重离子碰撞两体关联输运理论

I. 理论模型：相干态表象的构造与基本运动方程*

刘建业[1] 王顺金[2,3] 李希国[1,4] 刘 航[1] 左 维[1]

1（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)

3（兰州大学现代物理系 兰州 730000)

4（西北师范大学物理系 兰州 730000)

1995-12-28 收稿

摘 要

应用相干态表象和两体关联动力学，建立了非相对论重离子碰撞两体关联输运理论TBCTT (Two-Body Correlation Transport Theory). 这一理论包括了时间相关的平均场．泡利阻塞和两体碰撞效应，它能够描述重离子碰撞过程中非均匀核物质的演化、涨落效应和碎裂的动力学形成.

关键词 输运理论，TDHF方程，两体关联，重离子碰撞.

1 引 言

重离子碰撞的理论是理论物理研究中的一个十分重要的前沿领域．重离子碰撞能产生高激发能量(高温)、高密度的核物质状态，从而使核物质性质的研究进入了一个新的领域．各种不同温度和密度下的核物质性质，特别是其状态方程，不仅对核物理(核输运性质，液气相变)以及粒子物理(夸克退禁闭相变)具有十分重要的意义，而且也为研究天体物理提供了基础．在重离子碰撞过程中，初始阶段核物质的性质是已知的，最后阶段由实验观察和测量给出，人们感兴趣的中间过程的核物质性质是无法从实验上直接观察和分析的，因此需要输运方程追踪重离子碰撞的动力学演化过程．根据已知的初始条件和实验数据推断出中间阶段核物质性质，从而获知高温度、高密度下核物质性质和状态方程.

中能重离子碰撞是平均场演化、泡利阻塞及两体碰撞多个因素交织作用的过程，任何一个描述其动力学行为的微观输运理论必须同时包含这三个方面的因素，这给建立中能重离子碰撞微观理论增加了困难．近些年来，为了研究极端条件下核物质的性质，核

* 国家自然科学基金、甘肃省自然科学基金、中国博士后基金、中国科学院基金与核工业科学基金资助.

科学工作者从实验和理论两方面作出了很大的努力，建立了一系列理论模型，用来描述重离子碰撞中的动力学行为．不同模型对不同问题或不同侧面的描述取得了成功．在中能重离子碰撞过程中用的比较广泛和成功的输运理论是 BUU (Boltzmann－Uehling－Uhlenbeck) 一类方程[1]．研究表明[2,3]，它有其理论基础，主要描述的是单体相空间分布函数的时间演化．但由于在数值解 BUU 方程时，引入试验粒子方法，使得粒子运动的涨落被平均掉了，因而 BUU 方程只适合于描述单体可观测量和集体流现象，无法处理中能重离子反应过程中集团形成和多重碎裂现象．近年有作者通过在方程中增加涨落项，即所谓 B－L (Boltzmann－Langevin) 方程[4]，来描述重离子碰撞过程的关联和涨落．QMD (Quantum Molecular Dynamics)[5] 模型也是为了克服上述缺陷而建立起来的．在这个模型中，核子不再被看作点粒子而被看作是坐标空间和动量空间具有有限宽度的高斯波包，包含了核子间的关联和平均场的涨落．在描述重离子碰撞中碎片的产生和多重碎裂现象取得了成功．但 QMD 仍然是一个半经典的理论模型[6]．FMD (Fermionic Molecular Dynamics)[7] 和 AMD (Antisymmetric Molecular Dynamics)[8] 理论模型则比较严格地处理了两体碰撞和泡利阻塞．因此，在多体量子理论基础上建立一个严格的、自洽的、能够描述平均物理观测量、核子之间关联效应、密度涨落和多重碎裂现象的微观输运理论是重离子碰撞理论研究领域中的主要任务之一．

本文利用两体关联动力学和时间相关的相干态表象试图建立一种能够描述重离子碰撞过程中多重碎裂的动力学理论．给出包括平均场演化、两体关联和泡利阻塞在内的输运方程．第二节简单介绍核两体关联动力学．第三节中讨论单粒子态表象的构造和使用 TDHF 方法给出单粒子态的演化方程．第四节中推导输运方程．由于篇幅限制，使用变分方法讨论单粒子态的演化方程及其对 AMD 的应用和初步的数值计算结果将在另两篇文章中叙述．

2 多体关联动力学

自从量子理论建立以来，理论物理学家已经提出了一些量子多体理论框架．多体关联动力学正是在上述理论基础上发展起来的．多体关联密度矩阵动力学[9] 是多体关联动力学的一种形式．非相对论多体系统的量子行为可以用 A 体密度矩阵 ρ_A 描述，由薛定谔方程可得，它的时间演化服从 von－Neumann 方程，

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho_A=[H_A , \rho_A], \tag{1}$$

式中 H 是多体系统的哈密顿量，引进约化密度矩阵

$$\rho_n= \frac{1}{(A-n)!} \mathrm{Tr}_{[(n+1), \cdots, A]}\rho_A$$

之后，von－Neumann 方程化为关于约化密度矩阵的方程

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho_n =\left[\sum_{i=1}^{n} h_0(i), \rho_n \right]+\left[\sum_{j>i=1}^{n-1} V(ij), \rho_n \right]+\mathrm{Tr}_{(n+1)}\left[\sum_{i=1}^{n} V(i, n+1), \rho_{n+1} \right], \tag{2}$$

其中 $h_0(i)$ 和 $V(ij)$ 是第 i 个粒子的单体哈密顿和两体相互作用. (2) 式所给出的方程组被称为 BBGKY 系列. 在这组方程中，关联和非关联项是混合的，难于根据物理要求按关联等级进行截断近似，为了从 n 体约化密度矩阵中分离出 n 体关联函数 C_n，在 BBGKY 方程中通过下列非线性变换[9]

$$\rho_n = AS_{(n)} \sum_{p=1}^{(n-1)} \rho_{n-p}\, C_p + C_n, \quad (\rho_0 = 1), \tag{3}$$

可以得到多体关联动力学的基本方程组. (3) 式中的 S 是对称化算子，表示所有指标对 (i, i') 和 (j, j') 的对称化，A 是反对称化算子，表示指标 (i') 和 (j') 的所有交换反对称化. 算子 A 和 S 暗示相同项不重复出现. C_n 表示了关联的强弱. 实现了按关联等级截断的近似. 其中二阶截断近似 ($C_n=0$, $n \geqslant 3$) 给出了两体关联动力学. 从 (3) 式得 ρ_2, $\rho\,(\rho_1 = C_1 = \rho)$, C_2 之间的关系为

$$\rho_2(12, 1'2';\ t) = [\rho(11';\ t)\rho(22';\ t) - \rho(12';\ t)\rho(21';\ t)] + C_2(12, 1'2';\ t), \tag{4}$$

ρ 和 C_2 所满足的演化方程为

$$\begin{aligned}
\mathrm{i}\hbar \frac{\partial}{\partial t}\rho(11';\ t) &= [t(1) - t(1')]\rho(11';\ t) \\
&+ \mathrm{Tr}_{(2=2')}[V(12) - V(1'2')][\rho(11';\ t)\rho(22';\ t) - \rho(12';\ t)\rho(21';\ t)] \\
&+ \mathrm{Tr}_{(2=2')}[V(12) - V(1'2')]C_2(12, 1'2';\ t),
\end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned}
\mathrm{i}\hbar \frac{\partial}{\partial t} C_2(12, 1'2';\ t) &= [t(1) + t(2) - t(1') - t(2')]C_2(12, 1'2';\ t) \\
&+ [V(12) - V(1'2')]\{\rho(11';\ t)\rho(22';\ t) - \rho(12';\ t)\rho(21';\ t)\} \\
&+ \mathrm{Tr}_{(3=3')}\{[V(1'3') - V(13)]\rho(11';\ t)\rho(32';\ t)\rho(23';\ t) \\
&+ [V(2'3') - V(23)]\rho(22';\ t)\rho(31';\ t)\rho(13';\ t) \\
&+ [V(13) - V(2'3')]\rho(12';\ t)\{\rho(31';\ t)\rho(23';\ t) - C_2(23, 1'3';\ t)\} \\
&+ [V(23) - V(1'3')]\rho(21';\ t)\{\rho(32';\ t)\rho(13';\ t) - C_2(13, 2'3';\ t)\}\} \\
&+ \mathrm{Tr}_{(3=3')}[V(13) + V(23) - V(1'3') - V(2'3')]\rho(33';\ t)C_2(12, 1'2';\ t) \\
&+ [V(12) - V(1'2')]C_2(12, 1'2';\ t) \\
&+ \mathrm{Tr}_{(3=3')}[V(13) - V(1'3')]\rho(11';\ t)C_2(23, 2'3';\ t) \\
&+ \mathrm{Tr}_{(3=3')}[V(23) - V(2'3')]\rho(22';\ t)C_2(13, 1'3';\ t) \\
&- \mathrm{Tr}_{(3=3')}\{[V(13) + V(23) - V(1'3') - V(2'3')]\{\rho(13';\ t)C_2(23, 2'1';\ t) \\
&+ \rho(23';\ t)C_2(13, 1'2';\ t) + \rho(31';\ t)C_2(12, 3'2';\ t) + \rho(32';\ t)C_2(12, 1'3';\ t)\}\},
\end{aligned} \tag{6}$$

这里数 1、1′, 2、2′, 3、3′ 表示空间，自旋和同位旋坐标. 方程 (5) 中右边第三项是碰撞项，当两体关联函数 $C_2=0$ 时，它正是时间有关的 Hartree－Fock 方程. 因此方程 (5) 包括了平均场和碰撞效应. 这两个方程同时也包括了反对称效应和所有的两体关联. 应用方程 (5) 和 (6) 讨论中能重离子碰撞是本文的主要内容.

3　单粒子态表象的构造和TDHF方程

为了应用方程(5)和(6)讨论中能重离子碰撞的微观输运过程，应用时间相关的相干态(高斯波包)作为工作表象的基矢态，假设这种波包在时间演化过程中保持其局域的形状，用 φ_{Z_i}(Z_i 是复参数)表示基矢态，则

$$\varphi_{Z_i}(i)=\varphi_{Z_i}(\boldsymbol{r};\ t)\otimes\chi_{\alpha_i},\quad i=1,\ 2,\ \cdots A, \tag{7}$$

其中 χ_{α_i} 是第 i 个单粒子态的自旋，同位旋波函数，$\varphi_{Z_i}(\boldsymbol{r};\ t)$ 是空间波函数，这种高斯波包类型的波函数一般不正交归一，设

$$\langle\varphi_{Z_i}\mid\varphi_{Z_j}\rangle\equiv d_{ij}\ . \tag{8}$$

用 φ_{Z_i} 来构造一组单粒子正交态 $\psi_\alpha(\alpha=1,\ 2,\ \cdots\ A)$[10]

$$\Big|\psi_\alpha\Big\rangle=\sum_i d_{i\alpha}^{-1/2}\Big|\varphi_{Z_i}\Big\rangle\ , \tag{9}$$

这里 $d_{ij}^{-1/2}=\sum\limits_l U_{il}\lambda_l^{-1/2}U_{jl}^*$，而 U_{ij} 和 λ_k 可由 $U\{d_{ij}\}U^+=\{\delta_{ij}\lambda_j\}$ 决定．本文中 i，j，$\cdots$ 是单粒子态 φ_{Z_i} 的指标，α，β，$\cdots$ 是单粒子正交态 ψ_α 的指标．因此，单体密度矩阵和两体关联函数可以用单粒子态 ψ_α 分别展开[11]:

$$\rho(11';\ t)=\sum_{\alpha\beta}n_{\alpha\beta}(t)\psi_\alpha(1)\psi_\beta^*(1'), \tag{10}$$

$$C_2(12,\ 1'2';\ t)=\sum_{\alpha\beta\gamma\delta}f_{\alpha\beta\gamma\delta}(t)\psi_\alpha(1)\psi_\beta(2)\psi_\gamma^*(1')\psi_\delta^*(2'). \tag{11}$$

很显然，在这种近似的情况下，方程(5)和(6)仅能给出 $n_{\alpha\beta}(t)$ 和 $f_{\alpha\beta\gamma\delta}(t)$，而给不出单粒子正交态 ψ_α 的演化，所以必须寻求其它方法来研究单粒子正交态 ψ_α 的演化方程．当然，最直接的方法是TDHF．设 ψ_α 满足TDHF方程

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\partial}{\partial t}\ |\psi_\alpha\rangle=h\,|\,\psi_\alpha\rangle, \tag{12}$$

这里 $h=t+U$ 是单粒子正交态的哈密顿，其中平均场定义为

$$\langle\psi_\alpha|\,U\,|\psi_\alpha\rangle=\int\mathrm{d}2\mathrm{d}1\,\{\psi_\alpha^*(1;\ t)V(12)[\rho(22';\ t)\psi_\alpha(1;\ t)-\rho(12';\ t)\psi_\alpha(2;\ t)]_{2=2'}\}\ , \tag{13}$$

由(9)式，经过简单的推导，得到决定单粒子正交态参数 Z_i 的演化方程:

$$\mathrm{i}\hbar\sum_i B_{\alpha i}\dot{Z}_i=\hbar_\alpha-\mathrm{i}\hbar A_\alpha\ ,\ \alpha=1,\ 2,\ \cdots A, \tag{14}$$

式中

$$A_\alpha=\sum_{ij}d_{j\alpha}^{*\ -1/2}d_{ji}\left(\frac{\partial}{\partial t}\ d_{i\alpha}^{-1/2}\right),$$

$$B_{\alpha i}=\sum_{j} d_{j\alpha}^{*-1/2}\left(\frac{\partial}{\partial_{Z_i}} d_{ji}\right) d_{i\alpha}^{-1/2},$$

$$h_{\alpha}=\sum_{\mu\nu} n_{\mu\nu}(t) \sum_{ijkl} d_{i\alpha}^{*-1/2} d_{j\nu}^{*-1/2} d_{k\alpha}^{-1/2} d_{l\mu}^{-1/2} \langle \boldsymbol{Z}_i \boldsymbol{Z}_j | V | \boldsymbol{Z}_k \boldsymbol{Z}_l \rangle_A$$
$$+\sum_{ij} d_{ij}^{-1/2} d_{j\alpha}^{*-1/2} \langle \boldsymbol{Z}_j | t(1) | \boldsymbol{Z}_i \rangle, \tag{15}$$

其中

$$\langle \boldsymbol{Z}_i \boldsymbol{Z}_j | V | \boldsymbol{Z}_k \boldsymbol{Z}_l \rangle_A \equiv \langle \boldsymbol{Z}_i \boldsymbol{Z}_j | V | \boldsymbol{Z}_k \boldsymbol{Z}_l \rangle - \langle \boldsymbol{Z}_i \boldsymbol{Z}_j | V | \boldsymbol{Z}_l \boldsymbol{Z}_k \rangle,$$

只要 $\boldsymbol{Z}_i(t)$ 解出，单粒子态 ψ_α 就确定了. 而 $\boldsymbol{Z}_i(t)$ 可以通过方程组(14)解得.

4　两体关联输运方程

两体关联动力学方程，可以在上述 TDHF 确定的相干态表象中求解. 将(10)和(11)式代入方程(5)和(6)，经过计算和整理，得到下列一组耦合方程:

$$\mathrm{i}\hbar \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} n_{\alpha\beta}(t)=\sum_{\gamma}[T^{1}_{\alpha\beta\gamma}(t)+E^{1}_{\alpha\beta\gamma}(t)]$$
$$+\sum_{\alpha'\beta'\gamma'}[f_{\alpha'\beta'\beta\gamma'}(t)\langle \alpha\gamma' | V | \alpha'\beta' \rangle - f_{\alpha\beta'\alpha'\gamma'}(t)\langle \alpha'\gamma' | V | \beta\beta' \rangle], \tag{16}$$

$$\mathrm{i}\hbar \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} f_{\alpha\beta\delta\gamma}(t)=\sum_{\mu}[T^{2}_{\alpha\beta\gamma\delta\mu}(t)+E^{2}_{\alpha\beta\gamma\delta\mu}(t)]$$
$$+\sum_{\alpha'\beta'\gamma'\delta'}[B_{\alpha\beta\delta\gamma\alpha'\beta'\gamma'\delta'}(t)+H_{\alpha\beta\delta\gamma\alpha'\beta'\gamma'\delta'}(t)+P_{\alpha\beta\delta\gamma\alpha'\beta'\gamma'\delta'}(t)], \tag{17}$$

其中

$$T^{1}_{\alpha\beta\gamma}(t)\equiv -\mathrm{i}\hbar[\langle \alpha | \frac{\partial}{\partial t}\gamma \rangle n_{\gamma\beta}(t)+\langle \frac{\partial}{\partial t}\gamma | \beta \rangle n_{\alpha\gamma}(t)],$$

$$E^{1}_{\alpha\beta\gamma}(t)\equiv \langle \alpha | h | \gamma \rangle n_{\gamma\beta}(t)-\langle \gamma | h | \beta \rangle n_{\alpha\gamma}(t),$$

$$T^{2}_{\alpha\beta\gamma\delta\mu}(t)\equiv -\mathrm{i}\hbar[\langle \alpha | \frac{\partial}{\partial t}\mu \rangle f_{\mu\beta\gamma\delta}(t)+\langle \beta | \frac{\partial}{\partial t}\mu \rangle f_{\alpha\mu\gamma\delta}(t)$$
$$+\langle \frac{\partial}{\partial t}\mu | \gamma \rangle f_{\alpha\beta\mu\delta}(t)+\langle \frac{\partial}{\partial t}\mu | \delta \rangle f_{\alpha\beta\gamma\mu}(t)],$$

$$E^{2}_{\alpha\beta\gamma\delta\mu}(t)\equiv \langle \alpha | h | \mu \rangle f_{\mu\beta\gamma\delta}(t)+\langle \beta | h | \mu \rangle f_{\alpha\mu\gamma\delta}(t)$$
$$-\langle \mu | h | \gamma \rangle f_{\alpha\beta\mu\delta}(t)-\langle \mu | h | \delta \rangle f_{\alpha\beta\gamma\mu}(t)],$$

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

$$H_{\sigma\beta\delta\gamma\alpha'\beta'\gamma'\delta'}(t)\equiv \langle \alpha'\beta' | V | \gamma'\delta' \rangle$$

$$
\begin{aligned}
&\{\delta_{\alpha\alpha'}[n_{\gamma'\gamma}(t)f_{\beta\delta'\delta\beta'}(t)-n_{\gamma'\delta}(t)f_{\beta\delta'\gamma\beta'}(t)-n_{\delta'\gamma}(t)f_{\gamma'\beta\beta'\delta}(t)-n_{\delta\delta'}(t)f_{\gamma'\beta\gamma\beta'}(t)]\\
&+\delta_{\beta\beta'}[n_{\delta\delta'}(t)f_{\alpha\gamma'\gamma\alpha'}(t)-n_{\delta\gamma'}(t)f_{\alpha\gamma'\delta\alpha'}(t)-n_{\gamma'\delta}(t)f_{\alpha\delta'\gamma\alpha'}(t)-n_{\gamma'\gamma}(t)f_{\alpha\delta'\alpha'\delta}(t)]\\
&-\delta_{\gamma\gamma'}[n_{\alpha\alpha'}(t)f_{\beta\delta'\delta\beta'}(t)-n_{\beta\alpha'}(t)f_{\alpha\delta'\delta\beta'}(t)-n_{\alpha\beta'}(t)f_{\beta\delta'\delta\alpha'}(t)-n_{\beta\beta'}(t)f_{\alpha\delta'\alpha'\delta}(t)]\\
&-\delta_{\delta\delta'}[n_{\beta\beta'}(t)f_{\alpha\gamma'\gamma\alpha'}(t)-n_{\alpha\beta'}(t)f_{\beta\gamma'\gamma\alpha'}(t)+n_{\beta\alpha'}(t)f_{\alpha\gamma'\gamma\beta'}(t)-n_{\alpha\alpha'}(t)f_{\beta\gamma'\beta'\gamma}(t)]\},
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
P_{\alpha\beta\delta\gamma\alpha'\beta'\gamma'\delta'}(t)\equiv\langle\alpha'\beta'|V|\gamma'\delta'\rangle\{&\delta_{\alpha\alpha'\delta\beta\beta'}f_{\gamma'\delta'\gamma\delta}(t)-\delta_{\gamma\gamma'}\delta_{\delta\delta'}f_{\alpha\beta\alpha'\beta'}(t)\\
-\delta_{\alpha\alpha'}n_{\beta\beta'}(t)f_{\gamma'\delta'\gamma\delta}(t)-\delta_{\beta\beta'}n_{\alpha\alpha'}(t)f_{\delta'\gamma'\delta\gamma}(t)&+\delta_{\gamma\gamma'}n_{\delta'\delta}(t)f_{\alpha\beta\alpha'\beta'}(t)+\delta_{\delta\delta'}n_{\gamma'\gamma}(t)f_{\alpha\beta\alpha'\beta'}(t)\}.
\end{aligned}
$$

方程(16)、(17)和(14)是一组自洽的耦合方程组，是两体关联输运理论(TBCTT)的基本方程组．包括了平均场、泡利阻塞和两体碰撞效应．解之可得单体密度矩阵 ρ 和两体关联函数 C_2，通过方程(4)，可得两体密度矩阵 ρ_2，由此可计算任何可观测物理量．

参　考　文　献

[1] G. F. Bertsch, S. Das Gupta, *Phys. Rep.*, **160**(1988)189; C. K. Ko, Q. Li, R. C. Wang, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987) 1084.

[2] H. Moris. Oho, *Prog. Theor. Phys.*, **8**(1952)327.

[3] W. Cassing *et al.*, *Phys. Rep.*, **188**(1990) 363.

[4] E. Suraud *et al.*, Ganil, 16, p39; G. F. Burgio *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A567**(1994) 6.

[5] J. Aichelin, *Phys. Rep.*, **202**(1991) 233.

[6] H. Feldmeir, *Nucl. Phys.*, **A522** (1991) 257c.

[7] A. Ono *et al.*, *Prog. Theor. Phys.*, **87**(1992) 1885.

[8] 李国强，物理学进展，**13**(1993) 299.

[9] Wang Shun-Jin, W. cassing, *Ann. Phys.*, (*N. Y.*), **159**(1985) 328.

[10] Per-Olov Lowdin, *Phys. Rev.*, **97**(1955) 1474.

[11] M. Gong, M. Tohyama, *Z. Phys.*, **A335**(1990) 153.

附　　录

相干态具体形式

关于波包具体形式的候选者，一种是高斯型[5]

$$\varphi_{Z_i}(\boldsymbol{r};\ t)=\left(\frac{1}{2\pi L}\right)^{3/4}\exp\left\{\frac{1}{4L}(\boldsymbol{r}-2\sqrt{L}\ \boldsymbol{Z}_i)^2+\boldsymbol{Z}_i^2-(\mathrm{Re}\,\boldsymbol{Z}_i)^2\right\}, \tag{A1}$$

其中：

$$\boldsymbol{Z}_i=\frac{1}{2\sqrt{L}}\boldsymbol{r}_i+\mathrm{i}\frac{\sqrt{L}}{\hbar}\boldsymbol{p}_i,$$

$$\boldsymbol{r}_i=\frac{\langle\varphi_{Z_i}|\hat{\boldsymbol{r}}|\varphi_{Z_i}\rangle}{\langle\varphi_{Z_i}|\varphi_{Z_i}\rangle},\qquad \boldsymbol{p}_i=\frac{\langle\varphi_{Z_i}|\hat{\boldsymbol{p}}|\varphi_{Z_i}\rangle}{\langle\varphi_{Z_i}|\varphi_{Z_i}\rangle}.$$

它在 QMD 中比较好的反映了重离子碰撞过程中的单粒子行为. 另一种是相干态型[7]

$$\varphi_{Z_i}(\boldsymbol{r};\ t)=\left(\frac{2\mu}{\pi}\right)^{3/4}\exp\left\{-\mu\left(\boldsymbol{r}-\frac{\boldsymbol{Z}_i}{\sqrt{\mu}}\right)^2+\frac{1}{2}\boldsymbol{Z}_i^2\right\}, \tag{A2}$$

其中:

$$\boldsymbol{Z}_i=\sqrt{\mu}\ \boldsymbol{D}_i+\frac{i}{2\hbar\sqrt{\mu}}\ \boldsymbol{K}_i,$$

$$\boldsymbol{D}_i=\frac{\langle\varphi_{Z_i}|\hat{\boldsymbol{r}}|\varphi_{Z_i}\rangle}{\langle\varphi_{Z_i}|\varphi_{Z_i}\rangle}, \qquad \boldsymbol{K}_i=\frac{\langle\varphi_{Z_i}|\hat{\boldsymbol{p}}|\varphi_{Z_i}\rangle}{\langle\varphi_{Z_i}|\varphi_{Z_i}\rangle}.$$

它被使用在 AMD 模型中. 这两种波包各有其优点，它们在相差一个因子下是等价的. 波包形式的选择在一定程度上取决于数值计算的方便.

Two－Body Correlation Transport Theory for Heavy Ion Collisions

I. Theory Model: Construction of Coherent State Representation and Basic Equations of Motion

Liu Jianye[1]　Wang Shunjin[2,3]　Li Xiguo[1,4]　Liu Hang[1]　Zuo Wei[1]

1 (*Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Scinces, Lanzhou* 730000)

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

3 (*Department of Modern Physics, Lanzhou University, Lanzhou* 730000)

4 (*Department of Physics, Northwest Normal University, Lanzhou* 730070)

Received 28 December 1995

Abstract

A two－body correlation transport theory (TBCTT) for describing the dynamical process in heavy ion collisions (HIC) is established by means of time－dependent coherent single particle state representations and the two－body correlation dynamics. Containing time－dependent mean field effect, Pauli block, and two－body collisions, this model is capable of describing the time－evolution of nonuniform nuclear matter, fluctuation effects and dynamical formation of fragments in HIC.

Key words　transport theory, TDHF equation, two－body correlation, heavy ion collisions.