

(9) 249-257

重离子碰撞的两体关联输运理论*

0571.426

刘建业¹⁾ 刘航¹⁾ 王顺金^{1,2)} 陈波¹⁾ 左维¹⁾ 李希国¹⁾

1) (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)

2) (西南交通大学近代物理研究所 成都 610031)

摘要 对中能重离子碰撞的两体关联输运理论、它的 Hierarchy 截断和守恒定律进行了研究. 该理论包括了时间相关的平均场、两体关联和 Pauli 原理, 并且时间相关的平均场和两体关联动力学之间在自洽耦合和非耦合两种情况下进行了数值计算和讨论. 初步计算结果表明, 两体关联输运理论能对重离子碰撞动力学过程进行合理的描述, 总粒子数、总动量和总能量基本上守恒, 从而表明该理论是一个很有发展前景的输运理论.

关键词 重离子碰撞 两体关联动力学 相干单粒子态
分类号 O571.42

输运

1 引言

近年来, 为了描述中能重离子和放射性次级束引起的核反应动力学过程, 已建立了几种重要的输运理论模型并逐步地加以完善^[1]. 其中重要的有 BUU (Boltzmann-Uehling-Uhlenback) 方程^[2]. 该模型包括在时间有关的平均场中的独立粒子运动和粒子之间的随机散射, 虽然它在描述重离子碰撞中平均物理观测量的动力学演化方面取得了成功, 但由于在数值求解方程时采用了试验粒子网格法而略去了动力涨落和关联, 因而无法描述重离子碰撞中重要的碎片形成和多重碎裂. 另一类重要而被广泛应用的输运理论是量子分子动力学(QMD)^[3]. 该模型由于在数值计算中采用逐个事件的模拟从而保留了多体关联, 能成功地描述重离子碰撞中碎片的形成和非均匀核物质的动力学的演化过程. 但是 QMD 除了描述单粒子运动的 Hamilton 方程外, 碰撞项是人为地加进去的. 到目前为止, 还没有一个完整的输运方程来描述重离子碰撞动力学的演化过程. 如

何从多体量子理论出发导出关于 QMD 的量子输运方程, 一直是一个没有解决的问题.

除以上两类模型理论外, 还有多种与这两类模型有关的改进型理论. 例如, 反对称化的 QMD, 即 AMD^[4]和 MQMD^[5~11]分别在 QMD 的基础上考虑了反对称化和 Pauli 势, 进一步改进了计算结果, 但这些改进型理论并没有克服原有理论的主要缺点.

为了克服以上两类模型存在的缺点, 从量子多体理论出发建立能够描述重离子碰撞动力学演化过程的输运理论就是本文的目的. 基于由王顺金等^[12,13]建立的两体关联动力学理论, 推导出了描述重离子碰撞动力学演化过程的输运理论——两体关联输运理论(TBCTT)^[14~16]. 它是一组将单粒子运动方程与两体关联动力学进行自洽耦合的方程组. TBCTT 包括了时间依赖的平均场、各种类型的两体关联和反对称化效应, 能够给出重离子碰撞微观输运过程的合理描述.

本理论用于描述重离子动力学演化过程的关键问题, 是如何找到能够合理描述重离子碰撞过程中核子运动的动力学行为的时间

1998-07-15 收稿.

* 国家自然科学基金(项目编号9575057)、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.

依赖的单粒子基作为碰撞系统的物理 Hilbert 空间, 那么两体关联动力学中的一体密度矩阵和两体关联函数用以上单粒子基作量子轨道展开, 按照 QMD 在描述重离子碰撞中的经验, 时间依赖的相干单粒子态能够给出中能重离子碰撞中核子动力学行为的合理描述. 于是我们采用这种时间依赖的相干单粒子态作为重离子碰撞系统的工作表象. 这类时间依赖的相干单粒子波函数可以从求解相应的单粒子运动方程, 如时间有关的哈托里-福克(TDHF)^[14], 或者 QMD 中使用的平均场方程, 同样可以通过时间有关的变分方法推导出相应的平均场方程^[17].

作为检验该理论的第一步, 为了计算简单, 先不考虑平均场方程与两体关联动力学的自洽耦合, 采用 QMD 去掉碰撞项的平均场方程求解, 得到与 QMD 同样的相干单粒子波函数作为工作表象来展开两体关联动力学中的一体密度矩阵和两体关联函数. 这样作的主要目的在于: 检验两体关联动力学能否起到与 QMD 中碰撞项同样的碰撞和耗散作用, 并与 QMD 的计算结果进行了比较. 同时在仅有两体 Skyrme 作用和非常轻的碰撞系统情况下, 采用完全自洽耦合的方法, 即平均场方程与两体关联动力学自洽耦合检验了 TBCTT 在不同关联等级截断下的守恒定律和有关物理量的动力学演化过程. 以上计算结果表明, TBCTT 是一种很有希望的重离子碰撞输运理论.

为了简化以上计算, 仅改虑在 Skyrme 相互作用情况下所作的计算, 故只能进行定性或半定量的数值计算. 目前正在考虑有限力程和有限核表面效应的 Yukawa 和库仑相互作用情况下的计算, 从而使计算更加逼近真实情况, 并和实验结果进行比较.

为了缩短篇幅, 首先简要介绍 TBCTT 理论的要点和主要公式, 第3节主要介绍数值计算和分析, 最后是小结.

2 TBCTT 理论模型

2.1 两体关联动力学

基于密度矩阵的原子核多体关联动力学是从 A 体密度矩阵的 Von-Neumann 方程的等价方程, 即相应的 n 体约化密度矩阵 ρ_n 的耦合方程组 BBGKY 系列导出的, 其表示形式为

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho_n = \left[\sum_{i=1}^n h_0(i), \rho_n \right] + \left[\sum_{j>1}^{n-1} V(ij), \rho_n \right] + T\tau_{(n+1)} \left\{ \left[\sum_{i=1}^n V(i, n+1), \rho_{n+1} \right] \right\}, \quad (1)$$

其中, $h_0(i)$ 和 $V(ij)$ 分别是粒子 i 的单体 Hamiltonian 和两体剩余相互作用. 但该方程组中由于密度矩阵的非关联部分和关联部分混合在一起, 故无法提出明显的物理截断, 而王顺金教授等引入下面非线性变换

$$\begin{aligned} \rho_n &= AS_{(n)} \sum_{j=1}^n \rho_{n-j} C_j, \\ &= AS_{(n)} \sum_{j=1}^{n-1} \rho_{n-j} C_j + C_n. \end{aligned} \quad (2)$$

就可从(1)式导出 n 体关联函数 C_n 的运动方程, 其表示形式为

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial}{\partial t} C_n &= \left[\left(\sum_{i=1}^n h_0(i) + \sum_{j>1}^{n-1} V(ij) \right), C_n \right] + \\ &T\tau_{(n+1)} \left[\sum_{i=1}^n V(i, n+1), C_{n+1} \right] + \\ &AS_{(n)} \sum_{j=1}^{n-1} \left[\sum_{i=1}^{n-1} V(ij), \rho_{n-j} \rho_j \right]_L + \\ &\sum_{j=1}^n T\tau_{(n+1)} \left[\sum_{i=1}^n V(i, n+1), \right. \\ &\left. AS_{(n+1)} \rho_{n-j+1} \rho_j \right]_L. \end{aligned} \quad (3)$$

上两式中的 A 和 S 分别表示反对称化算符和对称化算符, L 表示只有关联项的贡献. 如果略去三体以上的关联, 即对于 $n \geq 3$ 以上的 $C_n = 0$, 就得到两体关联动力学耦合方程组^[12,13]. 这个耦合方程组包括了时间依赖的

平均场、各类两体关联和反对称效应, 这就为推导重离子碰撞输运方程提供了理论基础.

2.2 单粒子态工作表象基底的选取

在 TBCTT 中, 关于单粒子态工作表象基底的选取对于合理描述重离子碰撞的动力学过程是非常重要的, 因为这些基底是整个 Hilbert 空间的物理子空间, 它决定了理论的合理性和近似程度.

两体关联动力学方程组中的单体密度矩阵 ρ 和两体联函数 C_2 可通过该单粒子波函数 ψ_α 来展开

$$\rho(11'; t) = \sum_{\alpha\beta} n_{\alpha\beta}(t) \psi_\alpha(1) \psi_\beta^*(1'), \quad (4)$$

$$c_2(12, 1'2'; t) = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} f_{\alpha\beta\gamma\delta}(t) \psi_\alpha(1) \psi_\beta(2) \cdot \psi_\gamma^*(1') \psi_\delta^*(2'). \quad (5)$$

为了使张开的子空间尽可能小又能给出重离子碰撞过程合理的描述, 我们尽可能正确地决定单粒子波函数的时间演化过程, 为此有多种可能的方法可以得到这种基底. 例如, 时间有关的哈托里-福克方程^[14], 同样也可以通过时间依赖的变分原理导出这类单粒子基的运动方程^[17]. 为计算简单, 令时间依赖的相干单粒子态的单粒子坐标和动量的时间演化满足哈密顿方程

$$\dot{p}_i = \{H, p_i\}, \quad \dot{r}_i = \{H, r_i\}. \quad (6)$$

原则上讲, 完备集的选取可以是任意的, 但实际操作还是在正交归一的表象中较为方便, 而时间依赖的相干单粒子波函数 φ_α 是非正交的, 如下所示

$$\Phi_\alpha = \varphi_\alpha X_\alpha, \quad (7)$$

其中, X_α 为粒子 α 的自旋和同位旋波函数, φ_α 为相应的空间波函数, 可表示为

$$\varphi_\alpha(\mathbf{r}, t) = \left(\frac{1}{2\pi L}\right)^{3/4} \exp\left\{-\frac{1}{4L}(\mathbf{r} -$$

$$2\sqrt{L}z_i)^2 + z_i^2 - Re^2z_i\}, \quad (8)$$

$$z_i = \frac{1}{2\sqrt{L}}r_i + i\frac{\sqrt{L}}{\hbar}P_i, \quad (9)$$

这里, z_i 为复参量. 由于采用了非正交归一的试探集合 $\{\psi_i\}$ 描述单粒子运动状态, 而(4)式和(5)式是通过正交归一的单粒子波函数 ψ_α 进行量子轨道展开, 故需要引入相应的对角化手续, 将非正交归一表象中的表示转化为正交归一表象中的表示式, 我们采用 $d^{-1/2}$ 展开技术^[10] 实现了这个对角化方案. 为了方便, 约定 α, β, δ 和 γ 代表正交归一的完备集, i, j, k 和 l 代表非正交归一的完备集. 对于相干单粒子态, 其波函数的重叠积分为

$$d_{ij} = \delta_{ij} \exp\{-[Re^2z_i + Re^2z_j] + \frac{1}{2}[z_i^* + z_j]^2\}. \quad (10)$$

矩阵 $\{d_{ij}\}$ 一般是一个正定的 Hermit 矩阵, 所以总存在一个 U 矩阵将其对角化

$$\bar{d}_{ii} = \sum_j U_{ij}^+ d_{jj} U_{ij}, \quad i = 1, \dots, A \quad (11)$$

其中, $\{\bar{d}_{ii}\}$ 为 $\{d_{ij}\}$ 的本征值, 由于 $\{d_{ij}\}$ 的正定性, 所以 $\bar{d}_{ii} > 0$. 对于按下述方式定义 $\{d_{ij}\}$ 的开方运算

$$d_{ij}^{1/2} = \sum_k U_{ik} \bar{d}_{kk}^{-1/2} U_{kj}^+, \quad (12)$$

$\{d^{-1/2}\}$ 是 Hermit 矩阵, 所以 $(d_{ij}^{-1/2})^* = d_{ji}^{-1/2}$. 于是就得到一组试探态

$$|\Psi_\alpha\rangle = \sum_i d_{i\alpha}^{-1/2} |\varphi_i\rangle, \quad (13)$$

而这时就有

$$\langle \varphi_\alpha | \varphi_\beta \rangle = \sum_{ij} d_{\alpha i}^{-1/2} \langle \varphi_i | \varphi_j \rangle d_{j\beta}^{-1/2} = \delta_{\alpha\beta}. \quad (14)$$

这样就得到了一组正交归一的试探态 $\{\psi_\alpha\}$.

2.3 TBCTT 的基本运动方程

将单体密度矩阵 ρ 和两体关联函数 C_2 的展开式(4)和(5)代入两体关联动力学方程组

就得到关于一体密度矩阵系数 $n_{\alpha\beta}$ 和两体关联函数的系数 $f_{\alpha\beta\gamma\delta}$ 的两体关联输运耦合方程组, 其表示如下

$$i\hbar \frac{d}{dt} n_{\alpha\beta}(t) = \sum_{\gamma} [T_{\alpha\beta\gamma}^1(t) + E_{\alpha\beta\gamma}^1(t)] + \sum_{\alpha'\beta'\gamma'} [f_{\alpha'\beta'\gamma'}(t) \langle \alpha\gamma' | V | \alpha'\beta' \rangle - f_{\alpha\beta'\gamma'}(t) \langle \alpha'\gamma' | V | \beta\beta' \rangle], \quad (15)$$

$$i\hbar \frac{d}{dt} f_{\alpha\beta\gamma\delta}(t) = \sum_{\mu} [T_{\alpha\beta\gamma\delta\mu}^2(t) + E_{\alpha\beta\gamma\delta\mu}^2(t)] + \sum_{\alpha'\beta'\gamma'\delta'} [B_{\alpha\beta\gamma\alpha'\beta'\gamma'\delta'}(t) + H_{\alpha\beta\gamma\alpha'\beta'\gamma'\delta'}(t) + P_{\alpha\beta\gamma\alpha'\beta'\gamma'\delta'}(t)], \quad (16)$$

$$B_{\alpha\beta\gamma\alpha'\beta'\gamma'\delta'}(t) \equiv \{[\delta_{\alpha\alpha'} - n_{\alpha\alpha'}(t)][\delta_{\beta\beta'} - n_{\beta\beta'}(t)]n_{\gamma\gamma'}(t)n_{\delta\delta'}(t) - [\delta_{\gamma\gamma'} - n_{\gamma\gamma'}(t)][\delta_{\delta\delta'} - n_{\delta\delta'}(t)]n_{\alpha\alpha'}(t)n_{\beta\beta'}(t)\} \times \langle \alpha'\beta' | V | \gamma'\delta' \rangle_A,$$

$$H_{\alpha\beta\gamma\alpha'\beta'\gamma'\delta'}(t) \equiv \langle \alpha'\beta' | V | \gamma'\delta' \rangle \times \{n_{\alpha\alpha'}[n_{\gamma'\gamma}(t)f_{\beta\delta'\delta\beta'}(t) - n_{\gamma'\delta}(t)f_{\beta\delta'\gamma\beta'}(t) - n_{\delta'\gamma}(t)f_{\gamma'\beta\beta'\delta}(t) - n_{\delta\delta'}(t)f_{\gamma'\beta\gamma\beta'}(t)] + \delta_{\beta\beta'}[n_{\delta\delta'}(t)f_{\alpha\gamma'\gamma\alpha'}(t) - n_{\delta\gamma'}(t)f_{\alpha\gamma'\delta\alpha'}(t) - n_{\gamma'\delta}(t)f_{\alpha\delta'\gamma\alpha'}(t) - n_{\gamma'\gamma}(t)f_{\alpha\delta'\alpha'\delta}(t)] - \delta_{\gamma\gamma'}[n_{\alpha\alpha'}(t)f_{\beta\delta'\delta\beta'}(t) - n_{\beta\beta'}(t)f_{\alpha\delta'\delta\beta'}(t) - n_{\alpha\beta'}(t)f_{\beta\delta'\delta\alpha'}(t) - n_{\beta\beta'}(t)f_{\alpha\delta'\alpha'\delta}(t)] - \delta_{\delta\delta'}[n_{\beta\beta'}(t)f_{\alpha\gamma'\gamma\alpha'}(t) - n_{\alpha\beta'}(t)f_{\beta\gamma'\gamma\alpha'}(t) + n_{\beta\beta'}(t)f_{\alpha\gamma'\gamma\beta'}(t) - n_{\alpha\alpha'}(t)f_{\beta\gamma'\beta'\gamma}(t)]\},$$

$$P_{\alpha\beta\gamma\alpha'\beta'\gamma'\delta'}(t) \equiv \langle \alpha'\beta' | V | \gamma'\delta' \rangle [\delta_{\alpha\alpha'}\delta_{\beta\beta'}f_{\gamma'\delta'\gamma\delta}(t) - \delta_{\gamma\gamma'}\delta_{\delta\delta'}f_{\alpha\beta\alpha'\beta'}(t) - \delta_{\alpha\alpha'}n_{\beta\beta'}(t)f_{\gamma'\delta'\gamma\delta}(t) - \delta_{\beta\beta'}n_{\alpha\alpha'}(t)f_{\delta'\gamma'\delta\gamma}(t) + \delta_{\gamma\gamma'}n_{\delta'\delta}(t)f_{\alpha\beta\alpha'\beta'}(t) + \delta_{\delta\delta'}n_{\gamma'\gamma}(t)f_{\alpha\beta\alpha'\beta'}(t)], \quad (17)$$

$$\langle \alpha\beta | V | \gamma\delta \rangle = \sum_{i,j,k,l} d_{\alpha i}^{*-1/2} d_{\beta j}^{*-1/2} d_{\gamma i}^{-1/2} d_{\delta l}^{-1/2} \langle \Phi_{z_i} \Phi_{z_j} | V | \Phi_{z_k} \Phi_{z_l} \rangle, \quad (18)$$

这样方程(6)和方程(15)、(16)就构成了两体关联输运理论基本的运动方程. 求解此方程组就可得到单体密度矩阵 ρ 和通过下式(19)便可得到两体密度矩阵 ρ_2 , 原则上讲, 也就

$$\rho_2(12, 1'2') = \{\rho(11')\rho(22') - \rho(12') \cdot \rho(21')\} + c_2(12, 1'2') \quad (19)$$

可以计算任何物理观测量.

方程(16)中, 第二项中的 B 、 H 和 P 分别表示不同等级的关联近似. 为果 $C_2=0$, 就剩下通常平均场方程(MF), B 对应 Born 近似(BA), 即只保留一级两体关联; 而 H 表示

高级粒子-空穴两体关联, 并定义 $B+H$ 相应于时间相关的 G 矩阵理论(TDGMT); P 表示高级粒子-粒子两体关联. 这样就可定义 $B+H+P$ 表示完整的两体关联动力学(NQCD). 由此可见, 在数值计算中包括了平均场共有4种等级的截断近似: MF、BA、TDGMT 和 NQCD. 等级截断可以使我们根据情况对两体关联的处理采用适当的近似而简化计算, 而不同关联等级截断下的守恒定律可以帮助我们检验有限截断和数值计算的精确性.

若采用 TDHF 为平均场, 则方程(15)中的 $T_{\alpha\beta\gamma}^1$ 、 $E_{\alpha\beta\gamma}^1$ 和方程(16)中的 $T_{\alpha\beta\gamma\delta\mu}^2$ 、 $E_{\alpha\beta\gamma\delta\mu}^2$ 就消失. 也就是说, 如果所用平均场接近于 TDHF, 这4项作为近似可以不予考虑.

3 数值计算和分析

数值计算分为两部分. 第 1 部分为了简单, 先不采取平均场方程与两体关联动力学耦合, 主要检验两体关联动力学能否起到与量子分子动力学 (QMD) 碰撞项相类似的碰撞耗散作用. 因为 QMD 和 TBCTT 的平均场完全相同, 故计算结果可与 QMD 的结果进行比较. 第 2 部分采用平均场与两体关联动力自洽耦合, 首先检验在不同两体关联等级截断近似下的守恒定律, 同时分析不同截断近似下对重离子碰撞动力学演化过程的影响^[19,20].

3.1 非耦合近似下的碰撞耗散效应

在此情况下的平均场方程与 QMD 完全相同, 平均场为

$$U = U^{Loc} + U^{Yuk} + U^{Coul} + U^{Sym} + U^{Pauli}, \quad (20)$$

其中, U^{Loc} 、 U^{Yuk} 、 U^{Coul} 、 U^{Sym} 和 U^{Pauli} 分别为 Skyrme 势、Yukawa 势、库仑势、对称势和 Pauli 势.

解方程 (6) 就可得到时间依赖的相干单粒子波函数. 对于 TBCTT, 为了计算简单, 仅用了两体 Skyrme 相互作用. 需要指出的是, 因为 TBCTT 处理两体关联, 用来展开单粒子波函数的基底的数目必须大于碰撞系统粒子的数目, 否则关联效应不能发展; 原则上讲, 计算应该在整体 Hilbert 空间运行, 但实际计算时必须截断到一定大小的组态子空间. 在计算 ${}^6\text{Li}+{}^6\text{Li}$ 的碰撞中, 组态子空间扩充到 ${}^{10}\text{B}+{}^{10}\text{B}$, 即整个计算是在扩张了的组态子空间 ${}^{10}\text{B}+{}^{10}\text{B}$ 中进行. 求解 TBCTT 全部方程即可得到一体密度矩阵 ρ 和两体密度矩阵 ρ_2 , 从而可以计算重离子碰撞过程中的有关物理量^[14,15].

在非耦合情况下, 计算了碰撞系统 ${}^6\text{Li}+{}^6\text{Li}$, 入射能量 $E_L=40 \text{ MeV/u}$ 和碰撞参数 $b=1.0 \text{ fm}$, 在平均场、QMD 和 TBCTT 3 种

情况下的单粒子动量分布的四极矩 Q_{zz} 的时间演化过程 (见图 1). 在平均场情况下, 由于没有关联和耗散, Q_{zz} 基本上不随时间而变; 但对于 QMD 和 TBCTT, 由于碰撞和关联表现出明显的耗散过程; 当 $t \approx 100 \text{ fm/c}$ 以后, 两种情况下的 Q_{zz} 趋向基本一致. 这表明, TBCTT 中的两体关联起到了与 QMD 中碰撞项相类似的作用. 同时也比较了不同入射条件下 Q_{zz} 在 QMD 和 TBCTT 情况下的计算结果.

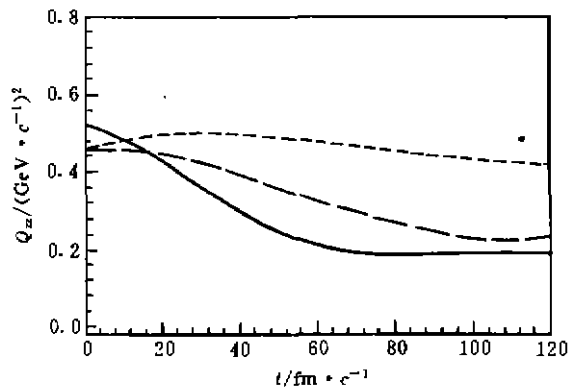


图 1 用不同模型计算的 Q_{zz} 随时间的演化

— 为 TBCTT, -- 为 QMD, -·- 为没有碰撞项的 QMD.

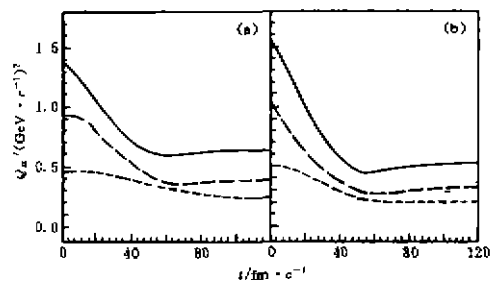


图 2 不同入射能量下计算的 Q_{zz} 随时间的演化

(a) QMD 模型, (b) TBCTT 模型;
— 120 MeV/u, -- 80 MeV/u,
-·- 40 MeV/u.

3.1.1 不同入射能量下 Q_{zz} 的比较

碰撞系统 ${}^6\text{Li}+{}^6\text{Li}$, $b=1.0 \text{ fm}$ 和 3 种入

射能量 40、80 和 120 MeV/u 时, Q_{zz} 的时间演化过程示于图 2. 对于 QMD 和 TBCTT 两种理论, Q_{zz} 的时间演化过程基本一致, 均随着入射能量的增加, Q_{zz} 随时间的增加下降得越陡, 即耗散越快.

3.1.2 不同碰撞参数的比较

碰撞系统 ${}^6\text{Li}+{}^6\text{Li}$, $E_L=40\text{ MeV/u}$, $b=0.0$ 和 1.0 fm 情况下, Q_{zz} 的时间演化过程示于图 3. 由图可见, 对于 QMD 和 TBCTT 两种理论, 随 b 的减小, Q_{zz} 变得越陡, 表明碰撞和耗散越激烈.

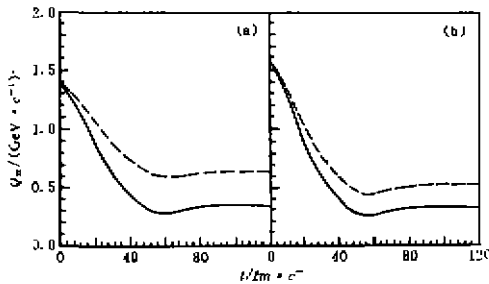


图 3 不同碰撞参数时计算的 Q_{zz} 随时间的演化
(a) QMD 模型, (b) TBCTT 模型;
—— $b=0.0\text{ fm}$, --- $b=1.0\text{ fm}$

以上比较表明, TBCTT 中的两体关联起到了与 QMD 碰撞项相同的作用, 但值得注意的是, TBCTT 是多体量子输运理论, 而 QMD 没有理论基础.

3.2 完全耦合的 TBCTT 计算结果

本节将考虑平均场方程(6)与两体关联动力学方程(15)和(16)通过关联平均场(21)式的自洽耦合,

$$\begin{aligned}
 U_i &= \langle \Phi_i | U | \Phi_i \rangle \\
 &= \int d^2d' 1(\Phi_i^*(1)V(12)\rho(2,2')\Phi_i(1) - \Phi_i^*(1)V(12)\rho(12')\Phi_i(2))_{2=2'} \quad (21)
 \end{aligned}$$

即 U_i 是平均场方程(6)中的平均场. 这样每时刻单粒子运动都受关联和碰撞的影响.

3.2.1 不同关联等级截断下的守恒定律^[18,20]

守恒定律是物质运动的一个基本特征, 是由物质运动的时空对称性和内禀对称性决定的, 任何时间相关的动力学理论都应保持基本的守恒定律, 但 BUU 和 QMD 中的动量守恒和能量严格守恒是难以作到的. 而完整的两体关联输运理论应该在完备的 Hilbert 空间对不同的关联等级截断保持所有的守恒定律, 但实际数值计算只能在截断的 Hilbert 空间中进行, 使守恒定律遭到破坏. 问题是破坏的程度如何, 守恒定律能否近似地保持, 而且组态空间截断的完备性与合理的表象选择密切相关. 这里选用相干单粒子表象在有限组态空间截断条件下不同关联等级截断的能量、动量和粒子数守恒定律, 对碰撞系统 ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$ 组态空间截断到 ${}^6\text{Li}+{}^6\text{Li}$, $E_L=40\text{ MeV/u}$ 和 $b=0.0\text{ fm}$, 选择如下形式的 Skyrme 相互作用

$$\begin{aligned}
 V &= t_1\delta(r_1 - r_2) + \\
 &\quad \frac{1}{6}t_3\delta(r_1 - r_2)\rho\left(\frac{r_1 + r_2}{2}\right), \quad (22)
 \end{aligned}$$

总粒子数、总动量和总能量分别由下列各式计算

$$\begin{aligned}
 \langle N \rangle &= T r_{(1=1')} \{ \rho(11'; t) \}, \\
 \langle P \rangle &= T r_{(1=1')} \{ p(1)\rho(11'; t) \}, \\
 \langle E \rangle &= T r_{(1=1', 2=2')} \{ t(1)\rho(11'; t) + \\
 &\quad \frac{1}{2}V(12)\rho_2(12, 1'2'; t) \}. \quad (23)
 \end{aligned}$$

总粒子数在 MF、BA、TDGMT 和 NQCD 4 种关联等级截断近似条件下的时间演化过程列于表 1. 粒子数在 4 种关联等级截断下精确守恒.

3 种关联等级截断 (BA、TDGMT 和 NQCD) 下总动量 $P_{T\alpha}$ 和总能量 $E_{T\alpha}$ 的时间演化过程表明, 质心系总动量基本在零值附近振荡且涨落很小, 总能量随时间的演化变化和振荡很小, 即总动量和总能量守恒的保持

是相当不错的,从而表明, TBCTT 及各种关联等级截断在一定条件下保持了基本守恒定律.

表1 不同等级截断下总粒子数随时间的演化

$t/\text{fm}\cdot\text{c}^{-1}$	MF	BA	TDGMT	NQCD
0.0	8.000 0	8.000 0	8.000 0	8.000 0
20.0	8.000 0	8.000 0	7.999 9	8.000 0
40.0	8.000 0	8.000 1	7.999 9	8.000 0
60.0	8.000 0	8.000 0	8.000 0	8.000 0
80.0	8.000 0	8.000 0	8.000 1	8.000 1
120.0	8.000 0	8.000 1	8.000 0	8.000 0

3.2.2 TBCTT 及不同关联等级截断对碰撞动力学过程的影响

在近似 MF、BA、TDGMT 和 NQCD 4 种不同关联等级截断条件下计算了 ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$, $E_L = 40 \text{ MeV/u}$ 和 $b = 0.0 \text{ fm}$, 在坐标空间 $x-z$ 二维平面上几率分布的时间演化过程(见图4). 可以看出, 在 MF 情况下 2 个 ${}^4\text{He}$ 几乎对穿而过, 这与 TDHF 和没有碰撞项的 QMD, 即 Vlasov 方程的结果基本一致. 但对于后 3 种等级截断近似, 由于两体关联和碰撞则明显地不同于 MF, 有明显地耗散和压缩.

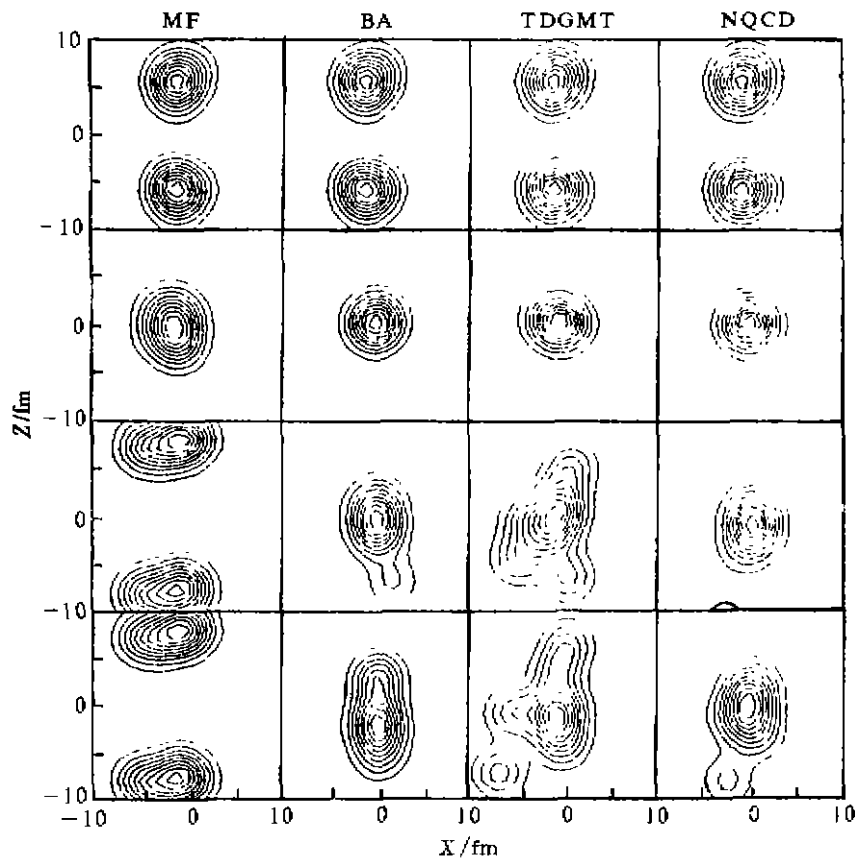


图4 各种等级截断下 $x-z$ 密度分布随时间的演化

从上到下, 时间分别为 0.0、30.0、60.0 和 120 fm/c ; 做等密度线时密度从 0.1 到 1.0 线性增长.

为了检验不同关联等级截断对碰撞系统动力学过程的影响, 计算了熵产生的时间演

化过程(见图5), 同样可以明显看出初级关联和高级关联对系统热化过程的作用和贡献不

同。由于计算中只考虑了 Skyrme 相互作用，未考虑核力表面效应和库仑相互作用，故不再对 3 种不同关联等级截断的作用和贡献作进一步的分析。

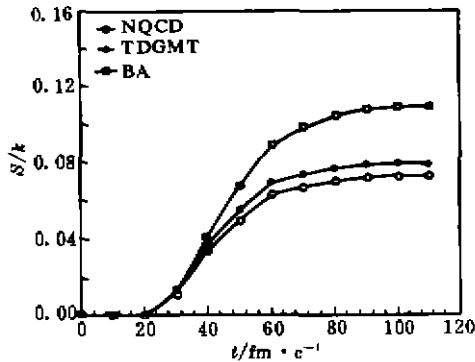


图5 BA、TDGMT 和 NQCD 截断下总的熵产生随时间的演化

4 有待进一步改进和解决的问题

4.1 完善相互作用和加重碰撞系统

以上计算仅考虑 Skyrme 相互作用，还须进一步考虑表示有限核表面效应的 Yukawa 和库仑相互作用，这两种相互作用是描述真实重离子碰撞过程中的基本要素，否则很难对碰撞动力学过程进行真实描述。对于非对称碰撞系统还应考虑对称相互作用。动量相关的相互作用在中能重离子碰撞动力学过程中也是重要的。

⁴He + ⁴He 碰撞系统过于轻，应加重碰撞系统，如先扩大到 ⁶Li + ⁶Li。这些改进和完善正在进行中。

4.2 单粒子运动方程和关联基态

我们采用的相干单粒子态是参数化的波函数，是相空间的广义坐标而不是量子数完全集来标记核子状态，故运动方程是通过经典 Poisson 括号表示，这就把 Hilbert 空间中的问题转化成相空中的波包问题，这是一种退量子化的过程；但参数化在重离子碰撞动力学研究中是十分必要的近似手段，在实际计算中尤为重要。希望在保持参数化优点的

同时，能够引入恰当的恢复量子化手续来建立量子的单粒子运动方程。尽管我们在建立两体关联动力学的量子轨道展开实际上是恢复量子化的过程，但这个问题还有待进一步的研究。

另外，在初始化确立初始值时，采用了单粒子定态而不是关联基态。为了与两体关联输运理论相匹配，设法构造关联基态是进一步应该考虑的问题。

5 结束语

本文在对当前描述重离子碰撞的几种主要输运理论的优缺点进行了评述的基础上，针对这些理论存在的不足和基于两体关联输运理论，利用时间相关单粒子基矢作为工作表象推导了能够描述非相对论重离子碰撞动力学过程的两体关联输运理论(TBCTT)。它同时包括了中能重离子碰撞动力学所涉及的 3 种主要动力学因素：时间相关的平均场、两体关联和 Pauli 阻塞效应。初步数值计算结果表明，TBCTT 能够给出非相对论重离子碰撞的有关物理量动力学演化过程的合理描述，在不考虑耦合的条件下得到了与 QMD 的可比性结果，并在有限组态空间截断和不同关联等级截断条件下保持了基本的守恒定律。由此可见，TBCTT 是一个很有希望和有发展前途的量子输运理论。

以上计算都是在最简单的 Skyrme 相互作用情况下进行的，只能给出定性或半定量的结果，现在正在改进和完善数值计算。例如，描述有限核表面效应的 Yukawa 作用和库仑作用；对于非对称碰撞系统还要考虑对称势和动量相关势等；适当加重碰撞系统，进行细致地计算，并和实验进行比较等。

参 考 文 献

- 1 刘建业, 刘 航, 陈 波. 中能重离子碰撞动力学理论的新进展. 原子核物理评论, 1998, 15(2): 65~73
- 2 Bertsch G F, Gupta S Das. A Guide to Microscopic

- Models for Intermediate Energy Heavy Ion Collision. Phys Rep, 1988, 160, 189~233
- 3 Aichelin J, Peilert G, Bohnet A *et al.* Quantum Molecular Dynamics Approach to Heavy Ion Collision; Description of the Model, Comparison with Fragmentation Data, and Mechanism of Fragment Formation. Phys Rev, 1988, C37, 2451~2468
 - 4 Ono A, Horiuchi H, Maruyama T *et al.* Antisymmetrized Version of Molecular Dynamics with Two-nucleon Collisions and its Application Heavy Ion Reactions. Prog Theor Phys, 1992, 87, 1185~1206
 - 5 Liu J Y, Zhang S G. The Dynamical Ingredients Governing the Multifragmentation Process and Collision Dynamics in Heavy Ion Collisions. Z Phys. 1994, A 348, 31~39
 - 6 Liu H, Liu J Y, Li J Q. Description of the Fermionic Behavior of Nucleons and the Structure Effects in the Fragment Formation in HIC. Z Phys. 1996, A354, 311
 - 7 刘航, 刘建业, 李君清. 重离子碰撞中碎片形成过程中的结构效应. 高能物理与核物理, 1996, 20, 723~728
 - 8 Liu H, Liu J Y, Li J Q. Description of Fermionic Behavior of Nucleons and the Shell Effect of Fragments in HIC. Chinese Journal of Nuclear Physics, 1995, 17, 221~222
 - 9 刘航, 刘建业, 张劭光等. 用MQMD研究中高能重离子碰撞中的多重碎裂. 高能物理与核物理, 1995, 19, 1040~1046
 - 10 Liu J Y, Zhang S G. Collision Dynamics and Multifragmentation Process in Heavy Ion Collision. Chinese Journal of Nuclear Physics, 1994, 16, 112~119
 - 11 刘建业, 张劭光. 中能重离子碰撞中的动力学研究. 高能物理与核物理, 1995, 19, 53~58
 - 12 Wang S J, Cassing W. Explicit Treatment of N-Body Correlation within a Density-matrix Formalism. Ann Phys (N Y), 1985, 159, 328~350
 - 13 Wang S J, Zuo W, Cassing W. Correlation Dynamics of Green Function. Nucl Phys, 1994, A573, 245~275
 - 14 Liu J Y, Wang S J, Di Toro M *et al.* Two-body Correlation Transport Theory for HIC. Nucl Phys, 1996, A604, 341~357
 - 15 刘建业, 王顺金, 李希国等. 重离子碰撞的两体关联输运理论(I). 高能物理与核物理, 1996, 20, 1007~1013
 - 16 刘航, 刘建业, 李希国等. 重离子碰撞的两体关联输运理论(II). 高能物理与核物理, 1997, 21, 169~175
 - 17 李希国, 刘航, 刘建业. 重离子碰撞的两体关联输运理论(III). 高能物理与核物理, 1997, 21, 162~168
 - 18 Lowdin P O. Quantum Theory of Many-Particle Systems. Phys Rev, 1995, 97, 1474~1489
 - 19 刘航, 刘建业, 李希国等. 重离子碰撞两体关联输运理论的守恒定律. 高能物理与核物理, 1998, 22(1), 55~66
 - 20 刘航, 李希国, 刘建业等. 重离子碰撞两体关联输运理论的不同等级截断. 高能物理与核物理, 1998, 22, 148~152

Two-body Transport Theory of Heavy Ion Collisions

Liu Jianye¹⁾ Liu Hang¹⁾ Wang Shunjin^{1,2)} Chen Po¹⁾ Zuo Wei¹⁾ Li Xiguo¹⁾

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

2) (Institute of Modern Physics, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031)

Abstract The Two-body Correlation Transport Theory (TBCTT), its several hierarchy truncations and conservation laws for intermediate energy heavy ion collision have been investigated. This approach contains time-dependent mean field, two-body correlation effects and Pauli principle, the self-consistent coupling between time-dependent mean field and two-body correlation dynamics is emphasized and preserved in realistic numerical calculation by a set of coupled dynamical equations. At the same time, in order to test our model and simplify numerical calculations, we employ the QMD code and neglect its collision term to produce the time-dependent coherent single particle basis. The preliminary numerical results show that TBCTT is a promising model for describing the dynamical process of heavy ion collisions.

Key words heavy ion collision two-body correlation dynamics coherent single particle state