MeV}$ )的几率与每核子入射能的关系。

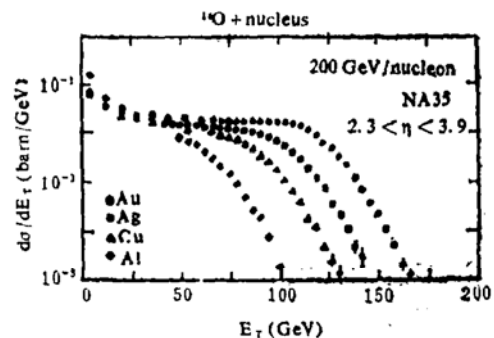


图7. 200GeV/u O+A反应的横能分布。

## 二、高能核碰撞研究近况

高能核碰撞的研究，主要是围绕着寻找核物质的新形态，即夸克-胶子等离子体(QGP)进行的。八十年代以来的进展是非常迅速的。一种乐观的看法是：许多实验表明，能量密度已能达到产生QGP的极限值，即几个 $\text{GeV}/\text{fm}^3$ ；QGP已经形成，只因诊断手段问题，还没被发现<sup>[14]</sup>。比较实在的看法是：人们已经发现了许多有关的非常有兴趣的物理现象，也碰到了某些疑难的问题；QGP的研究应该更积极地继续进行下去。本人就是持后一种观点的<sup>[15]</sup>。

QGP研究的征结，一般认为是需要找到一种确切无疑的诊断手段；特别是诊断它的范围(因为范围太小，就很难有热化)<sup>[14]</sup>和寿命(有可能正因为寿命太短，以致至今未被发现)<sup>[14]</sup>。

以下仅就有关的一些主要问题作些详细的汇报。

### 1. 一些主要特征物理效应

#### (1) 碰撞几何效应

高能核-核碰撞 $A+B$ 的快产物(主要是 $\pi$ )的横能分布，可用相应的 $P+B$ 的横能分布，经 $A$ 重累积而得到；已经给出 $14.5 \text{ GeV}/\text{u}$   $O+Au$ 反应的横能分布图<sup>[16]</sup>。它与实验符合得相当好。

和几何效应有关的另一特征是：靶核越重，横能越大、多重数越高、快度亦越大<sup>[14]</sup>，分别如图7所示。

再一个特征是： $O$ 弹参加者数约比例于其质量的 $\frac{2}{3}$ 方，从 $O$ 到 $S$ 弹参加者应增加 $2^{2/3} \approx 1.6$ 倍；因此 $S+Au$ 的横能分布，应近于相应能量的 $O+Au$ 横能分布的横能轴乘1.6倍后的结果；如图8所示。

#### (2) 多重数与横能等间的关联，中心度问题

荷电粒子多重数 $M$ 和横能之间有很强的

线性关联<sup>[16]</sup>。横能和零度能 $E_{ZDC} = E_F$ (向前的能量)间有反线性关联<sup>[16]</sup>。

所以碰撞的中心度，可通过 $E_T$ 、 $M$ 或 $E_F$ 来控制；即 $E_T$ 越大、 $M$ 越大或 $E_F$ 越小，中心度越高，越是中心碰撞。

#### (3) 透明度(阻止能力)

已经给出 $14.5 \text{ GeV}/\text{u}$  (BNL束流)  $Si + A$ 反应的横能分布<sup>[16]</sup>。由此可见：靶核质量增加到 $\sim 100$ 后，最大横能 $E_T^{a*}$ 几乎不再随靶核质量而增加。譬如中心碰撞下，从 $Cu$ 到 $Au$ 核物质的厚度增加了40%，但观察到的 $E_T^{a*}$ 只增加了10%。 $E_T^{a*}$ 在 $A \sim 100$ 附近的饱和，意味着 $A \geq 100$ 的核，对BNL束流，似乎是黑的，即透明度为零或阻止能力达最大。

再比较地看图7的 $200 \text{ GeV}/\text{u}$  (CERN束流)  $O+A$ 的横能分布，这儿 $E_T^{a*}$ 随靶核质量 $A$ 而单调增加，譬如从 $Cu$ 到 $Au$ 也几乎增加了40%；这意味着：靶核对CERN束流是灰的，即有适度的透明度或阻止能力。

#### (4) 能量密度

Nagamiya<sup>[16]</sup>认为：估计能量密度应该分别透明和不透明两种情形；透明情形用Bjorken公式<sup>[17]</sup>，即

$$\varepsilon = \frac{E}{V} = \frac{1}{\pi R^2 \tau_0} \frac{dE_T}{dy}; \quad (1)$$

这儿 $R$ 是弹核半径； $\tau_0$ 是强子化时间，一般取 $\tau_0 \approx 1-2 \text{ fm}/c$ 。不透明情形用Goldhaber公式<sup>[18]</sup>，即

$$\varepsilon = \frac{E}{V} = 2\gamma_{cm}^2 \varepsilon_0; \quad (2)$$

这儿 $\gamma_{cm}$ 是靶核和弹核质心系中的 $\gamma$ 系数， $\varepsilon_0 = 0.15 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ 是正常核的能量密度。

以上述公式分别估计得的 $200 \text{ GeV}/\text{u}$   $O+Au$ 反应的 $\varepsilon \approx (1-3) \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ； $14.5 \text{ GeV}/\text{u}$   $Si+Au$ 反应的 $\varepsilon \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ 。

#### (5) $\pi$ 相干学(interferometry)

由于 $\pi$ 是玻色子，若两个(或多个) $\pi$ 处在或近于处在同一个态上，则测得 $2\pi$ (或多 $\pi$ )的几率定相对地增大，这就是 $\pi$ 相干现

象。

$2\pi$ 几率的增大,特别是相干图样的宽度,与 $\pi$ 发射源的大小以及它的形成时间有关;据此可估计QGP存在的空间范围和寿命<sup>[19]</sup>。已经给出200GeV O+Au反应 $2\pi$ 相干结果(中心快度区 $2 < y < 3$ );它可用高斯分布

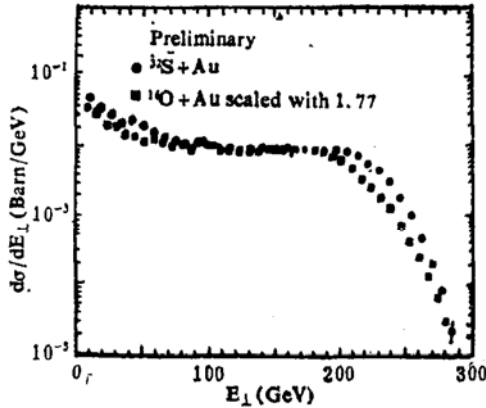


图8. 200GeV/u O和S+Au反应的横能分布,其中O+Au反应的横能轴乘了因子1.77。

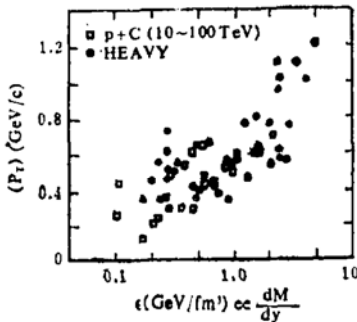


图9. 宇宙线JECCE事件中 $\langle P_T \rangle$ 与 $\varepsilon$ 关系。

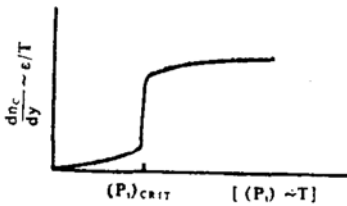


图10. 质心能量为1.8TeV的PP碰撞中测得的T与 $\varepsilon$ 关系。

$$C(Q_T, Q_L) \propto 1 + \Lambda \exp(-Q_T^2 R_T^2 / 2) \exp(-Q_L^2 R_L^2 / 2) \quad (3)$$

来拟合;这儿Q指 $2\pi$ 的相对动量,脚码T和L分别指横向和纵向分量; $\Lambda$ 是混沌系数, $\Lambda=0$ 是完全相干或有序, $\Lambda=1$ 是完全混沌或不相干。这样拟合得的结果是

$$R_T \approx 8.1 \pm 1.6 \text{ fm}, \quad R_L \approx 5.6 \pm 1.0 \text{ fm}, \\ \Lambda \approx 0.77 \pm 0.19. \quad (4)$$

可见: $\pi$ 源线度比弹核半径( $R_0 \approx 3 \text{ fm}$ )约大2.2倍;该源已是高度混沌的,即相当热化了。这也说明 $\pi$ 相干反映的主要是反应的后阶段,即冷下来和膨胀后的状态。这个结果支持了我们统计模型<sup>[20]</sup>中有关平衡和冻结体积的假设。

由于 $2\pi$ 相干反映的是后期行为,欲得QGP信息,恐怕得研究 $K^+K^+$ 或 $\gamma\gamma$ 相干。

## 2. QGP的诊断手段

### (1) 热力学的平台结构

有关QGP的第一个而且曾经轰动一时的实验证据是日本和美国联合用宇宙线测量得的 $\pi$ 的平均横动量 $\langle P_T \rangle$ 对能量密度曲线的平台结构<sup>[21]</sup>,如图9所示。但宇宙线结果依据的事件太少,需要有实验室重复的结果。

Porile<sup>[22]</sup>报告了他们作的质心能量为1.8TeV的 $\bar{P}P$ 碰撞中测到的相应结果,如图10所示。但仍嫌事例太少;另外,用考虑了流膨胀的流体动力学,不用QGP也能得到平台结构<sup>[23]</sup>;所以这方面的研究还需继续。

### (2) 直接辐射

QGP形成后,由于等离子体密度很大,温度也很高,一定会有瞬发光子一直接辐射。它将不经末态相互作用而逸出,因而其能谱将较好地反映源的温度。

遗憾的是,至今尚无瞬发光子肯定的实验结果,因为 $\pi^0$ 衰变的 $\gamma$ 本底太大<sup>[24]</sup>。

### (3) 双轻子不变质量谱

用轻子作探针,有末态相互作用小、能更好反映源实际的特点。Chin<sup>[25]</sup>曾经用相对论流体力学预言:双轻子质量谱低于600 MeV处的峰(称 $\rho$ 峰),会因退禁闭相变而消失;这可作为QGP的诊断手段。但后来被包括有膨胀动力学处理的更仔细的研究<sup>[26]</sup>所否定。

会上柯治明先生讲了用流体化学<sup>[27]</sup>(有热平衡但无化学平衡)描写碰撞过程,并预

言在 $2m_\psi$ 和 $1\text{GeV}$ 间的双轻子不变质量谱, 会因富有重子的QGP (BNL束流引起的) 的形成而压低, 如图11所示。但尚无有关实验结果。

#### (4) $J/\psi$ 的压低

$J/\psi$ 粒子也叫粲粒子 ( $C\bar{C}$ ), 是一种介子共振态, 于1974年在SLAC (Stanford) 的 $e^+e^-$ 碰撞中发现的。而 $J/\psi$ 压低现象是指NA 38在 $200\text{GeV}/u \text{ } ^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ 反应中看到的 $J/\psi$ 产生截面 $\sigma_\psi$ 和双 $\mu$ 介子 ( $\mu^+\mu^-$ ) 产生截面(即强子碰撞产生轻子对的Drell-Yan过程)  $\sigma_{DY}$ 之比 $R = \sigma_\psi/\sigma_{DY}$ , 随横能增加而剧烈减小的现象(或说压低随横能之增而增), 如表1所示。

$J/\psi$ 的压低, 又随 $J/\psi$ 粒子的横动量的增加而渐渐消失, 如图12所示。

表1  $J/\psi$ 压低现象

$E_T$ (GeV)	b	$R_{EXP}$	$R_{THE}$	压低	
				Exp.	The.
<28	大(擦边)	$9.3 \pm 0.6$	0.737		
>50	小(中心)	$5.9 \pm 0.4$	0.630	38%	15%

Natsui和Satz<sup>[28]</sup>曾把压低现象解释为形成QGP的缘故。因为这样一来温度极高 ( $\sim 200\text{MeV}$ ), 夸克间色相互作用的屏蔽半径 $r_s(T)$ 可能超过 $J/\psi$ 粒子结合半径 $r_\psi(T)$ ; 于是有些 $J/\psi$ 粒子将解体, 导致了压低现象。

但是在强子物质中 $J/\psi$ 会因和其它介子或核子的相互作用—末态相互作用而消失, 这也导致压低。虽然目前用Glauber几率理论<sup>[29]</sup>算得的末态相互作用导致的压低, 只达实验值的一半(见表1); 但人们认为尚需进一步研究, 只有在肯定地排出了其它可能性之后, 才能作为QGP的判据。

#### (5) $K^+/\pi^+$ 的增强

$K^+/\pi^+$ 的增强是E802在 $14.5\text{GeV}/u \text{ Si} + \text{Au}$ 实验中发现的。他们测得 $N(K^+)/N(\pi^+) \approx 0.20 \pm 0.05$ , 而相应能量的P+P反应的此比值只有0.07, 这儿有因子3的增强; 另一方面 $K^-/\pi^-$ 却没有增强, 如表2所示。

表2  $K^+/\pi^+$ 增强

	$K^+(u\bar{s})/\pi^+(u\bar{d})$	$K^-(s\bar{u})/\pi^-(d\bar{u})$
P+P	$\sim 0.07$	$\sim 0.04$
Si+Au	$\sim 0.20$	$\sim 0.04$

Koch等曾定性但成功地说明了<sup>[30]</sup>, 增强是形成QGP的缘故。这时由于 $g+g \rightarrow s+\bar{s}$ , 这样在富重子的QGP中, 因有大量 $u$ 和 $d$ ,  $\bar{s}$ 自然易于寻得 $u$ 而结合成 $K^+$ , 而 $s$ 则难于找到 $\bar{u}$ 以生成 $K^-$  ( $\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} - u\bar{u})$ ); 再鉴于 $\pi^+$ 和 $\pi^-$ 的数目往往近于相等, 这样导致了 $K^+/\pi^+$ 的增强。

柯治明等用流体化学模型, 在考虑了除NN碰撞能产生 $K^+$ 外,  $N\pi$ 以及 $\pi\pi$ 碰撞也能产生 $K^+$ 后, 不必依赖QGP, 得到的 $K^+/\pi^+ \approx 0.16$ <sup>[31]</sup>, 虽已近于实验结果, 但人们认为还需作进一步研究; 特别是至今只有E802一家结果, 这些结果需进一步精化, 还要测量绝对截面, 并对P+A碰撞作比较性的研究等等。

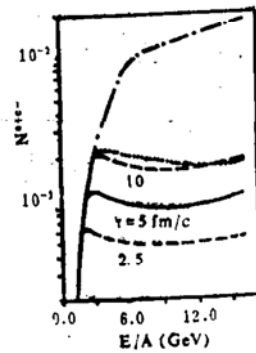


图11.  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 反应中双轻子不变质量(在 $2m_\psi$ 和 $1\text{GeV}$ 间)谱与入射能量的关系。

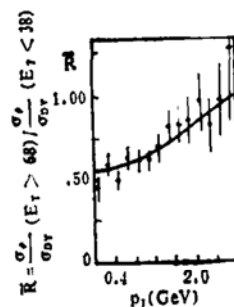


图12.  $200\text{GeV}/u \text{ } ^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ 反应中 $J/\psi$ 压低( $E_T > 68\text{GeV}$ 和 $E_T < 38\text{GeV}$ ) 随横动量的变化。

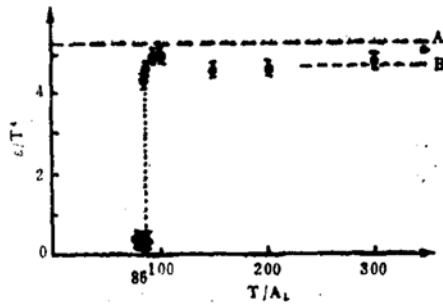


图13.  $8^3 \times 3$  热点阵SU(3)纯规范场蒙特卡罗计算结果。

#### 4. 主要的理论

有关高能核碰撞的理论，或者围绕QGP的理论，或者有关QGP诊断的理论，五花八门；诸如反应速率方法，Glauber几率理论，简单统计模型，流体化学和流体力学等等。但是应用最普遍、被评论到最多的是热点阵QCD（特别是热点阵蒙特卡罗）和弦模型理论。

从理论概念上说，QGP是指高密高温的强相互作用物质的平衡相（渐近自由相）<sup>[32]</sup>。热点阵QCD就是这样来描写的，它实质上是一种统计模型，给的只是平衡量，如压力、熵、密度、能量密度、表面能和屏蔽长度等<sup>[83]</sup>。但是点阵QCD是非微扰QCD成功的典范，特别是第一个成功地预言了QGP相变。

在热点阵QCD理论中，不考虑夸克的纯SU(2)和SU(3)点阵蒙特卡罗计算表明：QGP相变是一级相变，能量密度 $e$ 和熵密度 $s$ ，在温度 $T$ 和压力 $P$ 几乎保持常数的范围内，发生巨大的跳跃，如图13所示。

热点阵蒙特卡罗的一个致命弱点是：有限点阵效应问题。譬如最近完成的仍然是纯SU(3)的计算，只是点阵取得更大并对计算过程作了精化后发现：上述 $e$ 和 $s$ 的巨大跳跃，对应的 $T$ 和 $P$ 的改变，实际上不可忽略，也就是说：跳跃并非那么尖锐。

相反地，弦模型理论更具有微观的特点，它能相当成功地描写一些核碰撞的基本特性；诸如产生粒子的多重数、快度、横能和能量密度等。已经给出了用弦模型描写横

能分布<sup>[33]</sup>成功之例。

弦模型理论包括弦本身的属性（长度、宽度和质量等）、弦的激发和弦的破碎三个基本要素。随着对这些要素的不同描写，派生出种种不同的模型理论。基本上可分为两大类，即玻密子交换(Pomeron exchange)模型(Lund模型或Fritiof模型)<sup>[34]</sup>和色交换(Color exchange)模型。后者又分为双部分子模型(dual parton model)<sup>[35]</sup>，多链模型(multichain model)<sup>[36]</sup>和VENUS模型<sup>[37]</sup>，这儿不便一一详述。

由上可见：热点阵QCD理论，不涉及任何有关碰撞特征的东西；而弦模型理论中找不到任何热力学或流体力学假设的痕迹；两种理论在概念上有一个间隙(gap)。如何建起跨越它们间的桥梁，也是对理论工作者的一个挑战。

#### 参考文献

1. W. Loveland, et al., Change in target fragmentation mechanisms with increasing projectile energy in intermediate energy nuclear collisions, 1989, submitted to Phys. Rev. C
2. S. Y. Cho, et al., Phys. Rev. C36 (1987)2349
3. Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming and Zhang Xiao-Ze, Phys. Rev. C40(1989)
4. N. T. Porile, et al., Phys. Rev. C39 (1989)1914
5. G. Klitz-Engmann, et al., Nucl. Phys. A499(1989)392
6. V. E. Viola, et al., Phys. Rev. C26 (1982)178
7. L. G. Moretto and G. J. Woznik, Prog. in Part. and Nucl. Phys. 21(1988); L. G. Moretto and G. J. Woznik, LBL-26207, (1989)
8. F. Rami, et al., P.385 of Proceedings Vol. 1 of International Nuclear Physics Conference, 1989, Brasil(abbreviated as INPC/1989 hereafter)
9. C. Cerruti, et al., P393 of Proceedings

- 1 C. D. Harp, et al., Phys. Rev. C3(1971) 1847
11. A. J. Santiago and K. C. Chung, P.400 of Proceedings of INPC/1989
12. P. Braun-Munzinger, Invited talk in INPC/1989
13. U. B. Mosel, Invited talk in Rio de Janeiro International Workshop on Relativistic Aspects of Nuclear Physics, August, 1989 (abbreviated as IWRNP/1989 hereafter)
14. M. Jacob, Nucl. Phys. A498(1989)1c
15. 萨本豪, 自然杂志, 4(1989)249
16. S. Nagamiya, Nucl. Phys. A488(1988) 30
17. J. D. Bjorken, Phys. Rev. D27(1983) 140
18. A. S. Goldhaber, Nature, 275 (1978) 114
19. K. Kolehmainen and M. Gyulassy, Phys. Lett. 108B(1986)203
20. Sa Ben-Hao and D. H. E. Gross, Nucl. Phys. A437(1985)643
21. T. H. Burnett, et al., Phys. Rev. Lett. 50(1983)2026; 57(1986)3249
22. N. T. Porile, Invited talk in IWRNP/1989; C. S. Lindsey, Nucl. Phys. A498(1989)
23. P. V. Runskanen, Z. Phys. C38(1988) 219
24. F. Prasil, Invited talk in IWRNP/1989
25. S. A. Chin, Phys. Lett. 119B (1982)51
26. C. M. Ko and L. H. Xia, Phys. Rev. Lett. 62(1989)1595
27. T. S. Biro, et al., Phys. Rev. C27 (1983)2695
28. T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. 178B(1986)416
29. A. Capella, et al., Phys. Lett. 206B (1988)354
30. P. Koch et al., Phys. Reports, 142(1986) 167
31. C. M. Ko, et al., Phys. Rev. C38(1988) 179
32. L. Van Hove, CERN-TH. 5489/89
33. R. Albrecht, et al., Phys. Lett. 199B (1987)297
34. B. Andersson et al., Nucl. Phys. B281 (1987)289
35. A. Capella, et al., Z. Phys. C33(1987) 541
36. J. Ranft, et al., Phys. Rev. D37(1988) 1842
37. K. Werner, Phys. Lett. 208B(1988)520 and Phys. Rev. D39(1989)780