



中能重离子碰撞动力学理论的新进展*

刘建业 刘 航 陈 波

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

摘 要 简要评述当前几种主要的中能重离子碰撞动力学理论优缺点的基础上, 介绍本小组初步建立起来的两体关联输运理论以及中能重离子碰撞中同位旋相关输运理论的进展情况.

关键词 重离子碰撞动力学 两体关联动力学 同位旋物理

分类号 O571.42

1 引 言

1.1 中能重离子碰撞的主要特征

1.1.1 极端条件下热密核和远离 β 稳定线核物质乃至纯中子核物质的产生

当两个中能重离子($10 \text{ MeV/u} < E_{\text{Lab}} < 2 \text{ GeV/u}$)碰撞时, 由于将很大的相对运动动能转变为核物质的内部激发能、集体运动动能和压缩能, 从而使核物质的温度迅速上升, 可高达 $3 \sim 7 \text{ MeV}$. 由于两核碰撞中核子的相对运动速度大于核子在核介质中的速度, 故发生了核物质的挤压和堆积, 使核物质的密度大于正常核物质密度的 $1.5 \sim 3$ 倍, 即形成了热密核物质. 这与在低能重离子碰撞中被认为核物质密度是常数和核体积不变截然不同. 对这种热密核物质的热力学性质、输运特性、其产生过程和衰变性质的研究就成为当前核物理研究的热点课题.

由于中能重离子碰撞中会产生大量放射性核素, 特别是远离 β 稳定线、直至中子和质子滴线核, 乃至纯中子核物质, 加之近年来放射性束装置技术的发展, 大大地扩展了弹核的同位旋 $[(N-Z)/A]$ 自由度和弹靶组合的多样性, 从而为合成大量远离稳定线的奇异核素并系统研究它们的性质、结构和反应动力学创造了新的机遇.

1.1.2 液-气共存和相变及多重碎裂

由于在中能重离子碰撞中核子之间的激烈碰撞及两体碰撞和平均场作用之间的交织产生了显著的动力学涨落, 从而在碰撞系统的压缩和膨胀中引起了核物质密度大的涨落, 使碰撞系统的核物质达到力学不稳定区. 同时由于中子过剩, 自由度大的变化, 从而引起碰撞系统达到化学不稳定区, 产生了液-气共存和相变, 在碰撞过程中出现大量中等质量碎片, 即多重碎裂.

1.1.3 集体流的产生

在中能重离子碰撞中, 由于核物质在碰撞的纵向方向受到强大的压缩, 从而在随后碰撞系统的膨胀中产生了垂直于纵向方向的优势粒子和碎片发射, 即集体流. 这些集体流就直接携带着有关热密核性质的信息.

1.1.4 由非平衡态到平衡态的过渡和有序运动到无序运动的转化

中能重离子碰撞的动力学过程是个典型的非平衡态输运过程, 实验上观测到的从前平衡粒子发射到中等质量碎片多重性的靶核无关性和发射粒子或碎片动量分布的各向同性就表明由非平衡态到平衡态的过渡. 另外, 也产生了由集体运动到碰撞系统的热化、熵, 乃至混沌运动的出现就表现出碰撞系统从有序运动到无序运动的转化.

* 1997 - 12 - 18 收稿.

* 国家自然科学基金(项目号 19775057)、中科院九五基础性研究重大项目和中科院院长特别基金资助.

1.2 中能重离子碰撞动力学理论的基本问题和新进展

理论上要描述具有以上主要特征的中能重离子碰撞的动力学过程,就涉及到要处理一个有限量子多体系统在强相互作用和库仑作用下的碰撞动力学过程问题.该问题解决起来十分复杂而困难,特别是中能重离子碰撞处在以平均场耗散和泡利阻塞效应占主导地位的低能重离子碰撞向以两体碰撞居主导地位的更高能重离子碰撞的过渡区,任何想描述这种过渡区碰撞特征的动力学理论都须同时包括与时间有关的平均场、两体碰撞和泡利阻塞效应.为此推广的与时间有关的哈托里-福克(ETDHF)理论是个比较理想的理论.但由于在ETDHF中的两体关联函数的结构细节不清楚,难以构成两体关联函数的运动方程,故当前主要都是在ETDHF基本物理思想的框架内采用唯象或半唯象的方法,主要有 Boltzmann 型和量子分子动力学两大系列的模型理论.前者包括 Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU)^[1]和 Boltzmann-Langevin(B-L)^[2]方程等,后者包括量子分子动力学(QMD)^[3]、AQMD^[4]和 MQMD^[5]等.这两大类模型理论构成当前描述中能重离子碰撞动力学的主流,也取得了相当大的成功,但同时也都存在着严重的缺欠.例如,BUU在描述平均物理观测量诸如集体流和 QMD在描述多重碎裂等方面都取得很好的效果.但 BUU 方程的严格求解相当困难,故采用蒙特卡罗模拟和试验粒子网格法,将重离子碰撞中的关联和涨落平均掉了,无法描述碎片的形成和多重碎裂.而 QMD 除描述单粒子运动的哈密顿方程外,至今还没有从多体量子理论出发推导出 QMD 的完整输运方程.实际上,QMD 没有理论基础.特别是 BUU 和 QMD 的平均场和碰撞项都是分别参数化的,不可能将两部分进行自洽耦合.实际计算时,采取了马尔科夫近似.

为了克服当前这些理论的缺点,应完整地考虑平均场、碰撞与关联和泡利阻塞效应,

同时又使平均场和碰撞项之间完全自洽耦合.为此,我们基于由王顺金等人建立的两体关联动力学^[6,7],选择时间相关的相干单粒子波函数作为工作表象,初步建立起了两体关联的输运理论(TBCTT)^[8].初步计算结果表明,该理论可以给出中能重离子碰撞动力学过程的合理描述,并得到可与 QMD 的结果相比的结果,是一个非常有望的量子多体输运理论.为了作到与实验结果的定量比较,目前 TBCTT 还在继续完善之中.

为了描述重离子碰撞过程中的同位旋效应,在 BUU 方程和 QMD 的平均场和碰撞项中分别考虑了同位旋自由度;同样在 TBCTT 的平均场和相互作用中也考虑了同位旋自由度,即可得到同位旋相关的输运理论.不过对重离子碰撞中同位旋效应的研究起步较晚,而平均场中同位旋相关的对称能的密度依赖形式和介质中核子-核子碰撞截面的同位旋依赖性质正处在探索之中.

下面先简要介绍 BUU 方程和 QMD 两类输运模型的基本情况和存在的问题,然后介绍 TBCTT 理论的初步计算结果和需要解决的问题,最后简要论述与同位旋相关的输运理论的进展.

2 当前主要的重离子碰撞动力学理论

2.1 BUU 方程

BUU 方程形式如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial f}{\partial r} - \nabla U \cdot \frac{\partial f}{\partial p} = \\ - 4 \int \frac{d^3 P_2 d^3 P_1' d^3 P_2' d\Omega}{(2\pi)^6} \sigma u_{12} \cdot \\ [f f_2 (1 - f_1') (1 - f_2') - \\ f_1' f_2' (1 - f) (1 - f_2)] \cdot \\ \delta^3(P + P_2 - P_1' - P_2'). \quad (1) \end{aligned}$$

这是关于单粒子相空间分布函数 $f(\mathbf{r}, \mathbf{P})$ 的积分微分方程,方程右边是碰撞项,其中 σ 表示参数化了的核子-核子碰撞截面, σ 可以是自由核子-核子的碰撞截面,也可以是介质中的核子-核子碰撞截面.如果令右边的碰撞

项为零，就是只能描述独立粒子运动的平均场方程——Vlasov 方程。其中 U 表示平均场，如下所示

$$U = U^{\text{sky}} + U^{\text{yuk}} + U^{\text{coul}} + U^{\text{sym}} + U^{\text{pauli}}, \quad (2)$$

其中，方程右边各项分别表示 Skyrme 势、Yukawa 势、库仑势、对称势和泡利势。除库仑势外，其他各种势都有常用的形式及相应的参数。这些势参数可在确定碰撞核的基态性质中加以选定。由于数值求解此积分微分方程相当困难，只能采用蒙特卡罗模拟和试验粒子网格法进行数值计算。当前利用 BUU 方程在计算中能重离子碰撞集体流和碰撞总截面等平均物理观测量方面取得了相当好的结果。但由于采用试验粒子网格法相当于系综平均，从而将中能重离子碰撞中重要的涨落和关联平均掉了，因此无法描述碎片形成和多重碎裂的过程。

为了描述涨落和关联，在 BUU 方程右边增加了碰撞涨落项。它是由随机力产生的平均场和两体碰撞项之间的交织，引起动力学涨落和关联，从而导致密度的涨落。可以描述碎片的形成和多重碎裂，即谓 Boltzmann-Langevin^[2] 方程，是 BUU 方程的推广，相当于对平均场和两体碰撞项及碰撞与碰撞项之间的耦合在弱耦合条件下的近似处理。

2.2 量子分子动力学(QMD)

QMD 同样包括平均场和碰撞项。单粒子在相空间的分布函数是高斯波包，形式为

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{P}) = \frac{1}{(\pi\hbar)^3} \exp\{-[\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t)]^2/2L - [\mathbf{P} - \mathbf{P}_i(t)]^2 \cdot 2L/\hbar^2\},$$

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{P}) = \sum_i f_i(\mathbf{r}, \mathbf{P}). \quad (3)$$

这与 BUU 方程在相空间中的 δ 函数分布很不相同。计算中采用单个事件的模拟，从而保留了重离子碰撞中的主要特征——涨落和关联，适合于描述碎片的形成和多重碎裂。

当前利用 QMD 比较成功地描述了重离

子碰撞中非均匀核物质的动力学时间演化过程 and 多重碎裂。但至今并没有推导出包括平均场和碰撞项的输运方程，碰撞项也只是在数值计算中加入的。实际上，QMD 还没有可靠的理论基础。

QMD 的总分布函数是单个粒子分布函数的叠加，故不能很好地描述重离子碰撞中核子的费米子行为。Horiuchi^[4] 提出总的波函数是单粒子波函数的 Slater 行列式，考虑了费米子反对称化的要求，故称为 AMD。在计算重离子反应产物的同位素分布中呈现了实验上给出的特征。但 QMD 的其他缺点仍然存在。

在 BUU 和 QMD 两类模型中，平均场和碰撞项都是分别参数化的，没有进行动力学耦合。这也是不自洽的。

3 两体关联输运理论(TBCTT)^[8]

鉴于当前几种主要的重离子碰撞动力学理论中存在着诸多缺欠和问题，如何从量子多体理论出发，推导出能够克服现有理论中的缺欠的多体量子输运理论，就是本工作的出发点。

基于王顺金等人^[6,7] 建立的两体关联动力学理论，选用时间相关的相干单粒子波函数作为工作对象，推导出了两体关联输运理论(TBCTT)。

3.1 两体关联动力学

非相对论多体系统的量子行为可用 A 体密度矩阵 ρ_A 来描述并服从薛定谔方程。它的时间演化服从 Von-Neumann 方程

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho_A = [H_A, \rho_A], \quad (4)$$

式中， H_A 是 A 体系统的哈密顿量。引入约化密度矩阵后，从(4)式即可得到 BBGKY 方程系列。但在 BBGKY 方程系列中，关联项和非关联项是混合的，难以根据物理要求按照关联的等级进行截断近似。而王顺金等人通过非线性变换，在 BBGKY 方程系列中从 n 体约化密度矩阵中分离出第 n 体关联函数

Cn , 从而得到多体关联动力学方程组. 如令三体以上的关联函数为零, 就得到两体关联动力学方程组(TBCD). 它正好包含时间有关的平均场和两体碰撞项, 因为是多体量子理论, 在描述费米子系统时自动包含了泡利阻塞效应. 这正是严格的推广的与时间有关的哈托里-福克方程(ETDHF). 如略去两体关联项, 就是时间有关的哈托里-福克(TDHF)方程. 这里将 TBCD 方程作为介绍重离子 TBCTT 的基础方程. 这组方程是一体密度矩阵和两体关联函数的耦合方程组.

3.2 两体关联输运理论(TBCTT)

选择一种能合理描述重离子碰撞中核子的费米行为的单粒子波函数作为基矢, 就成为建立 TBCTT 的关键问题. 按 QMD 描述重离子碰撞动力学的经验, 选时间相关的相干单粒子波函数作为该理论的工作表象如下:

$$\varphi_{z_i}(i) = \varphi_{z_i}(\mathbf{r}; t) \otimes X_{\alpha_i},$$

$$i = 1, 2, \dots, A, \quad (5)$$

式中, X_{α_i} 为第 i 单粒子的自旋的同位旋波函数, 而空间波函数 $\varphi_{z_i}(\mathbf{r}; t)$ 和 QMD 的单粒子波函数形式相同. 这种高斯波包类型的波函数是非正交的, 即 $\langle \varphi_{z_i} | \varphi_{z_j} \rangle \equiv d_{ij}$. 可用 φ_{z_i} 来构造一单粒子正交态为

$$|\psi_{\alpha}\rangle = \sum_i d_{ia}^{-1/2} |\varphi_{z_i}\rangle, \quad (6)$$

而两体关联动力学中的一体密度矩阵和两体关联函数可用这组正交的单粒子态 ψ_{α} 展开:

$$\rho(11'; t) = \sum_{\alpha\beta} n_{\alpha\beta}(t) \psi_{\alpha}(1) \psi_{\beta}^*(1'), \quad (7)$$

$$C_2(12, 1'2'; t) = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} f_{\alpha\beta\gamma\delta}(t) \psi_{\alpha}(1) \psi_{\beta}(2) \psi_{\gamma}^*(1') \psi_{\delta}^*(2'). \quad (8)$$

再将方程(7)式和(8)式代入两体关联动力学方程组, 就可推导出如下的 TBCTT 的耦合方程组:

$$i\hbar \frac{d}{dt} n_{\alpha\beta}(t) = \sum_{\gamma} [T_{\alpha\beta\gamma}^1(t) + E_{\alpha\beta\gamma}^1(t)] +$$

$$\sum_{\alpha'\beta'\gamma'} [f_{\alpha'\beta'\gamma'}(t) \langle \alpha'\gamma' | V | \alpha'\beta' \rangle - f_{\alpha\beta\gamma}(t) \langle \alpha\gamma | V | \beta\beta' \rangle], \quad (9)$$

$$i\hbar \frac{d}{dt} f_{\alpha\beta\gamma\delta}(t) = \sum_{\mu} [T_{\alpha\beta\gamma\delta\mu}^2(t) + E_{\alpha\beta\gamma\delta\mu}^2(t)] + \sum_{\alpha'\beta'\gamma'\delta'} [B_{\alpha\beta\delta\gamma\alpha'\beta'\gamma'\delta'}(t) + H_{\alpha\beta\delta\gamma\alpha'\beta'\gamma'\delta'}(t) + P_{\alpha\beta\delta\gamma\alpha'\beta'\gamma'\delta'}(t)], \quad (10)$$

实际上是一体密度矩阵展开系数 $n_{\alpha\beta}(t)$ 和两体关联函数展开系数 $f_{\alpha\beta\gamma\delta}(t)$ 的耦合方程组. 求解方程(9)式和(10)式, 就可求得 $n_{\alpha\beta}(t)$ 和 $f_{\alpha\beta\gamma\delta}(t)$; 通过方程(7)和(8)式就可求得一体密度矩阵和两体关联函数; 再通过一体密度矩阵和两体关联函数, 就可求得两体密度矩阵

$$\rho_2(12, 1'2') = \{\rho(11')\rho(22') - \rho(12')\rho(21')\} + C_2(12, 1'2'). \quad (11)$$

有了一体密度矩阵和两体密度矩阵, 原则上任何物理观测量都可得以计算. 问题是如何构造和求解相干单粒子波函数随时间演化的运动方程. 如文献[8]中所述, 有多种方法可以得到这种类型的相干单粒子态, 例如时间有关的哈托里-福克方程、时间有关的变分原理和 Vlasov 方程等. 其中, 这些方程的平均场都可以通过上面计算的一体密度矩阵来计算. 通过平均场的计算, 就可将单粒子运动方程和两体关联动力学运动方程组(9)式和(10)式完全自治地耦合起来, 而计算平均场用的相互作用和两体关联动力学方程组中用的相互作用完全一致. 这就克服了 BUU 和 QMD 理论中单粒子运动和两体碰撞不能自治耦合的缺点.

为了简化数值计算, 先初步检验 TBCTT 的合理性. 在两种简化和近似情况下, 本小组利用 Vlasov 方程进行了计算.

3.2.1 删除 QMD 碰撞项的平均场方程

删除 QMD 碰撞项作为相干单粒子态的

运动方程，用 TBCTT 中的两体关联动力学方程代替 QMD 的碰撞项，其中平均场与 QMD 相同，而两体关联动力学方程中的相互作用仅考虑 Skymer 势，主要目的是检验两体关联动力学能否起到与 QMD 碰撞项相

趋于一致的耗散过程，对于平均场(即删除 QMD 碰撞项)没有耗散过程. 图 2 给出了 ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li}, b=1.0 \text{ fm}$ 和在三种入射能量条件下，QMD 和 TBCTT 两种理论的结果. 图 3 给出了 ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li}, E_{\text{Lab}}=120 \text{ MeV/u}$ 和两种碰撞参数 $b=1.0 \text{ fm}$ 和 $b=0.0 \text{ fm}$ 时两种模型的结果. 图 4 给出了在 ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li}, {}^4\text{He} + {}^4\text{He}, {}^8\text{Be} + {}^8\text{Be}, E_{\text{Lab}}=40 \text{ MeV/u}$ 和 $b=1.0 \text{ fm}$ 条件下两种模型的计算结果. 可以明显地看出，对两种理论， Q_{zz} 的时间演化过程基本一致，即随入射能量增加，碰撞系统的变重和碰撞参数的变小，使碰撞变得越激烈，则曲线随时间的增加下降得就越陡，这时耗散过程便加快.

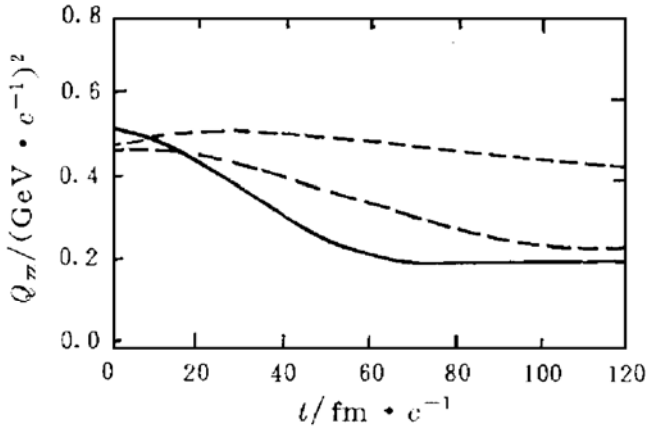


图 1 用三种理论得到的核子动量分布四极矩 Q_{zz} 的时间演化
 -----QMD 无碰撞项, -.-.-QMD,
 ——TBCTT.

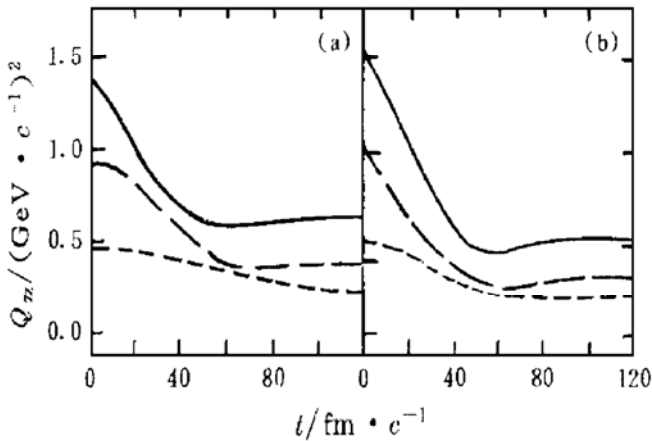


图 2 关于不同入射能量下的 Q_{zz} 的时间演化
 (a)为 QMD, (b)为 TBCTT;
 -----40 MeV/u, -.-.-80 MeV/u,
 ——120 MeV/u, 碰撞参数 $b=1.0 \text{ fm}$.

同的作用. 本小组在不同入射道条件下计算和比较了 QMD 与 TBCTT 两种理论关于粒子动量分布四极矩 Q_{zz} 的时间演化过程. 先在图 1 中比较了 QMD、TBCTT 和平均场三种情况下 (${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li}, E_{\text{Lab}}=40 \text{ MeV/u}$ 和 $b=1.0 \text{ fm}$) Q_{zz} 的时间演化过程. 可以明显地看出，QMD 和 TBCTT 的 Q_{zz} 随着时间的增加

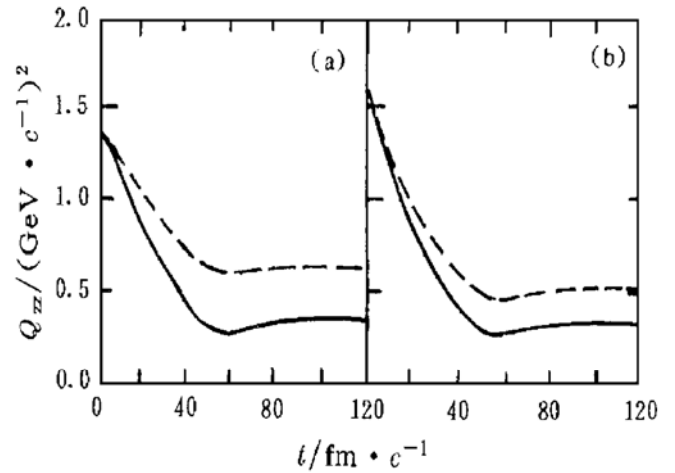


图 3 入射能量 $E_{\text{lab}}=120 \text{ MeV/u}$ 不同碰撞参数情况下的 Q_{zz} 的时间演化
 (a)为 QMD, (b)为 TBCTT;
 —— $b=0.0 \text{ fm}$, -.-.- $b=1.0 \text{ fm}$.

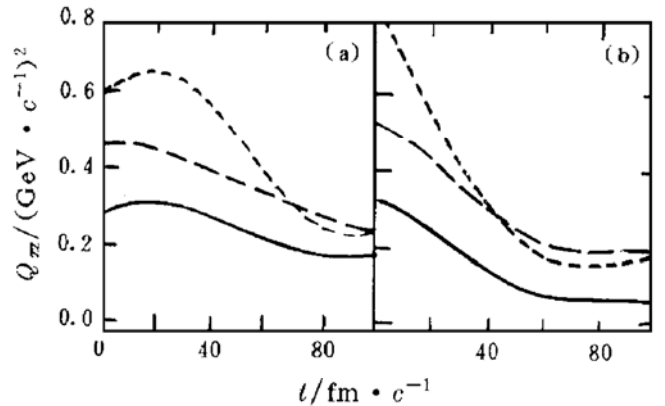


图 4 三种碰撞系统的 Q_{zz} 的时间演化
 (a)为 QMD, (b)为 TBCTT;
 $E_{\text{lab}}=40 \text{ MeV/u}, b=1.0 \text{ fm}$;
 —— ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$, -.-.- ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li}$, ---- ${}^8\text{Be} + {}^8\text{Be}$.

以上结果足以说明, TBCTT 中的两体关联动力学起到了与 QMD 碰撞项相似的作用, 即通过碰撞和关联引起碰撞系统的耗散, 故对两种理论得到了基本一致的 Q_{zz} 的时间演化过程. 特别是随入射道条件的变化, 其 Q_{zz} 的变化也基本一致.

3.2.2 Vlasov 方程^[10]

平均场计算中所用的相互作用与两体关联动力学的相互作用完全一致, 仅考虑简化的 Skyrme 作用. 这样, 单粒子运动方程与两体关联动力学方程完全自洽耦合. 在此简化情况下, 本小组计算和检验了反应系统的守恒定律, 即总粒子数、总能量和总动量在碰撞过程中是否守恒? 计算结果表明, 以上三种物理量在系统整个碰撞过程中严格保持了守恒. 这是当前几种动力学理论, 如 BUU 和 QMD 都难以作到的. 同时还计算了不同关联下的等级截断, 如玻恩近似, 考虑了高级粒子-粒子关联情况下的单粒子几率分布随时间演化过程和系统熵随时间演化情况, 给出了合理的描述.

目前计算中采取了一些近似, 还没有与实验进行定量比较. 现在正考虑在相互作用中加入库仑作用势、Yukawa 势和对称势等, 逐步完善理论, 以达到与实验数据进行定量比较的目的.

4 同位旋相关中能重离子碰撞理论^[11]

中能稳定的原子核和放射性(丰中子或缺中子)原子核引起的重离子碰撞能够产生明显的同位旋非对称核物质, 即各种放射性核乃至中子滴线核和质子滴线核, 这就为研究重离子碰撞中各种物理观测量的同位旋效应(同位旋物理)提供了良好的实验室. 当前实验研究表明, 放射性核的诸多静态性质和动态性质都呈现出了明显的同位旋效应. 例如, 放射性核, 特别是中子滴线核的结合能、中子波、核形变和密度分布等都依赖于有效相互作用的同位旋分量的动态性质. 中能重离子碰撞中的多重碎裂、集体流、液-气相变、反应总截面、反应产物的同位素比和中

子-质子比等都深受同位旋相关状态方程和同位旋相关核子-核子碰撞截面的影响. 因此从理论上考虑同位旋非对称系统反应中有关物理观测量的同位旋效应就成为理论研究非常感兴趣的课题.

为了解释和预言非对称核物质重离子碰撞过程中诸多物理观测量的同位旋效应, 必须进一步完善为描述重离子碰撞而发展起来的理论. 例如, 同位旋相关的渗透模型^[12]、同位旋相关的格点气体模型和同位旋相关的输运模型都是将现有的重离子碰撞理论推广到包括同位旋自由度, 其中同位旋相关的输运理论对于研究同位旋相关的原子核状态方程和介质中核子-核子碰撞截面的同位旋相关性更为有用. 下面将简要介绍同位旋相关的输运模型进展情况.

4.1 重离子碰撞的同位旋相关的输运理论

同位旋自由度被以各种不同方式包括在 BUU 理论中^[1]或者 QMD^[3]动力学中, 即在那些模型中靶核和弹核的核子初始相空间分布、核子-核子碰撞截面、平均场和泡利阻塞都是同位旋相关的.

关于同位旋相关的核子-核子碰撞截面通常采用根据实验数据参数化的自由核子-核子碰撞截面^[13], 即为

$$\sigma_{np}^{\text{free}} = -70.67 - 18.18\beta^{-1} + 25.26\beta^{-2} + 113.85\beta, \quad (12)$$

$$\sigma_{pp}^{\text{free}} = 13.73 - 15.04\beta^{-1} + 8.76\beta^{-2} + 68.67\beta^4, \quad (13)$$

式中, 截面单位为 mb, $\beta = v/c$ 是弹核子的速度. 该公式适用的能量范围为 $10 \text{ MeV} \leq E_{\text{lab}} \leq 1000 \text{ MeV}$.

以上两式计算结果表明, 中子-质子碰撞截面比中子-中子或质子-质子截面在入射能量低于 500 MeV 的区域大 2~3 倍. 介质中主要要考虑多体效应和泡利阻塞效应的影响, 目前对于介质中核子-核子碰撞截面的知识知之甚少. 不同理论模型计算均带有很大的不确定性. 不过对中能重离子碰撞集体流的研究表明, 介质中核子-核子碰撞截面将按

下列形式减小^[14],

$$\sigma^{\text{介质}} = (1 + \alpha \frac{\rho}{\rho_0})\sigma^{\text{free}}, \quad (14)$$

一般 $\alpha = -0.2$.

输运理论中的平均场势中要考虑对称势 $V_{\text{asy}}^{\text{n(p)}}(\rho, \delta)$, 此时全部平均场势为

$$V^{\text{n(p)}}(\rho, \delta) = A(\frac{\rho}{\rho_0}) + B(\frac{\rho}{\rho_0})^\sigma + V_c^{\text{p}} + V_{\text{asy}}^{\text{n(p)}}(\rho, \delta), \quad (15)$$

式中, ρ 和 δ 分别是核子密度和中子过剩 $\delta = (\rho_n - \rho_p) / (\rho_n + \rho_p)$. 而对称势 $V_{\text{asy}}^{\text{n(p)}}(\rho, \delta)$ 敏感地依赖于 ρ 、 δ 以及 ρ 的函数形式. 在丰中子核碰撞中, 对称势对于中子和质子的运动有着不同的影响, 从而将导致不同的能谱和产物. 这里只给出关于 ρ 的最简单形式的势为

$$V_{\text{asy}}^{\text{n(p)}} = \pm 2e_a \frac{\rho_n \cdot \rho_p}{\rho_0}, \quad (16)$$

式中, ρ_n 、 ρ_p 分别为中子密度和质子密度.

4.2 中能重离子碰撞中有关物理观测量的同位旋依赖性

在同位旋非对称的原子核碰撞中, 通过输运理论可以将物理观测量与同位旋相关的平均场势或者介质中同位旋相关的核子-核子碰撞截面联系起来, 以研究和确定非对称核物质的状态方程和介质中同位旋相关的核子-核子碰撞截面. 为此, 尽可能挑选只对同位旋相关的平均场势灵敏或者对介质中同位旋相关的核子-核子碰撞截面灵敏的物理观测量.

4.2.1 对同位旋相关平均场势灵敏的物理观测量

研究表明, 中能丰中子核碰撞中前平衡核子发射中子-质子比 dN_n/dN_p 主要对同位旋相关的对称势灵敏, 而对核子-核子碰撞截面不灵敏. 因为对称势对中子起排斥作用, 而对质子是吸引作用, 故在重离子碰撞中使多于质子的中子处于非束缚态并获得比质子更高的能量. 因而中子过剩 δ 大的碰撞系统的 dN_n/dN_p 比 δ 小的碰撞系统的数值大^[15].

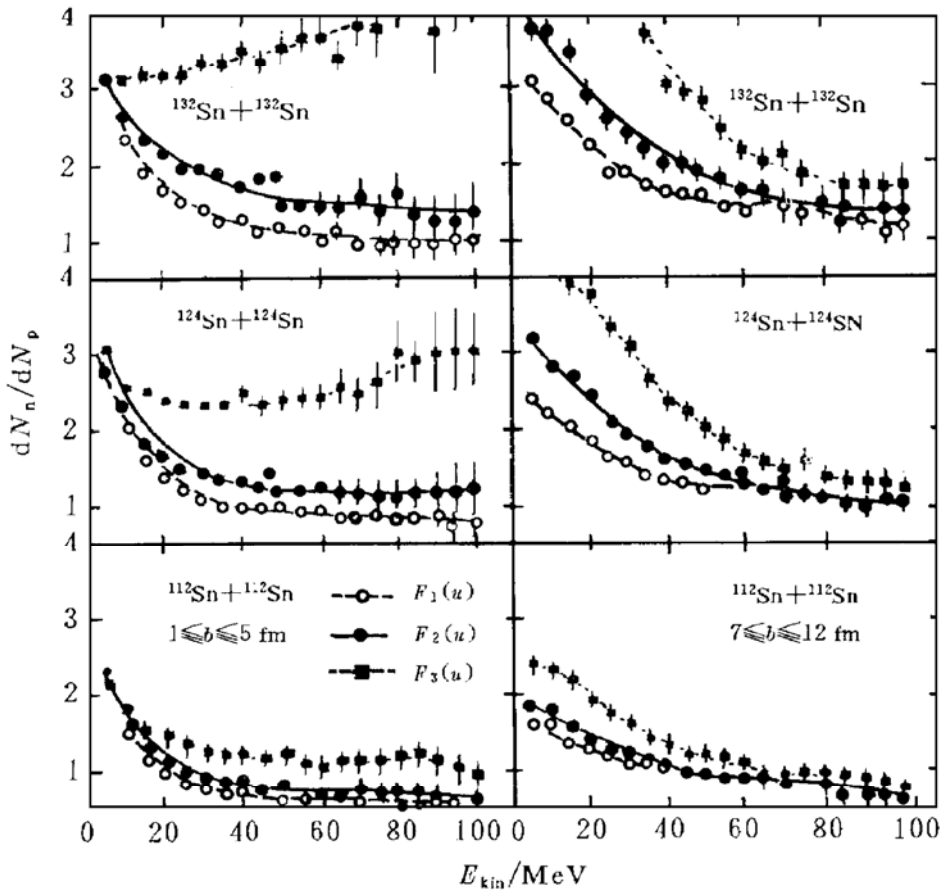


图 5 前平衡中子-质子比的动能谱对于三种不同形式的 ρ 函数 $F(u)$ (a)为近心碰撞, (b)为周边碰撞.

而且 dN_n/dN_p 对于对称势中关于密度 ρ 的函数形式很灵敏. 图 5 给出了三种 δ 不同的碰撞系统 ($^{132}\text{Sn} + ^{132}\text{Sn}$ 、 $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ 和 $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$) 近心碰撞 (a 图) 和周边碰撞 (b 图) 和三种不同对称能形式 (即 $F(u)$, $u = \rho/\rho_0$) 条件下前平衡发射中子-质子比 dN_n/dN_p 的动能谱的计算结果. 可以明显看出, 丰中子碰撞系统的 dN_n/dN_p 大, 且对于对称能中不同的密度 ρ 的函数形式很灵敏, 即表现出明显的同位旋效应. 那么实验上就可以观测不同中子过剩 δ 碰撞系统的前平衡发射中子-质子比的动能谱, 并用同位旋相关的输运理论与实验进行拟合, 调节对称能的强度和 ρ 的函数形式, 以确定同位旋不对称核物质的状态方程.

4.2.2 对同位旋相关的核子-核子碰撞截面灵敏的物理观测量

中能重离子碰撞中的集体流和平衡能量 (横动量为零时的入射能量) 主要由介质中核子-核子碰撞截面决定, 此时对于对称能不灵敏. 实验上就可观测质量相同而 $(N/Z)_{\text{sys}}$ 不同的碰撞系统的集体流随 $(N/Z)_{\text{sys}}$ 的关系. 图 6 给出了入射能量为 55 MeV/u 的三种碰撞系统 ($^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ 、 $^{58}\text{Fe} + ^{58}\text{Fe}$ 和 $^{58}\text{Mn} + ^{58}\text{Fe}$) 所发射的粒子电荷数为 $Z=1, 2, 3$ 的三种离子集体流参数对碰撞系统 $(N/Z)_{\text{sys}}$ 的变化关系. 从这些实验数据可以明显看出集体流的同位旋效应^[16].

同样集体流的平衡能量也呈现出明显的同位旋效应^[17]. 理论上可用同位旋相关的输运理论如 QMD 或 BUU 来拟合实验数据以提取与同位旋相关的介质中核子-核子碰撞截面的知识. 除以上讨论的物理观测量外, 中能重离子碰撞的反应总截面、液-气相变、多重碎裂和阈下 π 产生等均呈现出明显的同位旋效应. 对这些问题的研究称为同位旋物理. 本文主要讨论重离子碰撞动力学理论的新进展, 简单介绍了同位旋相关的重离子碰撞输运理论, 有关这方面问题的详细论述可见文献^[11].

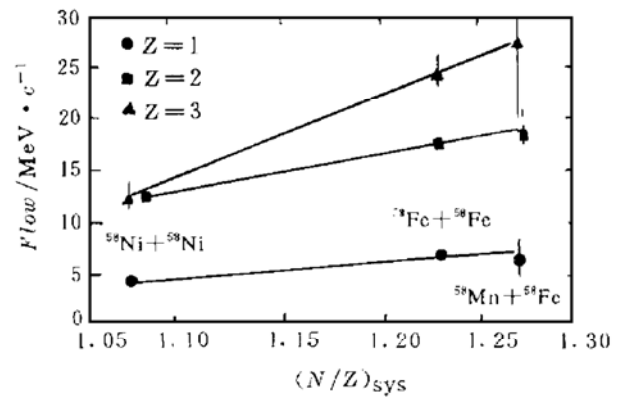


图 6 入射能量为 55 MeV/u 的三种碰撞系统单举测量的集体流参数同位旋效应

同位旋相关的输运理论对建立与分析实验数据和同位旋相关的状态方程及介质中同位旋相关的核子-核子碰撞截面方面是非常有用的, 但目前利用该理论对诸多物理观测量同位旋效应的解释只限于定性水平, 还不能作到定量符合. 因为对称势是密度 ρ 和中子过剩 δ 的函数, 而目前对于对称势对中子过剩 δ 的关系, 特别是对于密度 ρ 的依赖关系的知识非常有限, 只是定性的了解对称势是 δ^2 的关系, 而有关 ρ 的函数形式有多种, 而且有关物理观测量对于 ρ 的函数形式又很敏感, 至于对称势的温度依赖关系更是知之甚少. 另外, 对于介质中同位旋相关的核子-核子碰撞截面的知识更为有限; 对于自由核子-核子碰撞截面, 已知异类核子碰撞截面大于同类核子碰撞截面, 而通过重离子碰撞集体流和平衡能量的研究得知介质中核子-核子碰撞截面小于自由核子-核子碰撞截面. 以上关于核子-核子碰撞截面的知识都是定性的, 特别是在介质中考虑多体效应和泡利阻塞之后, 其结果的不确定性就更大, 甚至在不同研究小组或者同一小组, 由于对泡利阻塞处理不同而得到的结论差异很大.

以上问题的解决要靠运用同位旋相关的输运理论将实验和理论密切地结合, 系统地研究放射性核之间或放射性核与稳定核之间, 特别是丰中子核之间的碰撞过程中有关物理量的同位旋效应, 以得到同位旋不对称核物质的状态方程和介质中同位旋相关核子

-核子碰撞截面的知识.

参 考 文 献

- 1 Bertsch G F, Gupta S Das. A Guide to Microscopic Models for Intermediate Energy Heavy Ion Collision. *Phys Rep*, 1988, 160: 189~233
- 2 Ayik S, Gregoire C. Fluctuations of Single-particle Density in Nuclear Collisions. *Phys Lett*, 1988, B212: 269~272
- Reinhard P G, Suraud E, Ayik S. The Boltzmann-Langevin Equation Derived from the Real-time Path Formalism. *Ann Phys*, 1992 (N, Y) 213: 204~229
- 3 Aichelin J, Peilert G, Bohnet A et al. Quantum Molecular Dynamics Approach to Heavy Ion Collisions; Description of the Model, Comparison with Fragmentation Data, and Mechanism of Fragment Formation. *Phys Rev*, 1988 C37: 2451~2468
- 4 Oho A, Horiuchi H, Marugama T et al. Antisymmetrized Version of Molecular Dynamics with Two-nucleon Collisions and Its Application to Heavy Ion Reactions. *Prog Theo. Phys*, 1992, 87: 1185~1206
- 5 Liu Jianye, Zhang Shaoguang. The Dynamical Ingredients Governing the Multifragmentation Process and Collision Dynamics in Heavy Ion Collisions. *Z Phys*, 1994 A348: 31~39
- 6 Wang Shunjin, Gassing W. Explicit Treatment of N-Body Correlations within a Density-matrix Formalism. *Ann Phys*, 1985, (N, Y)159: 328~350
- 7 Wang Shunjin, Zuo Wei, Cassing W. Correlation Dynamics of Green Functions. *Nucl Phys*, 1994, A573: 245~275
- 8 Liu Jianye, Wang Shunjin, Di Toro M et al. Two-body Correlation Transport Theory for Heavy Ion Collision. *Nucl Phys*, 1996, A604: 341~357
- 9 Löwdin P O. Quantum Theory of Many-particle Systems, I. Physical Interpretations by Means of Density Matrices. Natural Spin-orbitals, and Convergenge Problems in the Method of Configurational Interaction, *Phys Rev*, 1955, 97: 1474~1489
- 10 刘航, 刘建业, 李希国等. 重离子碰撞两体关联输运理论 IV 守恒定律. *高能物理与核物理*, 1998, 22(1): 55~60
- 11 Li Bao'an, Ko Cheming, Bauer W. Isospin Physics in Heavy-ion Collision at Intermediate Energies MSUCL-1078, TAMU-NUCL-TH-97-04. July 1997
- 12 Kortmeyer G, Bauer W, Kunte G T. Isospin Dependent Multifragmentation in $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ and $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ Collisions. *Phys Rev*, 1997, C55: 2730~2733
- 13 Charagi S K, Gupta S K. Coulomb-modified Glauber Model Description of Heavy-ion Reaction Cross Section. *Phys Rev*, 1990, C41: 1610~1618
- 14 Klakow D, Welke G, Bauer W. Nuclear Flow Excitation Function. *Phys Rev*, 1993, C48: 1982~1987
- 15 Li B A, Ko C M, Ren Z Z. Equation of State of Asymmetric Nuclear Matter and Collisions of Neutron-rich Nuclei. *Phys Rev Lett*, 1997, 78: 1644~1647
- 16 Pak R, Benenson W, Bjarki O et al. Isospin Dependence of Collective Transverse Flow in Nuclear Collisions. *Phys Rev Lett*, 1997, 78: 1022~1025
- 17 Pak R, Li Bao'an, Benenson W et al. Isospin Dependence of Balance Energy. *Phys Rev Lett*, 1997, 78: 1026~1029

New Progress of Heavy Ion Collision Dynamics at Intermediate Energy

Liu Jianye Liu Hang Chen Bo

*(Research Center of Nuclear Theory of National Laboratory of
Heavy Ion Accelerator of Lanzhou,*

Institute of Modern Physics, the Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000)

Abstract Based on the analyses of successes and shortcomings of Boltzmann-type models and quantum molecular dynamics for heavy ion collisions, the new progress of two-body correlation transport theory and isospin-dependent transport models for heavy ion collision are proposed.

Key Words heavy ion collision dynamics two-body correlation dynamics isospin physics