第21卷 第2期　　高能物理与核物理　　Vol.21, No.2
1997年2月　　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　　Feb., 1997

重离子碰撞两体关联输运理论 II. 使用变分原理确定单粒子态的演化方程和反对称分子动力学*

李希国[1,2]　刘　航[1]　刘建业[1]

1(中国科学院近代物理研究所　兰州　730000)

2(西北师范大学物理系　兰州　730070)

1995-12-29　收稿

摘　　要

应用两体关联动力学和变分原理给出了非相对论重离子碰撞两体关联输运理论(TBCTT)方程组的另一种形式，用来讨论了费米分子动力学(FMD)和反对称化分子动力学(AMD). 碰撞效应自然地出现在单粒子态的演化方程中.

关键词　重离子碰撞，输运理论，两体关联，碰撞效应.

1　引　　言

中能重离子碰撞过程是一个包括平均场、两体碰撞和Pauli阻塞诸多因素交织的多体量子系统的演化过程. 而多体关联动力学[1]给出了描述多体量子系统相对独立的单体密度矩阵ρ和各级关联函数$C_n(n=2,\cdots)$所满足的方程组，明确了各级关联函数的物理含意，按关联强度强弱和等级实现了截断近似方案. 根据核子之间相互作用的特征，考虑二阶截断近似，即$C_n=0\,(n\geqslant 3)$和

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

由此得到两体关联动力学方程组

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\rho(11';t)=[t(1)-t(1')]\rho(11';t)+\mathrm{Tr}_{(2=2')}[V(12)-V(1'2')]$$
$$\cdot[\rho(11';t)\rho(22';t)-\rho(12';t)\rho(21';t)]+\mathrm{Tr}_{(2=2')}[V(12)-V(1'2')]C_2(12,1'2';t), \quad (2)$$

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

---

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

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

这里数 1、1′，2、2′和 3、3′表示空间，自旋和同位旋．这组方程包括了平均场、两体碰撞、反对称效应以及所有的两体关联，因此，两体关联动力学是研究非相对论重离子碰撞的理论基础之一．

本文将使用两体关联动力学和变分原理试图建立重离子碰撞动力学过程的理论，即两体关联输运理论 TBCTT(Two－Boy Correlation Transport Theory)，得到不同于文献[2]的另一组方程．第二节假设单粒子试探态取相干态或高斯波包形式，用它们构造单粒子正交态，将单体密度矩阵和两体关联函数用单粒子态展开，从两体关联动力学方程组可以得到展开系数的一组方程．第三节用变分法研究单粒子态的演化方程．最后一节应用所得到的两体关联输运方程组讨论 FMD(Fermionic Molecular Dynamics) 和 AMD (Antisymmetrized Molecular Dynamics) 模型中的两体碰撞效应．

2　理 论 模 型

为了从方程组(2)式和(3)式得到能够描述重离子碰撞过程的解，有理由[3]假设单粒子试探态取波包形式[3－7]，且在演化过程中保持其局域性，其中心沿经典轨迹运动[8]．使用波包将自动保证 Heisenberg 测不准关系不受到破坏，用波包构造的反对称多体试探态也将保持 Pauli 不相容原理．用 φ_{Z_i}(Z_i 是复参数)表示波包

$$\varphi_{Z_i}(i)=\varphi_{Z_i}(\boldsymbol{r};t)\otimes\chi_{\alpha_i},\qquad i=1,2,\cdots A, \tag{4}$$

式中 $\varphi_{Z_i}(\boldsymbol{r};t)$ 是空间部分，目前采用Gauss 型[4]和玻色相干型[5]，$\chi_{\alpha_i}=|\chi\rangle|\zeta\rangle$ 是第 i 个单粒子态的自旋、同位旋波函数部分．文献[6]给出了$|\chi\rangle$、$|\zeta\rangle$随时间演化的函数形式，并进行了较为详细的讨论．假设波包宽度不变，显然它们不正交归一．定义

$$\langle\varphi_{Z_i}|\varphi_{Z_j}\rangle=d_{ij}, \tag{5}$$

能够用 φ_{Z_i} 构造一组单粒子正交态 $\psi_\alpha(\alpha=1,2,\cdots A)$[9] 为

$$|\psi_\alpha\rangle=\sum_i d_{i\alpha}^{-1/2}|\varphi_{Z_i}\rangle, \tag{6}$$

这里

$$d_{ij}^{-1/2}=\sum_{lk}U_{il}\lambda_l^{-1/2}U_{jl}^*, \tag{7}$$

且

$$U\{d_{ij}\}U^+=\{\delta_{ij}\lambda_j\}. \tag{8}$$

很显然，由(5)—(8)式可证：$\langle\psi_\alpha|\psi_\beta\rangle=\delta_{\alpha\beta}$，设$\rho$及$C_2$在$|\psi_\alpha\rangle$基下展开为：

$$\rho(11';\ t)=\sum_{\alpha\beta}n_{\alpha\beta}(t)\psi_\alpha(1)\psi_\beta^*(1'),\tag{9}$$

$$C_2(12,\ 1'\ 2';\ t)=\sum_{\alpha\beta\gamma\delta}f_{\alpha\beta\gamma\delta}(t)\psi_\alpha(1)\psi_\beta(2)\psi_\gamma^*(1')\psi_\delta^*(2').\tag{10}$$

将(9)、(10)式代入方程组(2)、(3)式，得到展开系数$n_{\alpha\beta}$、$f_{\alpha\beta\gamma\delta}$满足下列耦合方程组：

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}n_{\alpha\beta}(t)=T_{\alpha\beta}+P_{\alpha\beta},\tag{11}$$

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}f_{\alpha\beta\delta\gamma}(t)=T_{\alpha\beta\delta\gamma}+B_{\alpha\beta\delta\gamma}+H_{\alpha\beta\delta\gamma}+P_{\alpha\beta\delta\gamma},\tag{12}$$

其中

$$\begin{aligned}T_{\alpha\beta}\equiv&-\mathrm{i}\hbar\sum_{\alpha'\beta'}[n_{\beta'\beta}\delta_{\alpha'\alpha}\langle\alpha'|\frac{\partial}{\partial t}\beta'\rangle+n_{\alpha\alpha'}\delta_{\beta'\beta}\langle\frac{\partial}{\partial t}\alpha'|\beta'\rangle\\&+(n_{\beta'\beta}\delta_{\alpha'\alpha}-n_{\alpha\alpha'}\delta_{\beta'\beta})\langle\alpha'|t(1)|\beta'\rangle]\\&+\sum_{\alpha'\beta'\gamma'\delta'}[(n_{\alpha\alpha'}n_{\gamma'\beta}-n_{\alpha\beta'}n_{\gamma'\alpha'})\delta_{\delta'\beta}-(n_{\delta'\beta}n_{\gamma'\beta'}-n_{\delta'\beta'}n_{\gamma'\beta})\delta_{\alpha'\alpha}]\langle\alpha'\beta'|V(12)|\gamma'\delta'\rangle,\end{aligned}$$

$$P_{\alpha\beta}\equiv\sum_{\alpha'\beta'\gamma'\delta'}[f_{\alpha\gamma'\alpha'\beta'}(t)\delta_{\delta'\beta}-f_{\delta'\gamma'\beta\beta'}(t)\delta_{\alpha'\alpha}]\langle\alpha'\beta'|V(12)|\gamma'\delta'\rangle,$$

$$\begin{aligned}T_{\alpha\beta\delta\gamma}\equiv&-\mathrm{i}\hbar\sum_{\alpha'\beta'}\{[(f_{\beta'\beta\delta\gamma}\delta_{\alpha'\alpha}+f_{\alpha\beta'\delta\gamma}\delta_{\alpha'\beta})\langle\alpha'|\frac{\partial}{\partial t}\beta'\rangle\\&+(f_{\alpha\beta\alpha'\gamma}\delta_{\beta'\delta}+f_{\alpha\beta\gamma\alpha'}\delta_{\beta'\gamma})\langle\frac{\partial}{\partial t}\alpha'|\beta'\rangle]\\&+[f_{\beta'\beta\delta\gamma}\delta_{\alpha'\alpha}+f_{\alpha\beta'\delta\gamma}\delta_{\alpha'\beta}-f_{\alpha\beta\alpha'\gamma}\delta_{\beta'\delta}-f_{\alpha\beta\delta\alpha'}\delta_{\beta'\gamma}]\langle\alpha'|t(1)|\beta'\rangle\}\\&+2\sum_{\alpha'\beta'\gamma'\delta'}n_{\beta'\gamma'}(f_{\alpha\beta\alpha'\gamma}\delta_{\delta'\delta}+f_{\alpha\beta\delta\alpha'}\delta_{\delta'\gamma}-f_{\delta'\beta\delta\alpha'}\delta_{\delta'\alpha}-f_{\alpha\delta'\delta\gamma}\delta_{\alpha'\beta})\langle\alpha'\beta'|V(12)|\gamma'\delta'\rangle,\end{aligned}$$

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

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

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

这里用$|\alpha\rangle$表示$|\psi_\alpha\rangle$，而

$$\langle \alpha'\beta' |V|\gamma'\delta' \rangle_A \equiv \langle \alpha'\beta' |V|\gamma'\delta' \rangle - \langle \alpha'\beta' |V|\delta'\gamma' \rangle.$$

方程组(11)和(12)是两体关联输运理论(TBCTT)的基本方程之一．当单粒子态 $|\psi_\alpha\rangle$的演化确定后，这组方程能给出重离子碰撞过程中的单体密度演化和两体关联，通过(1)式两体密度演化也被确定，从而可以计算任何物理量．

3　时间相关的变分原理

单粒子试探态的引入，使得两体关联动力学方程不能给出单粒子态的演化信息．这需要寻求其他方法来研究单粒子态的演化．文献[2]中采用了TDHF方法，这里将使用时间相关的变分原理讨论单粒子态的演化．

时间相关的变分原理[10]

$$\delta\int_{t_1}^{t_2} dt \langle \Psi(t)| i\hbar\frac{\partial}{\partial t} - H|\Psi(t)\rangle = 0, \tag{13}$$

其中 $|\Psi(t)\rangle$是由单粒子正交态的行列式构成．H是体系的哈密顿量．显然 $\boldsymbol{Z}_i$ 和 $\boldsymbol{Z}_i^*$ $(i=1, 2, \cdots A)$是参数．构成体系的广义坐标．在条件 $\boldsymbol{Z}_i(t_1)=\boldsymbol{Z}_i(t_2)=\boldsymbol{Z}_i^*(t_1)=\boldsymbol{Z}_i^*(t_2)=0$ 下，Euler－Lagrange 方程：

$$\frac{\partial\mathscr{L}}{\partial\boldsymbol{Z}_i} - \frac{d}{dt}\frac{\partial\mathscr{L}}{\partial\dot{\boldsymbol{Z}}_i} = 0, \quad \text{C. C.}, \qquad i=1, 2, \cdots A, \tag{14}$$

这里 $\mathbb{L}$ 是(13)式中的 Lagrange 函数．

$$\mathscr{L}(\boldsymbol{Z}, \boldsymbol{Z}^*) \equiv \mathscr{L}_0(\boldsymbol{Z}, \boldsymbol{Z}^*) - \mathscr{H}(\boldsymbol{Z}, \boldsymbol{Z}^*), \tag{15}$$

式中

$$\mathscr{L}_0(\boldsymbol{Z}, \boldsymbol{Z}^*) = \langle\Psi(t)\left| i\hbar\frac{d}{dt}\right|\Psi(t)\rangle =$$

$$i\hbar\sum_i\left(\langle\Psi(t)\left|\frac{\partial}{\partial\boldsymbol{Z}_i}\right|\Psi(t)\rangle\dot{\boldsymbol{Z}}_i + \langle\Psi(t)\left|\frac{\partial}{\partial\dot{\boldsymbol{Z}}_i^*}\right|\Psi(t)\rangle\boldsymbol{Z}_i^*\right), \tag{16}$$

$\mathbb{H}$ $(\boldsymbol{Z}, \boldsymbol{Z}^*)$ 是 H在 $|\Psi(t)\rangle$态中的期望值．

$$\mathscr{H}(\boldsymbol{Z}, \boldsymbol{Z}^*) = \langle\Psi(t)|H|\Psi(t)\rangle. \tag{17}$$

在我们的模型中，可让：

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{A!}}\det\{\psi_\alpha(i)\} = [\det D^{-1}]^{1/2}|\Phi(t)\rangle, \tag{18}$$

$$|\Phi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{A!}}\det\{\varphi_{Z_i}(j)\}, \tag{19}$$

其中 $\langle\Phi(t)|\Phi(t\rangle = D = \{d_{ij}\}$，由(7)式易证 $\det\{d_{ij}^{-1/2}\} = [\det D^{-1}]^{1/2}$，将(18)式代入(16)式得：

$$\mathscr{L}_0(\boldsymbol{Z}, \boldsymbol{Z}^*) = i\hbar\frac{1}{2}\sum_i\left\{\frac{\partial}{\partial\boldsymbol{Z}_i}\ln(\det D)\dot{\boldsymbol{Z}}_i - \frac{\partial}{\partial\boldsymbol{Z}_i^*}\ln(\det D)\dot{\boldsymbol{Z}}_i^*\right\}. \tag{20}$$

使用(15)、(14)式给出：

$$\hbar\sum_j B_{ij}\dot{\boldsymbol{Z}}_j = \frac{\partial\mathscr{H}}{\partial\boldsymbol{Z}_i^*}, \qquad i=1, 2, \cdots A \tag{21}$$

$$\hbar\sum_j B_{ij}^* \dot{Z}_j^* = \frac{\partial \mathscr{H}}{\partial Z_i} , \tag{22}$$

式中 $B_{ij}(Z, Z^*)$ 定义为:

$$B_{ij}(Z, Z^*) \equiv \mathrm{i}\frac{\partial^2}{\partial Z_i^* \partial Z_j} \ln(\det D) . \tag{23}$$

这里参数 Z_i 及 Z_i^* 构造了一个复流形[11]，也可能是 Kahler 流形. 其 Kahler 形式由(23)式构造. 解方程组(21)和(22)给出 Z_i，Z_i^*，从而确定了单粒子态的演化.

4 应 用

使用所建立的理论模型对 FMD 及 AMD 进行一些讨论. 从密度矩阵的定义出发，将(6)式代入(9)式得:

$$\rho(11'; t) = \sum_{ij} n_{ij} \varphi_{Z_i}(1) \varphi_{Z_j}^*(1') , \tag{24}$$

式中

$$n_{ij} \equiv \sum_{\alpha\beta} d_{i\alpha}^{-1/2} n_{\alpha\beta} d_{j\beta}^{*\,-1/2} . \tag{25}$$

当单粒子正交态之间无关联时，$n_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta}$，$C_2 = 0$，可证(25)式变为:

$$n_{ij}^0 = d_{ij}^{-1} . \tag{26}$$

单体密度矩阵

$$\rho^0(11'; t) = \sum_{ij} d_{ij}^{-1} \varphi_{Z_i}(1)\ \varphi_{Z_i}^*(1') , \tag{27}$$

两体密度矩阵

$$\rho^0(11'; 22'; t) = \sum_{ijlm} d_{ij}^{-1} d_{lm}^{-1} \varphi_{Z_i}(1) \varphi_{Z_l}(2) [\varphi_{Z_l}^*(1') \varphi_{Z_m}^*(2') - \varphi_{Z_m}^*(1') \varphi_{Z_j}^*(2')] . \tag{28}$$

由(17)、(27)、(28)式得 H 的期望值为

$$\mathscr{H}^0(Z, Z^*) = \mathscr{T}^0(Z, Z^*) + \mathscr{V}^0(Z, Z^*) , \tag{29}$$

其中

$$\mathscr{T}^0(Z, Z^*) \equiv \mathrm{Tr}(\rho^0 T) = \sum_{ij} d_{ij}^{-1} \langle Z_i | t(1) | Z_j \rangle, \tag{30}$$

$$\mathscr{V}^0(Z, Z^*) \equiv \frac{1}{2!} \mathrm{Tr}(\rho^0 V) = \frac{1}{2} \sum_{ijlm} d_{ij}^{-1} d_{lm}^{-1} \langle Z_j Z_m | V(1, 2) | Z_i Z_l \rangle_A . \tag{31}$$

这里 t，V 分别是单体算子和两体算子.

考虑单粒子正交态之间存在关联时，设

$$n_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + \Delta_{\alpha\beta} . \tag{32}$$

由(25)式可知

$$n_{ij} = n_{ij}^0 + \Delta_{ij} \tag{33}$$

和

$$\Delta_{ij} = \sum_{\alpha\beta} d_{i\alpha}^{-1/2} \Delta_{\alpha\beta} d_{j\beta}^{*\,-1/2} .$$

H 的期望值变为

$$\mathscr{H}(Z, Z^*)=\mathscr{H}^0(Z, Z^*)+\Delta\mathscr{H}(Z, Z^*),\tag{34}$$

式中

$$\Delta\mathscr{H}=\Delta\mathscr{T}+\Delta\mathscr{V}+I,\tag{35}$$

而

$$\Delta\mathscr{T}(Z, Z^*)=\sum_{ij}\Delta_{ij}\langle Z_i|t(1)|Z_j\rangle,$$

$$\Delta\mathscr{V}(Z, Z^*)=\frac{1}{2}\sum_{ijlm}(d_{ij}^{-1}\Delta_{lm}^{-1}+\Delta_{ij}d_{lm}^{-1}+\Delta_{ij}\Delta_{lm})\langle Z_jZ_m|V(1, 2)|Z_iZ_l\rangle_A,$$

$$I=\frac{1}{2}\sum_{\alpha\beta\gamma\delta}f_{\alpha\beta\gamma\delta}\langle\alpha\beta|V(1, 2)|\gamma\delta\rangle.$$

在FMD和AMD模型中，H的期望值由(29)式给出，当讨论重离子碰撞动力学时，不自洽地考虑了两体碰撞效应，在我们的模型中，两体碰撞效应自然地由(35)式中的I给出，而$\Delta\mathscr{T}+\Delta\mathscr{V}$可以认为是两体关联效应引起密度涨落对平均场的修正，换言之，本文建立的理论模型自洽地给出了FMD和AMD模型中的两体碰撞效应.

从上面的讨论中可以看出，方程组(11)、(12)和(21)、(22)是一组耦合的动力学方程，是两体关联输运理论(TBCTT)的基本方程组之一. 求解这组方程组可以给出重离子碰撞过程中单粒子行为、密度涨落和碎裂的形成. 但求解需要数值方法，而且是比较复杂的，关于参数空间的几何结构问题，还需要专门进行讨论.

参　考　文　献

[1] S. J. Wang, W. Cassing, *Ann. Phys.*, **159**(1985)238.

[2] 刘建业、王顺金、李希国等，高能物理与核物理，**20**(1996)1007.

[3] H. Feldmeier, K. Bielar, J. Sclmack, *Nucl. Phys.*, **A586**(1995)493.

[4] J. Aichelin *et al.*, *Phys. Rev.*, **C37**(1988)2451.

[5] A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama *et al. Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992)2898.

[6] H. Feldmeier, *Nucl. Phys.*, **A515**(1990)147.

[7] C. Coriano, R. Parwani, H. Yamagishi, *Nucl. Phys.*, **A522**(1991)591.

[8] C. Jarzynski, *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995)1264.

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

[10] P. Kramer, M., Saraceno, *Geometry of the time-dependent variational principle in quantum mechanics*, Lecture Notes in Physics, **140** (Springer-Verlag 1981).

[11] S. S. Chern, *Complex Manifolds Without Potential Theory*, D. Van Nostrand Company, INC, 1967.

Two – Body Correlation Transport Theory for Heavy Ion Collisions
II. The Time – Evolution Equations of Single Particle States Given by Means of the Time Dependent Variational Principle and Antisymmetrized Molecular Dynamics

Li Xiguo[1,2] Liu Hang[1] Liu Jianye[1]

1 (*Institute of Modern Physical, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou* 730000)

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

Received 29 December 1995

Abstract.

Using the two-body correlation dynamics and the time dependent variational principle the equations of nonrelativistic two-body correlation transport theory (TBCTT) for heavy ion collisions are established. This theory is used to discuss Fermionic Molecular Dynamics (FMD) and Antisymmetrized Molecular Dynamics (AMD). The collision effects can naturely appear in the time-evolution equations of its single particle states.

Key words heavy ion collision, transport theory, two-body correlation, collision effect.