第9卷 第3期 高能物理与核物理 Vol. 9, No. 3
1985年5月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS May, 1985

预平衡核反应统计理论与 Hauser-Feshbach 公式

唐学田 陆中道 王书暖
(中国科学院原子能研究所)

摘 要

本文给出了一个简单明了的理论证明，证明目前各种预平衡反应的微观理论或唯象模型给出的反应截面中来自平衡部分的贡献就是通常的 Hauser-Feshbach 公式，并且 Hauser-Feshbach 公式给出反应截面的主要部分. 这个结论在物理上是直观的，虽然有人用数值计算的办法对它进行了说明，但我们的证明是一个简明的理论证明，因而更为严格.

一、序 言

自从 Griffin[1] 提出简单的激子模型以来，大量的关于预平衡核反应统计理论的半唯象模型(参考[2]以及[3]和[4]中引用的文献)和微观模型[3-8]相继发展起来. 这些微观模型在 $\Gamma/D \gg 1$ 的条件下，即在 Ericson 涨落[9]的条件下，假定核反应是通过一系列的统计门态进行的，并假定体系的哈密顿量的二体相互作用矩阵元是无规的，得到了对角度积分了的预平衡核反应的截面公式. 这里要说明一点，正像通常人们所作的那样，在未作特殊说明时，“预平衡核反应”指的是包括预平衡反应在内的复合核反应，“预平衡反应截面”指的也就是预平衡与平衡两部分贡献之和. 我们在这里不讨论预平衡反应中的角分布及角分布的朝前峰问题，用 MIT[6] 的语言来说，我们讨论的是多步复合核反应，而不是多步直接反应.

在以上提到的各种微观理论中，Feshbach, Kerman 和 Koonin[6] 的理论非常接近于原来的激子模型及其它各种半唯象模型，特别是它们的截面公式具有类似的结构. 而且他们都用到一个所谓“无返回”近似[10]，即复合体系一步一步地朝着越来越复杂的态(具有更多激子数的态) 发展或向道衰变，但体系绝不从激子数多的态回到激子数少的态. 而 Friedman, Hussein, McVoy 和 Mello 的理论[7]用的是极点展开. 看起来，Agassi, Weidenmüller 和 Mantzouranis 的理论[5]是最具一般性的严格理论，它在一定条件下可导致 Feshbach 等人[6,10]的理论，又可在一定条件下导致与 Friedman 等人[7]的理论有相同的求和律和结构类似的截面公式[8]. 新近的预平衡核反应理论是由 McVoy 和 Tang (唐学田)[8] 发

本文 1983 年 10 月 24 日收到.

展起来的，它与 Agassi, Weidenmüller 和 Mantzouranis[5] 的理论具有相同的基本物理假设，但它应用时间相关描述，给出体系随时间发展的各种细节，给出了一个关于主方程的完全的推导，指出了体系为何失去了时间反演不变性．当时间 $t \to \infty$ 时，它的结果与 Heidelberg 人们[5]所得到的结果相同．由于它是一个完全的时间相关统计理论，因而为进一步的理论工作(文献[11]提供了一个例子)和实验工作提供了一个很好的理论框架和理论基础．

正如 Weidenmüller[4] 指出的那样，各种预平衡反应的理论或模型都企图使他们所得到的截面同时包含预平衡与平衡这两部分的贡献，而其平衡部分的贡献就应当是通常的复合核反应的 Hauser-Feshbach 公式．这一点在物理上是直观的．尽管有人试图从数值结果上来说明[12]，但并未做出直截了当的解析证明．本文的目的就是为了给出一个简单的、直接的理论证明，证明当前各主要的微观的多步预平衡复合核反应理论给出的截面中相应于平衡部分的贡献就是通常的复合核反应 Hauser-Feshbach 公式．由于上面叙述的各种理论或模型之间的相互关系，我们主要对 Mcvoy 和 Tang (唐学田)的理论[8] 加以证明就够了．从另一个角度来说，由于这个理论的普遍性和时间相关特点，我们这样做就把人们迄今为止为证明这一点所作的努力推广到了时间相关的预平衡反应统计理论中来．

二、证明各种预平衡理论给出的截面中来自平衡部分的贡献就是通常的 Hauser-Feshbach 公式

为了使我们的证明具有尽可能大的普遍性，正像在序言中说明的那样，我们讨论时间相关的统计理论[8]．此时，从入射道 a 到出射道 b 的反应截面为

$$\sigma_{ab}(t) = \sum_{mn} T_m^a \Pi_{mn}(t) T_n^b, \tag{1}$$

其中 m、n 是模型中门态类的标号；若使用激子模型来定义门态类，一定的门态类相应于一定的激子数．$|m\mu\rangle$ 是 H_0 (定义见[8])的束缚本征态，总的哈密顿量是 $H = H_0 + V$，V 是剩余相互作用，μ 是除了 m 外为了指定 H_0 的束缚本征态所必须的指标．T_m^a 是从道 a 形成复合核，并且形成的复合核处于第 m 类门态的穿透因子，或是处于第 m 类门态的复合核衰变到道 a 的穿透因子．T_m^a 与人们熟悉的穿透因子 T^a 之间的关系是

$$T^a = \sum_m T_m^a. \tag{2}$$

$\Pi_{mn}(t)$ 是在 t 时刻复合核从第 m 类门态跃迁到第 n 类门态的几率．

$$\Pi(t) = (1 - e^{-\Gamma t})\Pi, \tag{3}$$

其中 Γ 矩阵描述复合体系的衰变，它包括了剩余相互作用 V 引起的复合核各类门态之间的耦合(或称之为跃迁)以及复合核态与道态之间的耦合(或称之为复合核态的衰变)．Γ 的表示式见文献[8]，由于它比较长，涉及到很多的物理量的定义，而且 Γ 表达式的细节对于本文的目的来说也并不很重要，我们这里就不写了．Π 就是 Heidelberg 理论[5] 中的时间无关 Π 矩阵．由公式(1)、(2)可以看出，当 $t \to \infty$ 时，

$$\sigma_{ab}(t) \to \sigma_{ab} = \sum_{mn} T^a_m \Pi_{mn} T^b_n,$$

即 Heidelberg 理论中的截面公式．Π 矩阵与 Γ 矩阵的关系是

$$\Pi = \Gamma^{-1} d. \tag{4}$$

其中，$d_{mn} \equiv \delta_{mn}(2\pi\rho_m)^{-1}$，$\rho_m$ 是第 m 类门态的能级密度．

为了下面推导与叙述方便，我们简单列举几点关于 Γ、Π 矩阵[8,13]的有用知识．

首先，

$$\sum_{k'} \Gamma_{kk'} = d_k \sum_a T^a_k. \tag{5}$$

其中 $d_k \equiv d_{kk}$．由于 T^a_k 代表复合核门态 m 与道 a 之间的耦合，当复合核不同门态间的耦合很强，而复合核态与道态之间的耦合很弱时，

$$\sum_{k'} \Gamma_{kk'} \approx 0. \tag{6}$$

其次，Γ 矩阵是实的，但不对称，而 $\tilde{\Gamma} \equiv d^{-\frac{1}{2}} \Gamma d^{1/2}$ 是实对称矩阵．这里矩阵 $d^{\pm 1/2}$ 的定义是 $(d^{\pm\frac{1}{2}})_{mn} \equiv \delta_{mn} d_m^{\pm 1/2} = \delta_{mn}(2\pi\rho_m)^{\mp 1/2}$．因为 d 是实对角矩阵，因而 $\Pi = \Gamma^{-1} d$，$\Pi(t) = (1 - e^{-\Gamma t})\,\Pi = (1 - e^{-\Gamma t})\Gamma^{-1} d$，$\tilde{\Pi} \equiv d^{-1/2} \Pi d^{-1/2} = \tilde{\Gamma}^{-1}$ 和 $\tilde{\Pi}(t) = d^{-1/2}\Pi(t) d^{-1/2} = (1 - e^{-\tilde{\Gamma} t})\tilde{\Gamma}^{-1}$ 等都是实对称矩阵．由于 $\tilde{\Pi}$ 和 $\tilde{\Pi}(t)$ 都可完全用 $\tilde{\Gamma}$ 来表示，因此只要我们把 $\tilde{\Gamma}$ 矩阵对角化，$\tilde{\Pi}$ 和 $\tilde{\Pi}(t)$ 也就对角化了，并且他们的本征值可完全用 $\tilde{\Gamma}$ 的本征值来表示．假定 $\tilde{\Gamma}$ 的相应于本征值 Γ_σ 的本征矢量为 $|\sigma\rangle$．这里要注意，$\tilde{\Gamma}$ 和 Γ 有相同的本征值，但它们的本征矢是不同的；$\tilde{\Gamma}$ 是厄米的，而 Γ 不是厄米的．$\tilde{\Gamma}$ 的本征矢的集合正交、归一、完备，而 Γ 的本征矢虽然完备，也不自正交(但是双正交)．因此我们可选取 $\tilde{\Gamma}$ 的本征矢 $\{|\sigma\rangle\}$ 作基矢．我们称 $\tilde{\Gamma}$ 的本征矢 $\{|\sigma\rangle\}$ 构成的基矢为本征基矢，此时的门态类 σ 为本征门态类，而叫原来的基矢 $\{|m\rangle\}$ 为模型基矢，相应的门态类 m 为模型门态类．我们选用 $\{|\sigma\rangle\}$ 表象，这样就很容易地把平衡的与预平衡的贡献分开来，以便于我们集中地讨论平衡部分的贡献．$\tilde{\Gamma}$ 矩阵的本征值 Γ_σ 是实验上可以观察到的量，是复合体系的特征宽度，$\hbar/\Gamma_\sigma$ 是复合体系在 σ 门态类"呆"的时间的长短．反应过程分几步进行，就有几类门态(包括"平衡"相应的那类复合态)，也就有几个特征 Γ_σ 或特征时间．体系在 Γ_σ 最小的那个门态类上呆的时间最长，因而这类门态粒子发射对截面的贡献就是平衡部分的贡献，而其它各类门态类的贡献就是预平衡发射的贡献．

定义在本征基矢 $\{|\sigma\rangle\}$ 中的穿透因子[8,13]

$$\tilde{T}^a_\sigma \equiv \left[\sum_n T^a_n d_n^{1/2}\langle\sigma|n\rangle\right]\left[\sum_m d_m^{-1/2}\langle\sigma|m\rangle\right], \tag{7}$$

时间相关的预平衡核反应截面可写成

$$\sigma_{ab}(t) = \sum_\sigma \frac{\tilde{T}^a_\sigma \tilde{T}^b_\sigma}{\sum_c \tilde{T}^c_\sigma}(1 - e^{-\Gamma_\sigma t}). \tag{8}$$

以上只是简单地回顾了到目前为止理论工作已经得到的结果，以便给不熟悉这个领域的读者提供一些必要的知识和出发点，而且这样一来我们就很容易知道应当用什么方法来实现本文提出的任务，即证明预平衡反应中平衡部分对截面的贡献就是通常的 Hauser-Feshbach 公式．我们下面将从公式(1)出发，运用微扰论作工具．

我们来求 $\tilde{\Gamma}$ 的最小本征值．先考虑一个假想的情况：

复合核各类门态与道之间的耦合为零，即 $T_m^a=0$（对于所有的 m，a）．于是，若定义此时的 Γ 为 $\Gamma^{(0)}$（相应地，$\tilde{\Gamma}\equiv d^{-1/2}\Gamma d^{1/2}$ 变成 $\tilde{\Gamma}^{(0)}$），则 $\Gamma^{(0)}$ 满足公式(6)，

$$\sum_n \Gamma_{mn}^{(0)}=0.\ (\text{对所有}\ m) \tag{6$'$}$$

公式(6)′可以改写成

$$\Gamma^{(0)}\mathbf{1}=0, \tag{9}$$

$$\mathbf{1}\equiv\begin{pmatrix}1\\1\\\vdots\\1\end{pmatrix}. \tag{10}$$

所以，$\Gamma^{(0)}$ 有一个相应于本征值为 0 的本征矢 $\mathbf{1}$．因 $\Gamma^{(0)}=d^{1/2}\tilde{\Gamma}^{(0)}d^{-1/2}$，公式(9)、(10)给出

$$\tilde{\Gamma}^{(0)}|v^{(0)}\rangle=0, \tag{11}$$

$$|v^{(0)}\rangle\equiv\alpha\begin{pmatrix}d_1^{-1/2}\\d_2^{-1/2}\\\vdots\end{pmatrix},\qquad \alpha=\frac{1}{\sqrt{\sum\limits_m d_m^{-1}}} \tag{12}$$

这里 $|v(0)\rangle$ 是 $\tilde{\Gamma}^{(0)}$ 的相应于本征值 0 的归一了的本征矢量，α 是归一常数．现在令

$$\tilde{\Gamma}=\tilde{\Gamma}^{(0)}+(\tilde{\Gamma}-\tilde{\Gamma}^{(0)}). \tag{13}$$

我们将会看到，$\tilde{\Gamma}-\tilde{\Gamma}^{(0)}$ 的大小依赖于 $\{T_m^a\}$．我们假定 $\{T_m^a\}$ 不等于 0，但足够小，以便可以把 $\tilde{\Gamma}-\tilde{\Gamma}^{(0)}$ 当成微扰． $\tilde{\Gamma}^{(0)}$ 的最小本征值是 0，相应的本征矢量为 $|v^{(0)}\rangle$；但 $\tilde{\Gamma}$ 的最小本征值就不为 0，相应的本征矢也与 $|v^{(0)}\rangle$ 不同． 也就是说，$\tilde{\Gamma}^{(0)}$ 所描写的体系不发生衰变[8]，而 $\tilde{\Gamma}$ 所描写的体系总是要衰变．我们设 $\tilde{\Gamma}$ 的最小本征值为 λ，相应的本征矢为 $|v\rangle$，则

$$\tilde{\Gamma}|v\rangle=\lambda|v\rangle. \tag{14}$$

由微扰论，运用公式(12)，(11)得

$$\begin{aligned}\lambda&\approx 0+\langle v^{(0)}|\tilde{\Gamma}-\tilde{\Gamma}^{(0)}|v^{(0)}\rangle\\&=\alpha^2\sum_{mn}d_m^{-1/2}\tilde{\Gamma}_{mn}d_n^{-1/2}\\&=\alpha^2\sum_{mn}d_m^{-1}\Gamma_{mn},\end{aligned}$$

运用公式(5)和(2)得

$$\lambda\approx\frac{1}{\sum\limits_m d_m^{-1}}\sum_{a\,k}T_k^a=\frac{1}{\sum\limits_m d_m^{-1}}\sum_a T^a. \tag{15}$$

对于 $|v\rangle$，我们可以只取零级近似，即

$$|v\rangle\approx|v^{(0)}\rangle=\alpha\begin{pmatrix}d_1^{-1/2}\\d_2^{-1/2}\\\vdots\end{pmatrix} \tag{16}$$

我们现在回到时间相关预平衡反应统计理论中的截面. 把 $\Pi(t)$ 用 $\tilde{\Pi}(t)$ 表示，则公式(1)变成

$$\sigma_{ab}(t)=\sum_{\sigma}\left[\sum_{m}T_{m}^{a}d_{m}^{1/2}\langle\sigma|m\rangle\right]\cdot\frac{1-e^{-\Gamma_{\sigma}t}}{\Gamma_{\sigma}}\cdot\left[\sum_{n}T_{n}^{b}d_{n}^{1/2}\langle\sigma|n\rangle\right],\tag{17}$$

这里我们用到了 $\tilde{\Pi}(t)$ 表达式 $\tilde{\Pi}(t)=(1-e^{-\tilde{\Gamma}t})\tilde{\Gamma}^{-1}$. 在公式(17)对 σ 的求和中，由于方括号内的值为有限大小，而当复合核门态与道之间的耦合远比不同类门态间的耦合弱，即 $\{T_{m}^{a}\}$ 很小，因而 $\tilde{\Gamma}$ 的最小的一个本征值 λ 很小时，它对于 $\sigma_{ab}(t)$ 的贡献也就远比 $\tilde{\Gamma}$ 的其它本征值相应的项大，所以我们只需保留 $\tilde{\Gamma}$ 最小本征值 λ 相应的项:

$$\sigma_{ab}(t)\approx\sigma_{ab}^{(eq.)}(t)\equiv\left[\sum_{m}T_{m}^{a}d_{m}^{1/2}\langle v|m\rangle\right]\frac{1-e^{-\lambda t}}{\lambda}\cdot\left[\sum_{n}T_{n}^{b}d_{n}^{1/2}\langle v|n\rangle\right],\tag{18}$$

其中，$\sigma_{ab}^{(eq.)}(t)$ 中的附标 ($eq.$) 表示体系达到平衡后对截面的贡献. 于是，运用(15)，我们得

$$\begin{aligned}\sigma_{ab}^{(eq.)}(t)&=\alpha^{2}\sum_{mn}T_{m}^{a}T_{n}^{b}\frac{1-e^{-\lambda t}}{\lambda}\\&=\alpha^{2}\sum_{mn}T_{m}^{a}T_{n}^{b}\frac{\left(1-e^{-\alpha^{2}\left(\sum_{c}T^{c}\right)t}\right)}{\alpha^{2}\sum_{c}T^{c}},\end{aligned}$$

由公式(2)和(12)，得

$$\begin{cases}\sigma_{ab}(t)\approx\sigma_{ab}^{(eq.)}(t)=\dfrac{T^{a}T^{b}}{\sum_{c}T^{c}}\left(1-e^{-(2\pi\rho)^{-1}\left(\sum_{c}T^{c}\right)t}\right)\\ \rho\equiv\sum_{m}\rho_{m}.\end{cases}\tag{19}$$

ρ 可理解成总的能级密度. $(2\pi\rho)^{-1}\sum_{c}T^{c}$ 就是通常定义的复合核衰变宽度. 当 $t\to\infty$ 时，公式(19)变成了通常的复合核反应理论中的反应截面，即 Hauser-Feshbach 公式. 至于预平衡的贡献来自于二次和其它高次的项.

公式(19)就是我们所要得到的主要结果: 在 McVoy 和 Tang (唐学田) 的时间相关统计理论[8]中，时间相关的反应截面中平衡部分的贡献 (相对于预平衡部分的贡献而言) 就是通常的 Hauser-Feshbach 公式. 由于此理论是目前各种多类门态预平衡复合核反应理论中最具普遍性的一个，因而上述结论对于现有的各种预平衡复合核反应理论却成立.

顺便提一点，比较公式(19)与(18)，公式(19)中相应于公式 (8) 中最小本征值的那一项，我们发现相应于此最小本征值的本征门态类的穿透因子

$$\tilde{T}^{a}=T^{a}.\tag{20}$$

事实上，公式(20)也可直接由前面得到的 $|v\rangle$ ((16)式)和 $\tilde{T}_{\sigma}$ 的定义式(7)得到. T^{a} 涉及

到模型基矢中的所有各类门态，这一点是与下面一个简单的物理事实相联系的：复合体系在达到平衡的过程中必须经过激子模型中所有预平衡门态类，即从入射道到复合体系的平衡态的整个过程经历了门态类组成的整个链条，由激子数小的门态发展到激子数大的门态，逐步达到平衡.

三、讨　论

以上的证明假定了复合核门态与反应道间的耦合远弱于不同类门态间的耦合，即 $\Gamma \approx \Gamma^{(0)}$，而 $\Gamma^{(0)}$ 满足公式(6)′,这在物理上同样是直观的. 这相当于假定预平衡发射比较弱以至于体系可以达到平衡阶段. 否则,若各类复合核门态与反应道之间的耦合很强，则复合体系在达到平衡阶段之前已经通过预平衡发射衰变掉了，也就谈不上反应截面中平衡部分的贡献. 所以,以上证明中的假定是合理的.

事实上,以上的假定相当于[9,14]

$$\Gamma^{\uparrow} \ll \Gamma^{\downarrow}, \quad \Gamma_m^{\uparrow} \ll \Gamma_m^{\downarrow}, \tag{21}$$

其中 $\Gamma^{\uparrow}$ 代表复合核与道的耦合，$\Gamma^{\downarrow}$ 代表不同类复合核门态间的耦合. $\Gamma_m^{\uparrow}$，$\Gamma_m^{\downarrow}$ 的含义类似，只不过是对于门态的各类而言. $\Gamma^{\uparrow}$ 是平均衰变宽度；$\Gamma^{\downarrow}$ 是复合体系的伸展宽度. $\hbar/\Gamma^{\uparrow}$ 是衰变时间，即复合体系的平均寿命；$\hbar/\Gamma^{\downarrow}$ 是弛豫时间，即平衡时间，亦即体系通过各类门态间的耦合造成各类门态占有几率的重新分配，因而达到占有几率与各类门态的能级密度成正比所需要的时间(文献[14]和文献[8]中公式 (4.3.12a) 下面的讨论). 公式(21)表明，复合体系的寿命必须远大于复合体系达到平衡所需的时间. 由公式 (21) 表示出来的我们在上面的证明中所作的假定的合理性在于：只当复合体系的寿命远大于复合体系的平衡时间或弛豫时间时，复合体系才不至于在达到平衡之前就已经通过衰变而消亡，因而各种预平衡核反应的微观理论或模型才有可能正确. 这里顺便提出了一种观点：目前各种多步复合核反应的微观理论似乎都假定了公式 (21)，即复合核门态与道之间的耦合远弱于不同门态之间的耦合. 这说明多步复合核反应的理论模型与“纯”复合核反应理论(即通常的 Hauser-Feshbach 理论) 相距不远 (相对于多步直接反应之相距于“纯”复合核反应而言，见文献[6]的序言部分).

四、结　论

我们运用微扰论证明了 McVoy 和 Tang (唐学田) 的时间相关预平衡反应统计理论中截面的来自平衡部分的贡献就是通常的 Hauser-Feshbach 公式再乘上一个时间相关因子(公式(19)). 由于此理论的普遍性,因此也就证明了通常的 Hauser-Feshbach 截面代表了各种预平衡理论模型给出的截面中来自平衡部分的贡献，并且给出了总的反应截面的零级近似，即主要贡献. 在我们的证明中，假定了复合核态与道之间的耦合很弱，即公式(21)，这个假定是与各个预平衡反应的微观理论成立的条件相一致的，并不过分.

参 考 文 献

[1] J. J. Griffin, *Phys. Rev. Lett.*, **17**(1966), 478;
J. J. Griffin, *Phys. Rev. Lett.*, **24B**(1967), 5.

[2] M. Blann, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **25** (1971), 123;
M. Blann, *Phys. Rev. Lett.*, **27**(1971), 337;
M. Blann and A. Mignerey, *Nucl. Phys.*, A186 (1972), 245.
M. Blann, *Nucl. Phys.*, **A213** (1973), 570.

[3] C. Mahaux and H. A. Weidenmüller, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **29**(1979), 1.

[4] H. A. Weidenmüller, Preprint: Talk at ANTWERP Conf., 1982.

[5] D. Agassi, H. A. Weidenmüller and G. Mantzouranis, *Phys. Rep.*, **22**C (1975), 145.

[6] H. Feshbach, A. Kerman and S. Koonin, *Ann. Phys.*, **125**(1980), 429.

[7] W. A. Friedman, M. S. Hussein, K. W. Mcvoy and P. A. Mello, *Phys. Rep.*, **77**(1981), 47.

[8] K. W. Mcvoy and X. T. Tang, *Phys. Rep.*, **94** (1983), 139.

[9] T. Ericson, *Phys. Rev. Lett.*, **5**(1960), 430;
D. M. Brink and R. O. Stephen, *Phys. Lett.*, **5**(1963), 77;
T. Ericson, *Ann. Phys.*, (N. Y), **23**(1963), 390;
T. Ericson and T. Mayer-Kuckuk, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **16**(1966), 183.
A. Richter, Nuclear Spectroscopy and Reaction, ed. J. Cerny, (Academic Press, New York, 1974).

[10] X. T. Tang, *Phys. Lett.*, **104**B (1981), 99.

[11] X. T. Tang and K. W. Mcvoy, *Phys. Lett.*, **121**B (1983), 21.

[12] J. M. Akkermans, H. Gruppelaar and G. Reffo, *Phys. Rev.*, C**22**(1980), 73.

[13] K. W. Mcvoy and X. T. Tang, *Phys. Lett.*, **119**B (1982), 1.

[14] H. A. Weidenmüller, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **3**(1980), pp. 49—126.

STATISTICAL THEORIES OF PREEQUILIBRIUM NUCLEAR REACTIONS AND THE HAUSER-FESHBACH FORMULA

TANG XUE-TIAN LU ZHONG-DAO WANG SHU-NUAN

(Institute of Atomic Energy, Academia Sinica)

ABSTRACT

It is proved that the contribution to the fluctuation cross sections from the equilibrium stage in all the microscopic theories and phenomenological approaches advanced so far of precompound reactions is given by the conventional Hauser-Feshbach formula, and that the Hauser-Feshbach cross section makes the leading part of the total cross sections. This conclusion is intuitive, and our proof, not like the numerical illustration as some people do in this regard, is thoroughly a theoretical one.