第 11 卷 第 5 期　　高能物理与核物理　　Vol. 11, No. 5
1987 年 9 月　　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　　Sept., 1987

重离子碰撞中的二体效应

葛凌霄　刘建业
（中国科学院近代物理研究所，兰州）

王顺金
（兰州大学）

摘　　要

在耗散的非绝热动力学理论框架下，从占据数方程出发，通过时间平均近似，我们得到了简单的弛豫分析表达式，并定量估计了一体和两体碰撞过程对占有数变化的贡献.

重离子碰撞中的众多实验现象为探索在碰撞动力学过程中平均位场动力学和核子-核子碰撞的相对重要性[1,2]提供了一个很好的机会。定性地说，在很低能量下平均场效应极为重要，而在高能时，核子-核子碰撞起主要作用。本文希望对一体和两体碰撞的相对重要性给出一个粗糙的定量估计，探索核子-核子碰撞的作用和局域温度的关系以及和碰撞系统的关系。

近年来，Nörenberg 为研究重离子碰撞过程，提出了耗散的非绝热动力学方法[3]，其主要思想包括两个基本方面，即非绝热的单粒子运动和两体碰撞所引起的耗散过程。文献[4]指出，扩展的时间有关的自洽场理论(ETDHF)和耗散的非绝热动力学理论(DDD)之间紧密关联，在时间相关的壳模型表象中，可从 ETDHF 直接得到 DDD. 在引进了非绝热基矢之后，整个动力学过程很自然地分为单粒子状态沿非绝热基矢的运动和由于两体碰撞导致的核子在非绝热能级上的重新分布。已经得到占据数随时间变化的基本方程[4]为:

$$\frac{dn_\alpha}{dt} = \sum_\beta W_{\alpha\beta}(n_\beta - n_\alpha) + \sum_{\beta\gamma\delta} W_{\alpha\gamma\beta\delta}[n_\beta n_\delta(1-n_\gamma)(1-n_\alpha) - (1-n_\beta)(1-n_\delta)n_\gamma n_\alpha]. \tag{1}$$

一体和二体碰撞过程跃迁几率分别为:

$$W_{\alpha\beta} = 2\mathrm{Re}\int_0^\infty d\tau \overline{U_{\alpha\beta}(\tau)U_{\alpha\beta}(t-\tau)} \quad \exp[-i\omega_{\beta\alpha}\tau - \Gamma_{\beta\alpha}\tau], \tag{2}$$

$$W_{\alpha\gamma\beta\delta} = 2\mathrm{Re}\int_0^\infty d\tau \overline{[V_{\alpha\gamma\beta\delta}(\tau)V_{\beta\delta\alpha\gamma}(t-\tau) - \mathrm{exch}]} \cdot \exp[-i\omega_{\delta\gamma\beta\alpha}\tau - \Gamma_{\delta\gamma\beta\alpha}\tau] \tag{3}$$

本文 1986 年 11 月 3 日收到.

其中，$U_{\alpha\beta}=\left\langle\alpha\left|h'-i\hbar\dot{q}\frac{\partial}{\partial q}\right|\beta\right\rangle$; $V_{\alpha\gamma\beta\delta}=\langle\alpha,\gamma|V'|\beta,\delta\rangle$.

$$\omega_{\beta\alpha}=(\varepsilon_\alpha-\varepsilon_\beta)/\hbar,\quad \omega_{\alpha\gamma\beta\delta}=(\varepsilon_\beta+\varepsilon_\delta-\varepsilon_\alpha-\varepsilon_\gamma)/\hbar.$$
$$\Gamma_{\beta\alpha}=|\dot{\omega}_{\beta\alpha}\theta|,\quad \Gamma_{\beta\delta\alpha\gamma}=|\dot{\omega}_{\beta\delta\alpha\gamma}\theta|. \tag{4}$$

方程(4)中各符号意义同于文献[4].

提出与状态 α 无关项，做简单变换，

$$W_\alpha=W_\alpha^+ + W_\alpha^-, \tag{5}$$

$$W_\alpha^+=\sum_\beta W_{\alpha\beta}n_\beta+\sum_{\beta\delta\gamma}W_{\alpha\gamma\beta\delta}n_\beta(1-n_\gamma)n_\delta, \tag{6}$$

$$W_\alpha^-=\sum_\beta W_{\alpha\beta}(1-n_\beta)+\sum_{\beta\delta\gamma}W_{\alpha\gamma\beta\delta}(1-n_\beta)n_\gamma(1-n_\delta). \tag{7}$$

方程 (1) 可以分析求解．其解为:

$$n_\alpha(t)=n_\alpha(t=0)\exp\left(-\int_0^t W_\alpha d\tau\right)+\bar{n}_\alpha(t)\left[1-\exp\left(-\int_0^t W_\alpha d\tau\right)\right], \tag{8}$$

其中，

$$\bar{n}_\alpha=\frac{W_\alpha^+}{W_\alpha^+ + W_\alpha^-}=\frac{W_\alpha^+}{W_\alpha}. \tag{9}$$

$\bar{n}_\alpha$ 可改写为费米分布形式

$$\bar{n}_\alpha=[1+e^{\mu_\alpha}]^{-1} \tag{10}$$

其中，

$$\mu_\alpha=\ln(W_\alpha^-/W_\alpha^+). \tag{11}$$

由方程 (2) 和 (3)，设 $\Gamma_{\alpha\gamma\beta\delta}$ 为随能量缓慢变化的函数，并且当 $\varepsilon_\alpha\to 0$ 时，$n_\alpha=1$ 和当 $\varepsilon\to\infty$ 时，$n_\alpha=0$，跃迁几率中，随能量迅速变化为 $\omega_{\alpha\gamma\beta\delta}$．由于两体碰撞中粒子-粒子相互作用的短程性，可以发现，方程 (11) 中的 μ_α 是连续的，当 ε_α 从零到无穷大变化时，μ_α 从小于零到大于零变化，至少应有一个零点．围绕着零点做泰勒展开:

$$\mu_\alpha(\varepsilon_\alpha)=\frac{1}{\Theta}(\varepsilon_\alpha-\varepsilon_f)+b_2(\varepsilon_\alpha-\varepsilon_f)^2+\cdots\cdots, \tag{12}$$

让 $b_n=0$，即在一级近似下，

$$\mu_\alpha(\varepsilon_\alpha)=(\varepsilon_\alpha-\varepsilon_f)/\Theta \tag{13}$$

ε_f 为局域费米能量，Θ 为局域温度．

方程 (8) 描述了重离子碰撞的主要过程．方程 (5)，(6) 和 (7) 中的 W_α^+ 和 W_α^- 是时间相关的函数，它来自非绝热单粒子能级随时间的变化和占据数随时间的变化．然而，这种变化的特征是缓慢的，因此，我们假定 $W_\alpha(t)$ 是一个光滑的连续函数，在整个时间发展过程中取它的平均值来代替．在 W_α 取时间平均近似下，方程 (8) 变换为更简单形式:

$$n_\alpha(t)=n_\alpha(0)e^{-\overline{W}_\alpha t}+\bar{n}_\alpha[1-e^{-\overline{W}_\alpha t}]. \tag{14}$$

方程 (14) 是一般微分方程

$$\frac{dn_\alpha}{dt}=-\overline{W}_\alpha(n_\alpha-\bar{n}_\alpha) \tag{15}$$

的精确解，它是方程 (1) 的近似，也是一般假定的最简单的研究弛豫现象的主方程．由方

程 (5)，(6) 和 (7)，我们分 W_α 为一体和两体碰撞过程，重新定义：

$$W_\alpha = W_\alpha^{(1)} + W_\alpha^{(2)}, \tag{16}$$

其中，

$$W_\alpha^{(1)} = \sum_\beta W_{\alpha\beta}, \tag{17}$$

表示一体碰撞过程贡献．两体过程的贡献为：

$$W_\alpha^{(2)} = \sum_{\beta\delta\gamma} W_{\alpha\gamma\beta\delta}[n_\beta(1-n_\gamma)n_\delta - (1-n_\beta)n_\gamma(1-n_\delta)]. \tag{18}$$

占据数变化的主方程(方程 (1) 和 (16)) 表示了碰撞动力学过程中的最基本问题，是了解和研究重离子反应机制的重要方面．因此，我们将用它来讨论一体和两体碰撞过程对占据数变化的贡献．按照 [5] 的讨论，一体碰撞矩阵元是一个高斯分布，高斯分布的宽度 Δ (取 2MeV) 标志着它的力程范围．当然，它是一个与温度有关的量，但与温度的依赖并不十分强烈．为便于讨论两体碰撞过程，对占据几率取线性近似：

$$n_\alpha = n(x) = 1 - \frac{x}{\Delta\varepsilon_F}, \tag{19}$$

由此，

$$W_\alpha^{(1)} = \overline{W}_{\alpha\beta}\cdot\Delta\cdot g, \tag{20}$$

$$W_\alpha^{(2)} = \frac{1}{4}\overline{W_{\alpha\gamma\beta\delta}}[g^3(\Delta\varepsilon_F)^3]. \tag{21}$$

g 是单粒子能级密度 $\left(取\ \frac{A}{12}\ \mathrm{MeV}^{-1}\right)$，$\Delta\varepsilon_F$ 为费米表面的厚度．$g(\varepsilon_F)\Delta\varepsilon_F$ 表示了费米表面附近单粒子激发可资利用的状态数目．确切给出一体和两体碰撞矩阵元的相对大小，仍然是一个未解决的问题，为便于比较，假设 R 是一个仅标志比例大小的量，

$$\overline{W_{\alpha\gamma\beta\delta}}/\overline{W}_{\alpha\beta} = \frac{1}{R}. \tag{22}$$

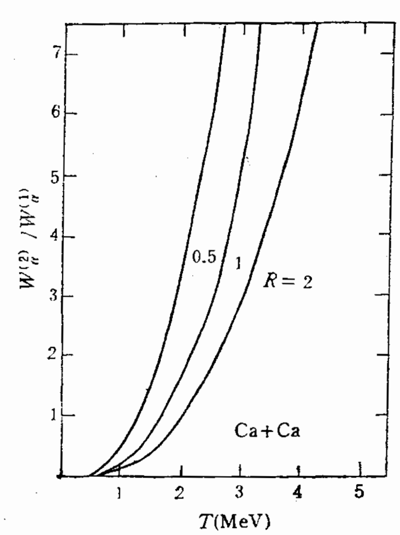

图 1　对于 $^{40}Ca + ^{40}Ca$ 反应系统，不同温度时的 $W_\alpha^{(2)}/W_\alpha^{(1)}$ (看文)

粒子空穴激发的最大数目同激发能相关，而激发能与温度大小相关联，根据简单的统计模型，一定温度 T 时可激发至费米面以上的粒子数目[6]为：

$$N = gT(\ln 4). \tag{23}$$

对占据数的变化，二体和一体碰撞过程贡献的比例可得到：

$$W_\alpha^{(2)}/W_\alpha^{(1)} = \frac{(\ln 4)^3}{256R\cdot\Delta} g^2T^3. \tag{24}$$

$W_\alpha^{(2)}/W_\alpha^{(1)}$ 对温度和反应系统质量数的强烈依赖明显地反映在 (24) 式中，同时，这个比值与一体和二体碰撞矩阵元之比 R 以及一体碰撞矩阵元分布宽度 Δ 成反比，这是很自然的。图 1 为一体和两体碰撞矩阵元之比 (R) 分别取为 0.5，1 和 2 时，对于 $^{40}Ca + {}^{40}Ca$ 反应系统，不同温度时的 $W_\alpha^{(4)}/W_\alpha^{(1)}$。无论 R 取任何值，一体和两体碰撞过程都存在竞争：在温度低时(这里 $T < 1.5$MeV)，一体碰撞过程的贡献大于两体碰撞过程，起主要作用；随着温度升高，两体碰撞过程的贡献越来越大。对于不同反应系统的计算表明，随着碰撞系统加重，两体碰撞过程的贡献愈明显，如 $A = 476$，即使在低温情况下，两体碰撞的贡献也很大。

参　考　文　献

[1] H. Kruse et al., *Phys. Rev.*, **C31**(1985), 1770.

[2] G. Bertsch, "Nonrelativistic Theory of Heavy Ion Reactions", School in Heavy Ion Physics, Erice, Sicily (1984).

[3] W. Norenberg, *Phys. Lett.*, **B104**(1981), 107; *Nucl. Phys.*, **A400**(1983), 275c.

[4] Wang Shunjin, *Common in Theor. Phys.*, 4(1985), 827.

[5] A. Gobbi and W. Norenberg, Heavy Ion Collision, Vol. **II**(1980), edit R. Bock.

[6] A. Bohr and R. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. **I**, p. 154.

TWO-BODY EFFECT IN HEAVY ION COLLISION

Ge Ling-xiao　Liu Jian-ye

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou*)

Wang Shun-jin

(*Lanzhou University*)

Abstract

A simple relaxation equation have been obtained from the master equation of the occupation number by means of the time average approximation in the dissipation diabatic dynamic theory. Contributions from one-body and two-body collision processes to the rate of occupation number have been compared quantitatively.