

原子核状态方程*

张丰收

(兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 介绍了在核子自由度占优势时原子核状态方程的一些知识, 并对在饱和状态下直接研究和在重离子碰撞中间接研究原子核状态方程的情况做了评述.

关键词 原子核状态方程 高温高密核 重离子碰撞

分类号 O571.2

1 引言

地球上自然存在的原子核是处于基态, 也叫饱和状态. 在核物质近似下, 人们已得到了无穷大对称核物质状态方程在饱和状态时的知识:

$$\begin{aligned}
 & \text{单核子能量 } E/A \approx -16 \text{ MeV,} \\
 & \text{密度 } \rho_0 \approx 0.16 \text{ fm}^{-3}, \\
 & \text{温度 } T = 0 \text{ MeV,} \\
 & \text{压强 } P = 0 \text{ MeV}/c.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

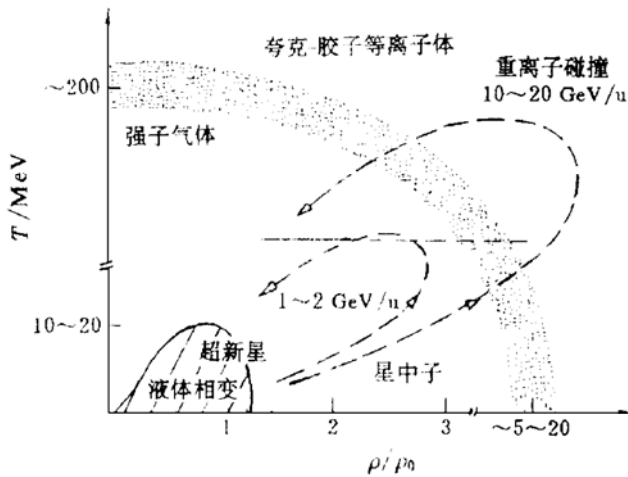


图1 核物质相图

近年来, 随着现代加速器技术和现代探测技术的发展, 人们已能够对处于偏离饱和状态的原子核性质进行研究^[1]. 图1给出了理论预言的温度-密度平面中核物质的相图. 从

图中看出, 通过中能重离子碰撞, 在反应初期能够形成高温高密核物质. 如果在膨胀阶段体系达到了足够低的密度, 能够发生液-气相变^[2]. 通过高能重离子碰撞, 会形成具有更高温度和更高密度的核物质, 产生强子气体. 通过超相对论能量下的重离子碰撞, 强子物质会解除禁闭, 形成夸克-胶子等离子体^[3]. 在低温高密度时, 会出现 π 凝聚现象. 这些现象可通过从中能到极端能量区的重离子碰撞来实现^[4,5]. 另外, 对天体现象的观测发现超新星和中子星内部也是由高温高密核物质组成的. 本文只局限于在核子自由度占优势以及通过重离子碰撞对原子核状态方程的研究.

2 原子核状态方程的基础知识

由原子核液滴模型, 原子核单核子结合能的半经验公式可表示为

$$\begin{aligned}
 B/A = & a_v - a_s A^{-1/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{4/3}} - \\
 & a_{\text{sym}} \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 + B_p,
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

其中, $a_v \approx 16 \text{ MeV}$ 、 $a_s \approx 17 \text{ MeV}$ 、 $a_c \approx 0.7 \text{ MeV}$ 、 $a_{\text{sym}} \approx 23 \text{ MeV}$ 、 $B_p \approx 12 \text{ MeV}$ 分别表示体积能、表面能、库仑能、对称能和对能的

* 1998-07-01 收稿.

* 国家自然科学基金(项目号19609033和19875068)、中国科学院基金和国家教委基金资助.

参数. 对核物质来说, 体积能参数表示无穷大核物质在饱和密度 ρ_0 下的能量. 在费米气体模型中, 能够得到核物质中单核子能量 E/A 和密度 ρ 的关系, 从中可得到压强

$$P = \rho^2 \frac{\partial(E/A)}{\partial\rho}. \quad (3)$$

在相邻饱和密度附近, 人们想得到原子核状态方程更多的信息. 借助于巨单极共振 (或称为呼吸模式), 可以得到原子核径向密度振动的知识. 在饱和密度 ρ_0 时的不可压缩系数为

$$K = k_F^2 \frac{\partial^2(E/A)}{\partial k_F^2} \Big|_{\rho = \rho_0}. \quad (4)$$

由此可得核物质不可压缩系数和在相邻饱和密度 ρ_0 的密度 ρ 附近单核子能量的关系^[6]为

$$E(\rho)/A \approx E(\rho_0)/A + \frac{K}{18} \frac{(\rho - \rho_0)^2}{\rho_0^2}. \quad (5)$$

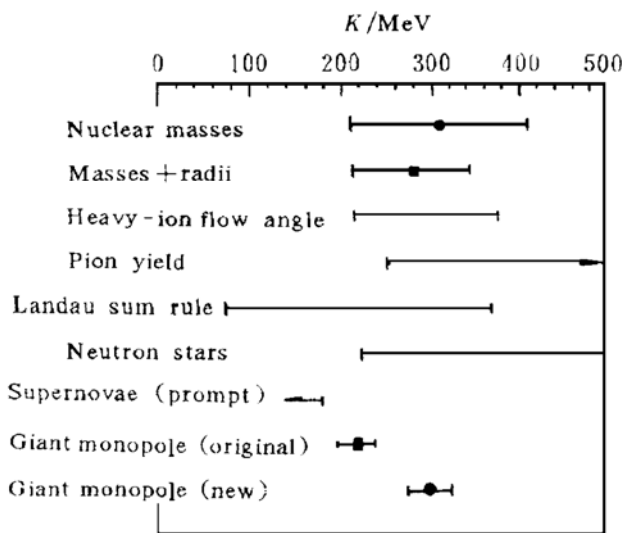


图2 核物质不可压缩系数的确定

原子核状态方程究竟是硬的还是软的 (即单核子能量随密度的变化是快还是慢), 仍然是一个有争论的研究课题. 图2给出了到目前为止由巨单极共振、原子核质量、重离子碰撞和天体物理等方法得到的核物质不可压缩系数^[7]. 从图中看出, 从巨单极共振和

原子核质量直接提取的核物质不可压缩系数 $K \approx 300$ MeV. 在超新星和中子星内部的密度是原子核饱和密度 ρ_0 的几倍, 温度有十几个 MeV, 同位旋 $(N-Z)/A$ 甚至接近于 1, 这样提取的核物质不可压缩系数是间接的. 近年来, 随着中能重离子碰撞的实现, 在实验室中能够产生从接近饱和密度到偏离饱和密度 ($\rho = 1/8\rho_0 \sim 3\rho_0$)、从低温到较高温度 ($T = 0 \sim 10$ MeV) 的各种核物质状态^[8], 由放射性核束引起的反应, 能够产生高同位旋核物质^[9~11]. 通过对中能重离子碰撞中流角和 π 的测量, 得到了较硬的核物质不可压缩系数. 总的来说, 通过上面的分析, 可确定的核物质不可压缩系数 $K \approx 250 \pm 50$ MeV.

采用由推广的 Skyrme 相互作用, 在 Hartree-Fock 近似下, 得到密度、动量和温度相关的平均场^[2,12], 由此可得到无穷大核物质的单核子能量和压强分别为

$$E(\rho, T)/A = \frac{1}{2} T \left[\frac{C_{3/2}(\mu_+)}{C_{1/2}(\mu_+)} (1+a)^{5/3} + \frac{C_{3/2}(\mu_-)}{C_{1/2}(\mu_-)} (1-a)^{5/3} \right] + \frac{1}{4} [a_+^{(1)}(1+a) + a_-^{(1)}(1-a)] \rho + \frac{1}{4} [a_+^{(2)}(1+a) + a_-^{(2)}(1-a)] \rho^{\gamma+1} + \frac{1}{2} [a_+^{(3)}(1+a) + a_-^{(3)}(1-a)] \rho^{5/3} + \frac{1}{2} [a_+^{(4)}(1+a) + a_-^{(4)}(1-a)] \rho^{\gamma+5/3}, \quad (6)$$

$$P(\rho, T) = \frac{1}{3} T \left[\frac{C_{3/2}(\mu_+)}{C_{1/2}(\mu_+)} (1+a)^{5/3} + \frac{C_{3/2}(\mu_-)}{C_{1/2}(\mu_-)} (1-a)^{5/3} \right] \rho + \frac{1}{4} [a_+^{(1)}(1+a) + a_-^{(1)}(1-a)] \rho^2 + \frac{1}{4} [a_+^{(2)}(1+a) + a_-^{(2)}(1-a)] \rho^{\gamma+2} + \frac{1}{2} [a_+^{(3)}(1+a) + a_-^{(3)}(1-a)] \rho^{8/3} + \frac{1}{2} [a_+^{(4)}(1+a) + a_-^{(4)}(1-a)] \rho^{\gamma+8/3}$$

$$\begin{aligned}
 & a_{-}^{(1)}(1-a)]\rho^2 + \\
 & \frac{1}{4}(\gamma+1)[a_{+}^{(2)}(1+a) + \\
 & a_{-}^{(2)}(1-a)]\rho^{\gamma+2} + \\
 & \frac{5}{6}[a_{+}^{(3)}(1+a) + \\
 & a_{-}^{(3)}(1-a)]\rho^{8/3} + \\
 & \frac{1}{6}(5+3\gamma)[a_{+}^{(4)}(1+a) + \\
 & a_{-}^{(4)}(1-a)]\rho^{\gamma+8/3},
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

其中, 下标 \pm 分别表示中子和质子, μ_{\pm} 表示自由中子和质子的化学势, $\gamma=1/6$ 、 $t_0=-2\ 635\text{ MeV}\cdot\text{fm}^3$ 、 $t_1=385\text{ MeV}\cdot\text{fm}^5$ 、 $t_2=-120\text{ MeV}\cdot\text{fm}^5$ 、 $t_3=15\ 595\text{ MeV}\cdot\text{fm}^{3+3\gamma}$ 、 $t_4=0\text{ MeV}\cdot\text{fm}^8$ 、 $t_5=0\text{ MeV}\cdot\text{fm}^8$ 和 $x_0=0.09$ 、 $x_1=0$ 、 $x_2=0$ 、 $x_3=0$ 、 $x_4=0$ 、 $x_5=0$ 是 Skyrme 中的 SKM 参数. a 、 λ 和 $C_v(\mu_{\pm})$ 分别是非对称参数、热波长和 Fermi-Dirac 积分. 对不同类型的 Skyrme 参数, 方程(6)能给无穷大核物质的基态性质, 见表1.

表1 不同类型的 Skyrme 参数下无穷大核物质的基态性质

	ρ_0/fm^{-3}	k_F/fm^{-1}	m^*/m	K/MeV	$(E/A)/\text{MeV}$
SKM	0.1595	1.332	0.891	214.7	-15.60
SKA	0.1547	1.318	0.611	260.9	-15.82
SKB	0.1547	1.318	0.611	260.9	-15.82
GS1	0.1585	1.329	0.602	234.1	-15.86
GS2	0.1584	1.329	0.602	297.9	-15.84
GS3	0.1585	1.329	0.603	397.2	-15.82
GS4	0.1577	1.329	0.800	234.0	-15.78
GS5	0.1573	1.329	0.801	297.5	-15.74
GS6	0.1587	1.329	0.802	398.6	-15.87
SG1	0.1538	1.316	0.611	259.6	-15.72
SG2	0.1576	1.326	0.788	213.0	-15.42
SGO1	0.1673	1.353	0.614	359.0	-16.45
SGO2	0.1674	1.353	0.614	251.3	-16.51

如选择 SKM 类型的参数, 会给出基态核物质的有效质量为 $m^*/m=0.79$ 、压缩系数 $K=215.5\text{ MeV}$. 文献[16]中的图1给出了无穷大对称核物质的压强-密度等温曲线. 临界点按照热力学定义, 极限点定义为压强为负值的最大的温度点. 对无穷大核物质, 在 SKM 相互作用下, 其临界点为 $T_c=12.60\text{ MeV}$, $\rho_c=0.046\text{ fm}^{-3}$, 极限点为 $T_1=10.35\text{ MeV}$, $\rho_1=0.075\text{ fm}^{-3}$. 从图中看出, 不同温度下的压强和密度关系表现出典型的范德瓦耳斯形状. 从中可以分辨出5个不同的相, 即气相、液相、超热液相、超冷气相和力学不稳定相. 在 高能碰撞时, 对所有密度, 压力

总保持正值, 这对应于瞬间气化过程, 最终只能有相对小的复合粒子(见文献[16]中图1的高温部分); 对低温部分, 等温线处于负压强, 膨胀被减慢, 并且当集体动能全部转化为内能时, 膨胀停止, 体系围绕等温线振动. 这两种情形将不会出现相变. 当存在明显的液相和气相时, 热力学过程变得很复杂. 通常的液-气相变是一级相变, 要建立穿过共存线的平衡需要很长时间, 相变时间尺度是蒸发时间的数量级, 但动力学膨胀要快得多. 考虑另一种可能性, 膨胀如此之快使两相平衡不能达到, 膨胀会沿着等温线进入力学不

稳定相(如文献16中图1). 这种暂态区域具有特别的意义, 它表现负压强, 但要建立平衡态, 其熵将达到最大, 自由能达到最低. 在

力学不稳定区体系将膨胀直到最小的 $P(\rho, T)$, 由于多体效应, 会形成复杂的核碎片而被平均场束缚, 即多重碎裂.

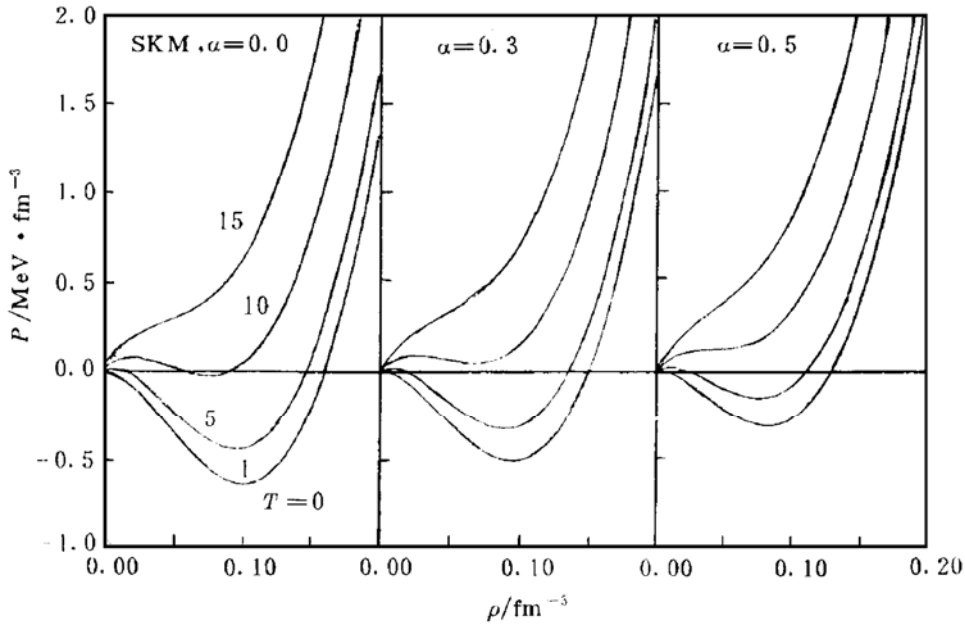


图3 同位旋相关的原子核状态方程示意图

采用密度、动量和温度相关的平均场, 在 $\alpha > 0$ 时, 能够研究无穷大非对称核物质的状态方程. 图3给出了不同温度 $T = 0, 1, 5, 10$ 和 15 MeV 时, 对不同非对称参数 $\alpha = 0, 0.3, 0.5$ 下的无穷大非对称核物质的压强-密度等温曲线. 从图中看出, 对不同 α 下的无穷大非对称核物质, 不同温度下的压强和密度关系表现出典型的范德瓦耳斯形状. 但其形状已强烈的改变. 通过详细的理论分析, 发现无穷大非对称核物质的单核子结合能、相应的饱和密度、不可压缩系数与无穷大对称核物质相应的量满足抛物线关系

$$\begin{aligned} K(\alpha) &= K(\alpha = 0)[1 - a\alpha^2], \\ \rho_0(\alpha) &= \rho_0(\alpha = 0)[1 - b\alpha^2], \\ E(\alpha)/A &= E(\alpha = 0)/A + C(T)\alpha^2. \end{aligned} \quad (8)$$

从方程(6)和(8)可得到 $a = 1.44$ 、 $b = 0.78$ 和饱和状态的对称能 $C(T = 0, \rho = \rho_0) = 30.5$ MeV. 这些结果与其它理论模型的计算结果和实验数据是符合的. 相比之下, 该模型的优点在于, 可用于研究温度、密度相关的对称能 $C(T, \rho)$, 而其它理论模型迄今还无法

做到.

3 重离子碰撞和原子核状态方程

国际上自80年代相继建成了几台中能区重离子加速器以来, 如兰州重离子加速装置(HIRFL)、法国国家重离子加速器实验室(GANIL)、德国重离子研究中心(GSI)、美国密西根州立大学 MSU 的超导回旋加速器和日本物理化学研究所的 RIKEN 等, 能够提供单核子能量为 $10 \text{ MeV/u} \sim 1 \text{ GeV/u}$ 的束流, 在实验室中能够产生从接近饱和密度到偏离饱和密度 ($\rho = 1/8\rho_0 \sim 3\rho_0$)、从低温到较高温度 ($T = 0 \sim 10$ MeV) 的各种核物质状态. 近年来, 随着一些 4π 探测器的建造, 较准确地从理论和实验上研究原子核状态方程成为可能. 在中能重离子碰撞中会形成如同超新星和中子星内部才有的高压压缩、高温的核物质, 这也是目前唯一能够从实验室获得超过原子核饱和密度 $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ 和高温原子核状态方程的方法. 很明显, 相对于目前天体观测还存在较大的误差, 但通过控制中能重离子碰撞的条件, 如轰击能量、碰撞

参数、碰撞体系的质量等,可获得较为可信的原子核状态方程,由此可较为准确地研究超新星和中子星的静态和动力学演化性质.

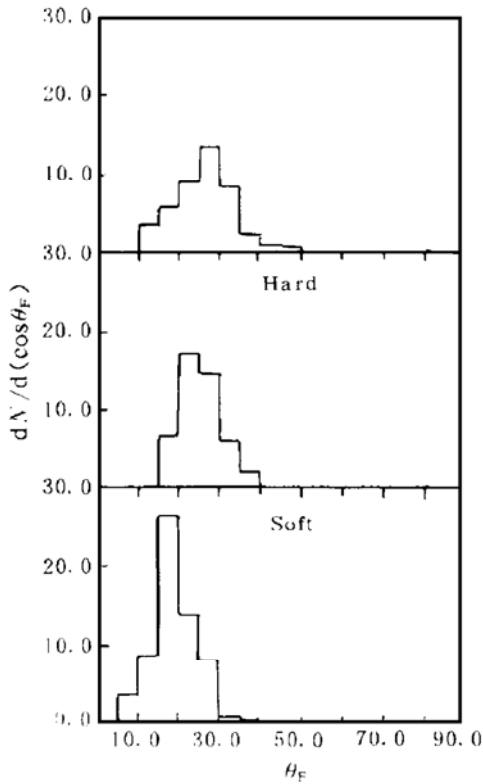


图4 在三种状态方程下,对 Nb(800 MeV/u) + Nb 在碰撞参数 $b=2$ fm 时流角的分布

流体力学计算预言,当核物质压缩时,在偏离束流方向会出现粒子发射流,实验上这方面的研究在 4π 探测系统发展后才有可能.在中能重离子碰撞实验中,通过测量每个事件所有粒子的质量和动量来分析集体流、横动量和方位角分布,从而探测原子核状态方程,它是由于在中能区重离子碰撞中弹核和靶核的重迭而形成高密度核物质的反映.近来的研究表明,原子核状态方程也依赖于径向膨胀能、能量储存、介子产生和中等质量碎片的发射,因此,需要发展和完善理论方法对实验数据进行分析,并通过系统性实验确定原子核状态方程.图4给出了采用 Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU) 输运理论^[13~15],在三种状态方程(软势、硬势和动量相关势)下,对 Nb(800 MeV/u) + Nb 在碰撞参数 $b=2$ fm 时流角的分布,同方程(5)符合,动量相关势是采用 SKM 相互作用

得到的.从图中可看出,流角分布与状态方程密切相关.

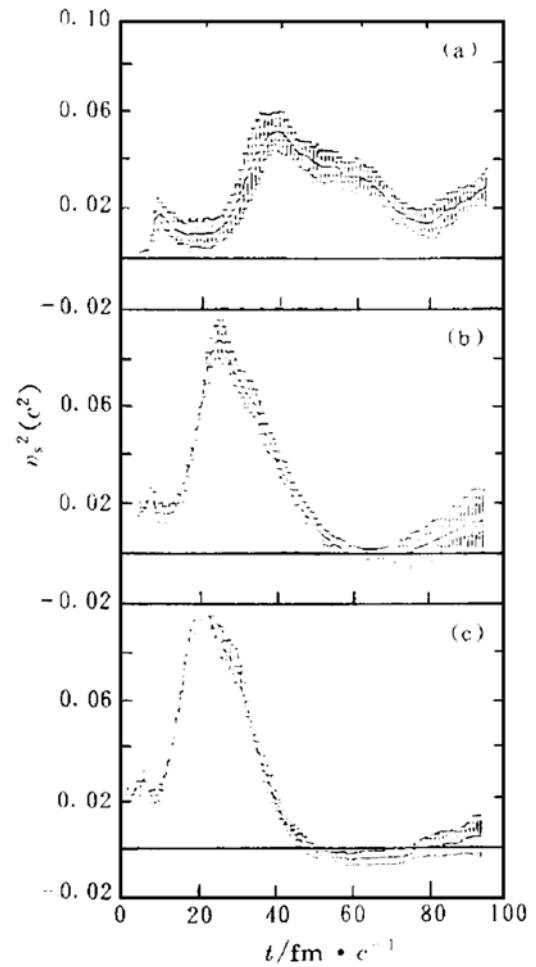


图5 在不同轰击能量下声速的平方随时间的演化 (a) 20 MeV/u, (b) 60 MeV/u, (c) 90 MeV/u.

另外,人们对中能重离子碰撞中的主要衰变道多重碎裂,即产生多个电荷大于3的中等质量碎片(IMF)的现象进行了许多研究.这些研究和核物质的状态方程和输运特性密切相关.从理论上来说,人们把 IMF 的产生和核物质状态方程的力学不稳定性联系起来,使得密度涨落得以加强.形成 IMF 的一种可能机制是:在反应初期,会形成高激发态(即热的和被压缩)的核,紧接着核体系将剧烈膨胀,而进入力学不稳定相,此时很小的涨落也会导致灾变事件的发生.根据涨落-耗散定理,这种涨落是由反应初期剧烈的耗散引起的.在膨胀阶段,平均场将会传播涨落,而两体碰撞会是体系热化.因此,中能重离子碰撞会形成既有热效应又有力学效应的

混合复杂情形. 而中能重离子碰撞是否会发生多重碎裂, 可以通过跟踪围绕质心附近声速的平方 v_s^2 来研究, v_s^2 正比于压强-密度等温线的斜率. 对三参数软势,

$$v_s^2 = \frac{1}{m} \left[\frac{10}{9} \langle E_k \rangle + A \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + B \sigma \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\sigma \right]. \quad (9)$$

其中 $\langle E_k \rangle$ 为单核子平均动能. 图5给出了在 Boltzmann-Langevin 输运理论框架下^[15~18], 对 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 在 20、60、90 MeV/u 的对心碰撞 ($b=0$ fm) 时, 围绕质心半径为 2 fm 的球内的 v_s^2 及其误差随时间的演化. 从图中看出, 在 20 MeV/u 时, $v_s^2 > 0$ 保持整个反应过程, 体系不进入力学不稳定相, 是非完全融合机制; 在 60 MeV/u 和 90 MeV/u 时, 在 50 fm/c 以后会出现 $v_s^2 < 0$, 此时体系进入力学不稳定相.

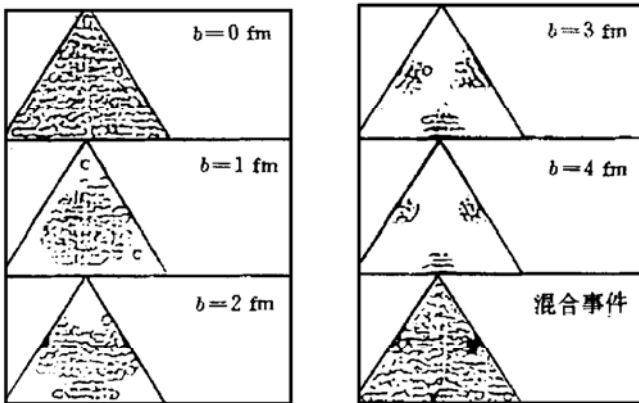


图6 最大3个碎片电荷关联的 Dalitz 图

图6给出了在 Boltzmann-Langevin 输运理论框架下, $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 系统在轰击能量为 90 MeV/u, 不同碰撞参数 ($b=0, 1, 2, 3, 4$ fm) 和各种碰撞参数混合后体系最大3个碎片电荷 Z_{\max} 、 Z_2 和 Z_3 关联的 Dalitz 图. 每一事件点到三边之距为

$$d_a = \frac{Z_{\max}}{Z_{\max} + Z_2 + Z_3},$$

$$d_b = \frac{Z_2}{Z_{\max} + Z_2 + Z_3},$$

$$d_c = \frac{Z_3}{Z_{\max} + Z_2 + Z_3}, \quad (10)$$

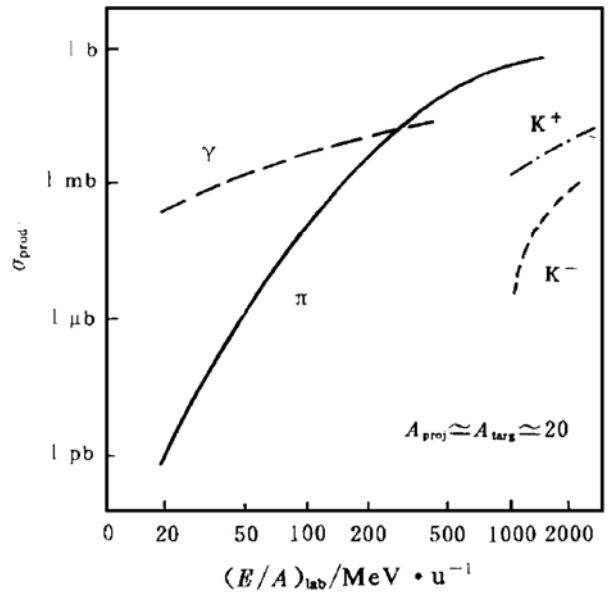


图7 不同入射能量下, $^{20}\text{A}_{\text{弹核}} + ^{20}\text{A}_{\text{靶核}}$ 反应体系中 γ 、 π 、 K^\pm 的产生截面

从图中看出, 对 $b=0, 1$ fm 的碰撞, 主要的机制是受激发原子核衰变为三个接近等质量的碎片, 同时有部分裂变事件; 对 $b=2$ fm 的碰撞, 裂变事件已变得占绝对优势; 对 $b=3, 4$ fm 的碰撞, 是典型的非完全深部非弹性碰撞. 从以上分析看出, 多重碎裂来自于中心碰撞.

在中能区重离子碰撞中, 核子自由度占主导地位, 介子自由度已开始出现. 为了解释这些实验结果, 提出了参加者-旁观者模型. 参加者部分由于碰撞在初始阶段相对动能会转化为体系的热能和压缩能, 紧接着体系退激, 可能发射出 γ 、 e^+ 、 e^- 、 π^0 、 π^\pm 、 η 、 K^+ 、 \bar{p} 等. 而旁观者由于其表面能的变化和与参加者部分有很少核子交换而导致一定的激发, 旁观者通过蒸发粒子、裂变和碎裂退激发. 图7给出了在不同入射能量下, $^{20}\text{A}_{\text{弹核}} + ^{20}\text{A}_{\text{靶核}}$ 反应体系中 γ 、 π 、 K^\pm 的产生截面^[19,20], 体系发射的 γ 是“硬” γ , 其能量大于 30 MeV, 是巨共振能量的两倍. 在中高能重离子碰撞中, 所测介子中最丰的应当是 π . 为了提供碰撞动力学初始相高压缩的证据, 对

π 多重性和 π 流进行分析是很重要的。人们曾用核内级联 INC 模型计算 π 产生, 但计算的 π 多重性高于实验值, 这主要是由于部分可利用能量变成核物质的压缩能和位能, 剩下的部分能量才贡献于 π^- 产生。 K^- 介子产生的最基本、最简单的方法是伴随核子-核子的碰撞。一般认为, K^- 介子有特别小的吸收, 与核子有小的散射截面, 特别是 K^+ , 一旦 K^+ 介子在高压缩区域产生, 它们可以在没有与周围介质相互作用的情况下而逃逸。因此, 为了理解高温高密核物质的性质和原子核状态方程, 认为奇异粒子是一种最有希望的工具。总之, 在中能重离子碰撞中, 核可能被压缩到正常密度的 2~3 倍。参加者核子有一部分会被激发到较短寿命的状态, 在大约 15 fm/c 的压缩期间, 会产生新的粒子, 产生机制强烈地依赖于状态方程。

4 结论

对当前在核子自由度占优势时原子核状态方程的研究情况进行了评述, 在饱和状态下, 直接研究原子核状态方程有很多局限, 而天体测量中误差很大, 要确定超新星和中子星中的原子核状态方程会有很多的困难。通过控制中能重离子碰撞的条件, 如轰击能量、碰撞参数、碰撞体系的质量等, 以及通过分析集体流、中等质量碎片的发射、介子产生, 可以获得较为可信的原子核状态方程。近年来, 由放射性核束引起的反应, 能够产生高同位旋核物质。目前, 对同位旋相关的原子核状态方程的研究以及由此对中子星的静态和动力学演化性质的研究已成为原子核物理研究的前沿课题之一。

参 考 文 献

- 张丰收, 葛凌霄. 原子核多重碎裂. 北京: 科学出版社, 1998
- Zhang F S. Phase Transitions, Correlations and Fluctuations of Nuclear Multifragmentation. *Z Phys*, 1996, A356: 163~170
- Chao W Q. Analyses of Some Promising QGP Signals. International Nuclear Conference, Singapore: World Scientific, 1996, 126~139
- Brown G E eds. Theory of Supernovae. *Phys Rep*, 1980, 163: 171C~320C
- Chandrasekhar S. On Stars, Their Evolution and Their Stability. *Rev Mod Phys*, 1984, 56: 137~147
- Stock R. Particle Production in High Energy Nucleus-nucleus collisions. *Phys Rep*, 1986, 135: 259~315
- Glendening N K. Equation of State from Nuclear and Astrophysical Evidence. *Phys Rev*, 1988, C37: 2 733~2 743
- Bertsch G F, Gupta Das S. A Guide to Microscopic Models for Intermediate Energy Heavy Ion Collisions. *Phys Rep*, 1988, 160: 189~233
- Li B A, Ko C M, Bauer W. Isospin Physics in Heavy-ion Collision at Intermediate Energies, *Int J Mod Phys*, 1998, E 7(2): 147~229
- Chen L W, Zhang F S, Jing G M. Analysis of Isospin Dependence of Nuclear Collective Flow in an Isospin Dependent Quantum Molecular Dynamics Model. *Phys Rev*, 1998, C58(40): 2 283~2 291
- Chen L W, Ge L X, Zhang X D *et al.* Isospin Equilibrium and Nonequilibrium in Heavy Ion Collisions at Intermediate Energies. *J Phys*, 1997, G23: 211~218
- 张丰收, 葛凌霄. 重离子碰撞中的激发能问题. *高能物理与核物理*, 1992, 16: 666~669
- 张丰收, 葛凌霄. 费米能区重离子碰撞动力学(I)动力学能量关系. *高能物理与核物理*, 1990, 14: 561~568
- 张丰收, 葛凌霄. 费米能区重离子碰撞动力学(II)动力学与碰撞参数的关系. *高能物理与核物理*, 1990, 14: 1 054~1 050
- 张建明, 葛凌霄, 张丰收等. 动量相关平均场的 BUU 计算. *高能物理与核物理*, 1991, 15: 457~464
- 张丰收, 葛凌霄. 高能质子发射和冷原子核多重碎裂类型. *高能物理与核物理*, 1997, 21: 523~529; 极端条件下原子核性质研究——热核和多重碎裂. *原子核物理评论*, 1997, 14(4): 213~217
- Zhang F S, Suraud E. Boltzmann-Langevin Equation, Dynamical Instability and Multifragmentation. *Phys Lett*, 1993, B319: 35~40
- Zhang F S, Suraud E. Analysis of Multifragmentation in a Boltzmann-Langevin Approach. *Phys Rev*, 1995, C51: 3 201~3 210
- Metag V. Hard Photon and Subthreshold Neutral Pion Production in Heavy Ion Collisions. *Nucl Phys*, 1988, A488: 483C~502C
- Suraud E, Gregoire C, Tamain B. Birth, Life and Death of Hot Nuclei. *Prog Part Nucl Phys*, 1989, 23: 357~450

(上接第226页)

On Nuclear Equation of State

Zhang Fengshou

*(Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy
Ion Accelerator of Lanzhou, Institute of Modern Physics,
the Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000)*

Abstract The knowledge of nuclear equation of state for which nucleonic effects are dominant is presented. The direct studies which close to the saturation state and the indirect studies involving heavy ion collisions on nuclear equation of state are reviewed.

Key words nuclear equation of state nuclei at high density and high temperature heavy ion collision