

➤ 上节回顾:

- 截面、微分截面、产额
- 分波分析：入射波的球面波分解，出射波系数 η_l

$$\sigma = \frac{N'}{IN_s} \quad \sigma(\theta, \phi) = \frac{dN'}{IN_s d\Omega}$$

中子反应产额:

$$Y = \frac{N'}{I_0} = \frac{I_0 - I_D}{I_0} = 1 - e^{-\sigma ND}$$

$$\frac{d\sigma_{sc}}{d\Omega} = \frac{j_{scattered} \cdot r^2}{j_{incident}} \cdot \frac{(cm^2 \cdot s)^{-1} \cdot cm^2}{(cm^2 \cdot s)^{-1}}$$

j : 粒子流注量率

$$j = \frac{\hbar}{2mi} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\partial \psi^*}{\partial r} \psi \right)$$

$$\psi_{sc} = \psi - \psi_i = \sum_{l=0}^{\infty} \psi_{sc,l}$$

$$= \frac{1}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} i^{l+1} (2l+1) (1 - \eta_l) e^{+i \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right)} P_l(\cos \theta)$$

$$\sigma_{sc} = \pi \hat{\lambda}^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \cdot |1 - \eta_l|^2$$

$$\sigma_r = \pi \hat{\lambda}^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \cdot (1 - |\eta_l|^2)$$

➤ 本节提要:

- 分波分析与截面（计算）
- “进来的门总是可以退出去的” —— 入射道也构成了出射道，(a, a) 反应总是存在的
- 核反应的三个阶段
- 复合核模型、共振
- 低能中子（长波长中子）吸收截面的1/v规律

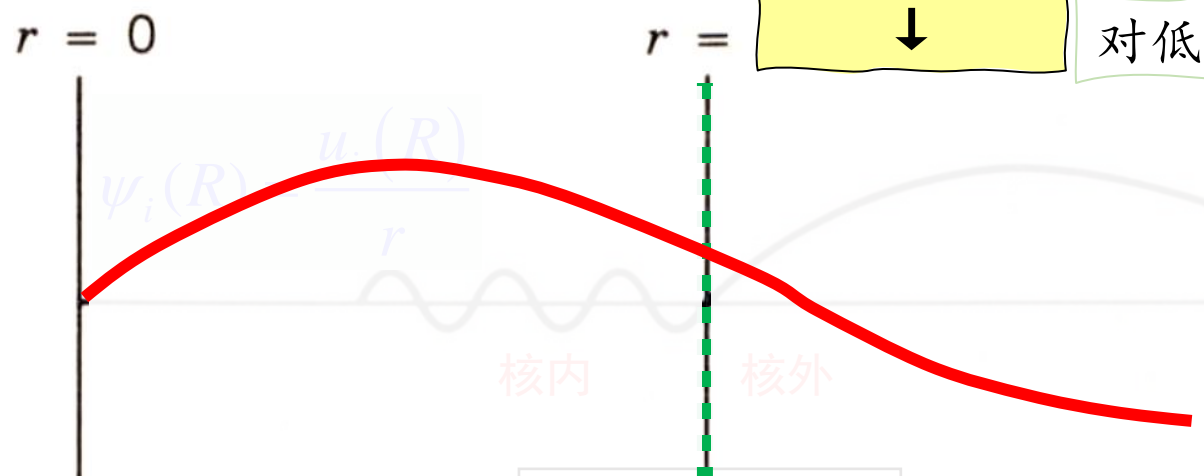
示例：如何得到低能中子的散射截面？

具体怎么做？

$$\psi = \frac{1}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} i^{l+1} (2l+1) \left[e^{-i\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)} - \begin{matrix} \text{无核: } 1 \\ \downarrow \\ \text{有核: } \eta_l \end{matrix} e^{+i\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)} \right] P_l(\cos \theta)$$

核外波函数
↓

对低能入射粒子， $l=0$ ，核外波函数简化为：



$$\psi(r) = \frac{u(r)}{r}$$

$$u_i(R) = u_0(R)$$
$$u_i'(R) = u_0'(R)$$

对数导数

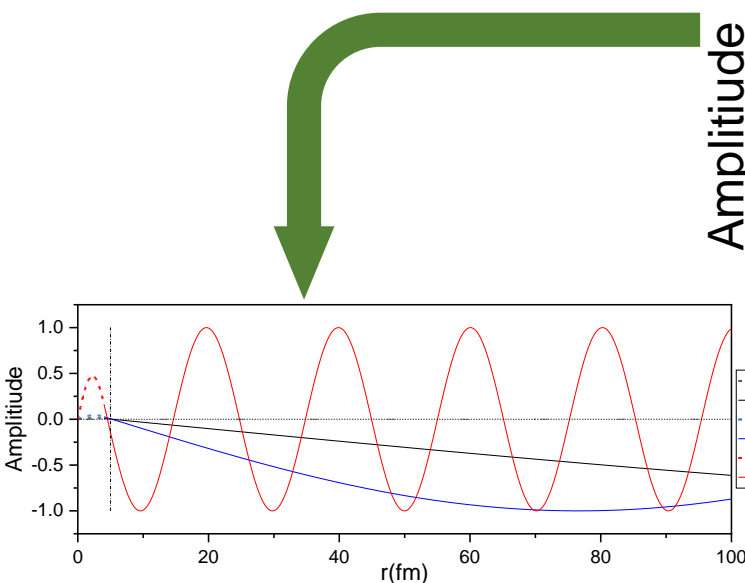
$$\frac{r}{u_i} \frac{du_i}{dr} \Big|_{r=R} = \mathcal{f} = \frac{r}{u_0} \frac{du_0}{dr} \Big|_{r=R}$$

$$u_0(r) = \frac{i}{2k} (e^{-ikr} - \eta_0 e^{+ikr})$$

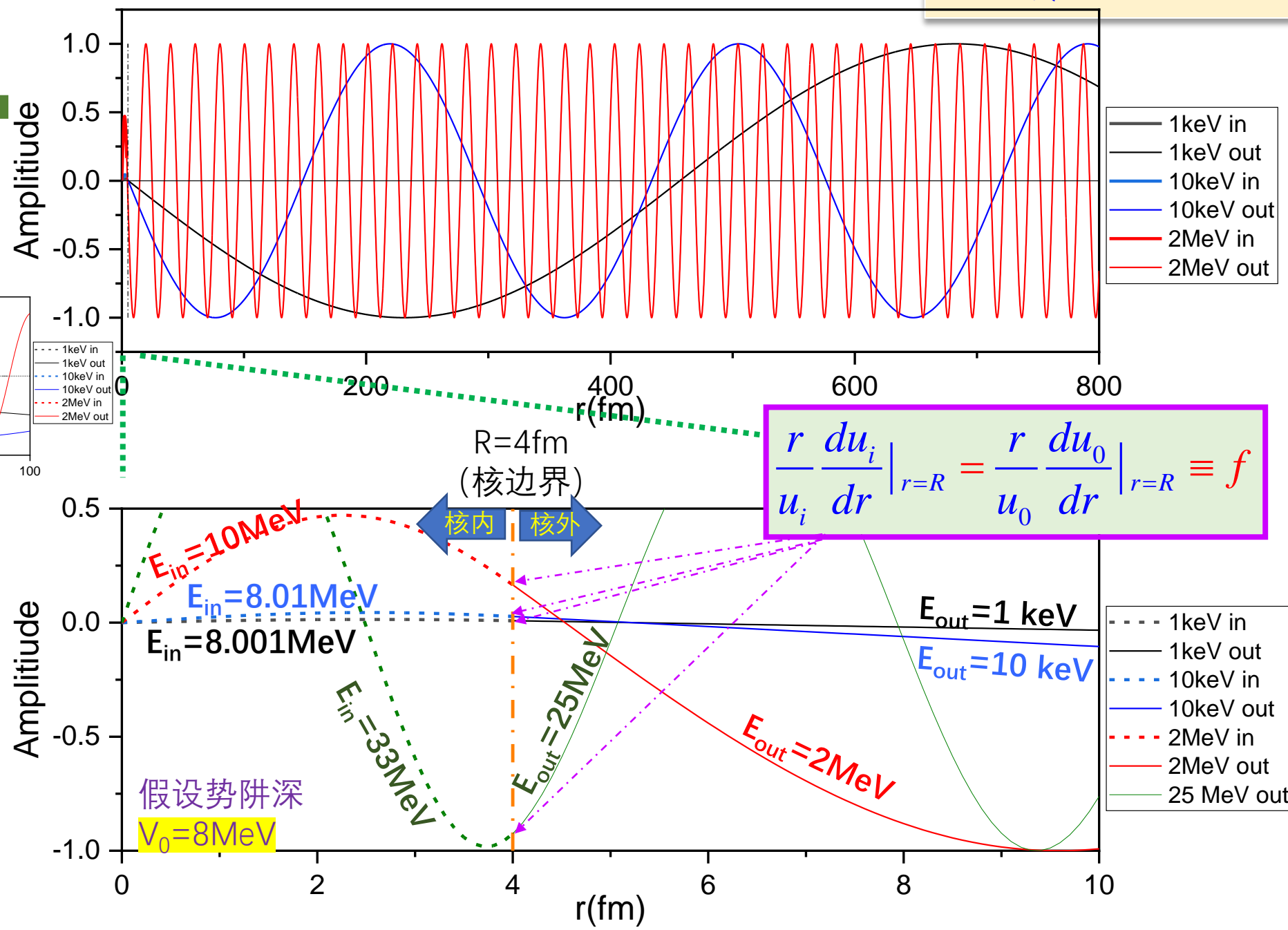
$$\begin{aligned} & \int_0^? \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \psi^* \psi \cdot r^2 dr \sin \theta d\theta d\phi \\ &= \int_0^? \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{u^*}{r^2} u \cdot r^2 dr \sin \theta d\theta d\phi \\ &= 4\pi \int_0^? u^* u \cdot dr \end{aligned}$$

不同半径r处的概率密度

放大一点
同时看到核内和核外波函数



再放大一点
看到核边界



若入射粒子与核的作用已知，则核内波函数数可知，继而可知核边界处的对数导数 f

核外波函数在核边界处的对数导数 f 应相同

$$f \equiv \frac{r}{u_0} \frac{du_0}{dr} \Big|_{r=R}$$

讨论截面，实质是讨论这几个因素间的关系

$$\sigma_{sc,0} = \pi \hat{\lambda}^2 |1 - \eta_0|^2$$

由于核外波函数

$$u_0 = \frac{i}{2k} (e^{-ikr} - \eta_0 e^{+ikr})$$

于是可得散射截面

$$f \equiv r \frac{-ike^{-ikr} - \eta_0 ike^{+ikr}}{e^{-ikr} - \eta_0 e^{+ikr}} \Big|_{r=R}$$

$$f \equiv R \frac{-ike^{-ikR} - \eta_0 ike^{+ikR}}{e^{-ikR} - \eta_0 e^{+ikR}} = f_R + if_I$$

$$f \cdot (e^{-ikR} - \eta_0 e^{+ikR}) = -ikRe^{-ikR} - ikR\eta_0 e^{+ikR}$$

$$fe^{-ikR} + ikRe^{-ikR} = \eta_0 (-ikRe^{+ikR} + fe^{+ikR})$$

$$\eta_0 = \frac{f + ikR}{f - ikR} e^{-2ikR}$$

低能中子时为常数

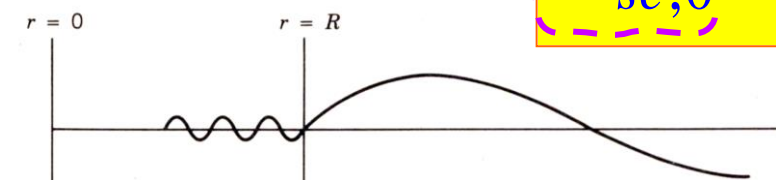
势弹性散射截面

$$\sigma_{sc,0} = 4\pi R^2$$

低能中子
 $kR \ll 1$

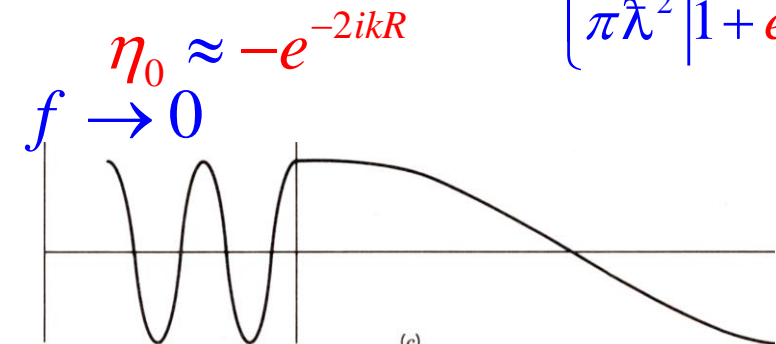
$$\sigma_{sc,0} = 4\pi \hat{\lambda}^2$$

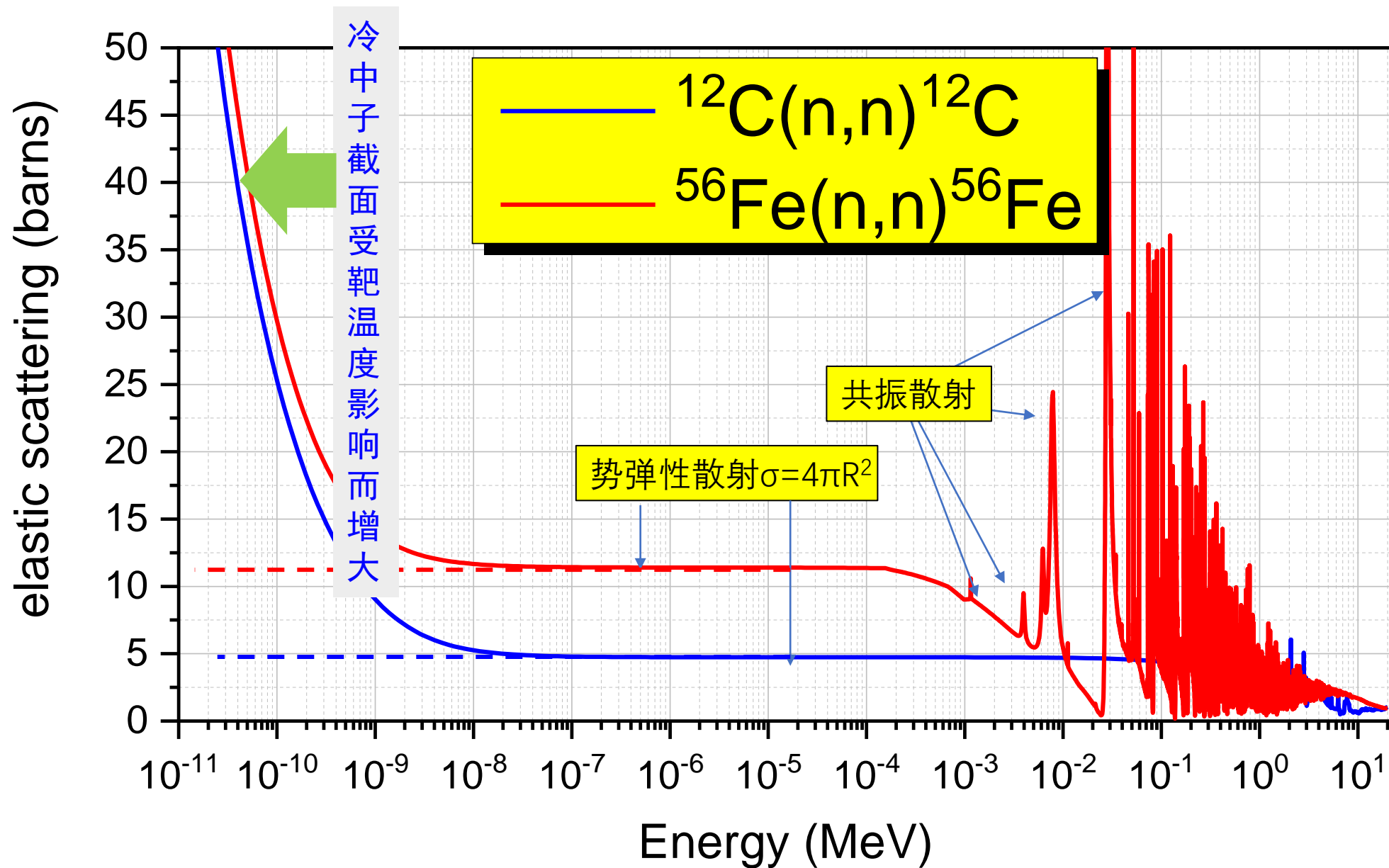
共振散射截面



$$f \rightarrow \infty, \eta_0 \approx e^{-2ikR}$$

$$\sigma_{sc,0} = \begin{cases} \pi \hat{\lambda}^2 |1 - e^{-2ikR}|^2 \\ \pi \hat{\lambda}^2 |1 + e^{-2ikR}|^2 \end{cases}$$





散射截面

$$\sigma_{sc,l} = \pi \hat{\lambda}^2 (2l+1) |1 - \eta_l|^2$$

$$\pi \hat{\lambda}^2 (2l+1) \times (0 \sim 4)$$

$$\frac{\sigma_{sc,l}}{\pi \hat{\lambda}^2 (2l+1)} = |1 - \eta_l|^2$$

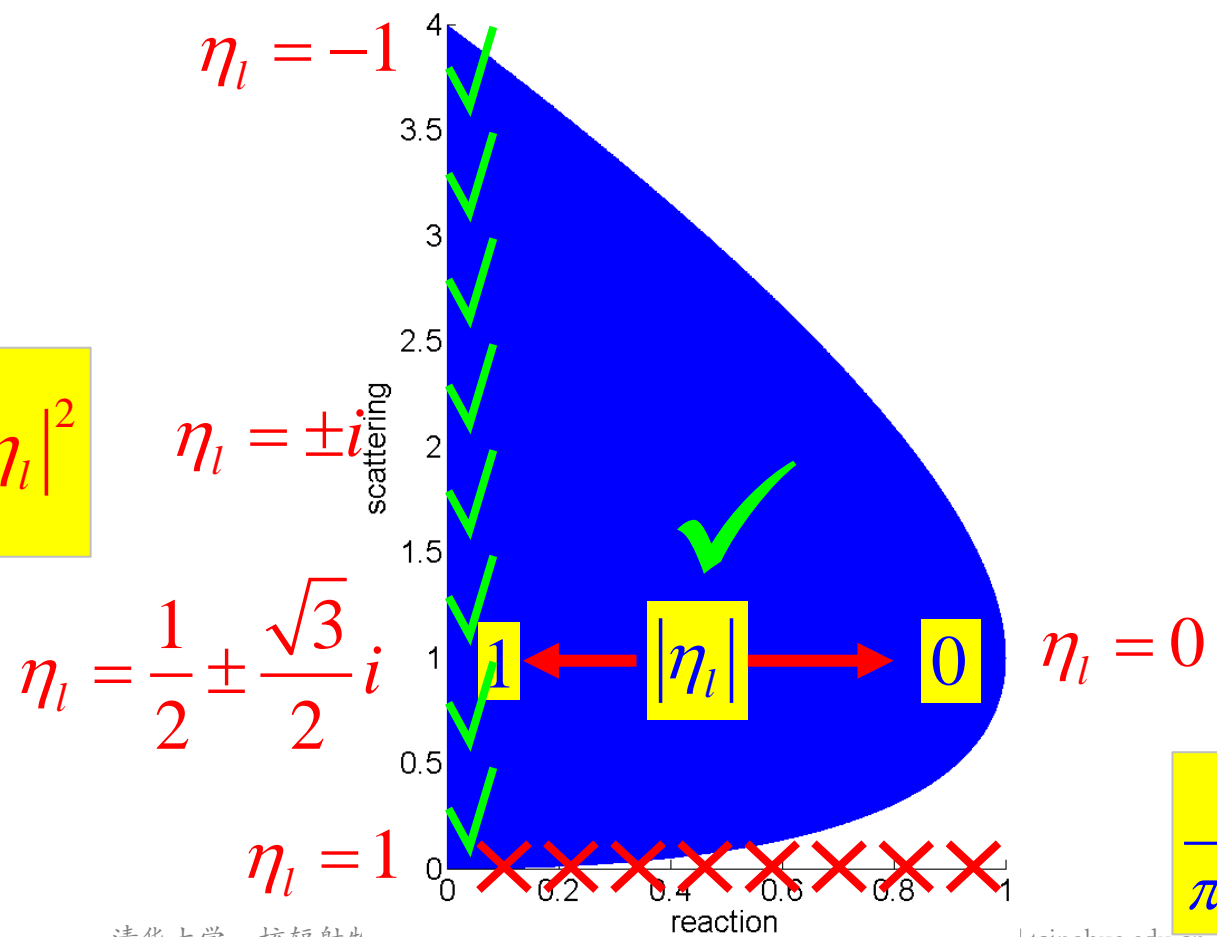
对任意的轨道角动量 l

取值范围

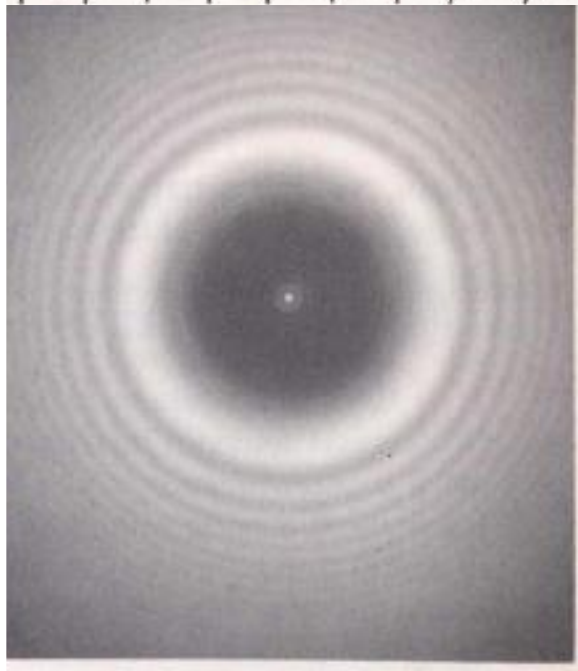
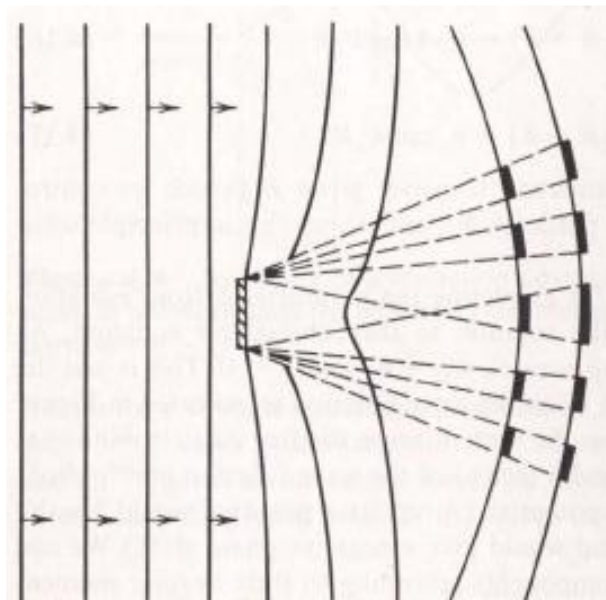
反应截面

$$\sigma_{r,l} = \pi \hat{\lambda}^2 (2l+1) (1 - |\eta_l|^2)$$

$$\pi \hat{\lambda}^2 (2l+1) \times (0 \sim 1)$$



$$\frac{\sigma_{r,l}}{\pi \hat{\lambda}^2 (2l+1)} = (1 - |\eta_l|^2)$$



➤ 允许有**纯**的**散**

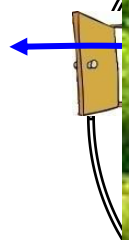
➤ 入射道对出射

✗ 至于反应道?

性散射)。

生散射。

反应道



弹性



§ 4.1 原子核反应概况

§ 4.2 核反应能和Q方程

§ 4.3 实验室坐标系和质心坐标系

§ 4.4 核反应截面和产额

§ 4.5 核反应中的分波分析

✓ § 4.6 核反应机制及核反应模型

- 核反应机制的问题属于**核反应动力学问题**。
- 对核反应机制的研究用**模型理论**来解决。



一. 核反应的**三阶段描述**

二. 光学模型

三. **复合核模型**

四. 连续区理论

五. 直接反应

1. 独立粒子阶段

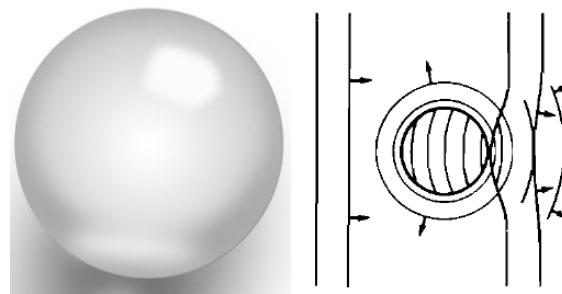
- 部分入射粒子被吸收, 引起**核反应**
- 部分入射粒子被散射, 形成**弹性散射**
- **势弹性散射**(potential scattering)**or形状弹性散射**(shape elastic scattering)

Potential scattering results from the **small penetrability** of the nucleus to slow neutrons and can usually be described in terms of the **scattering of an impenetrable sphere**.

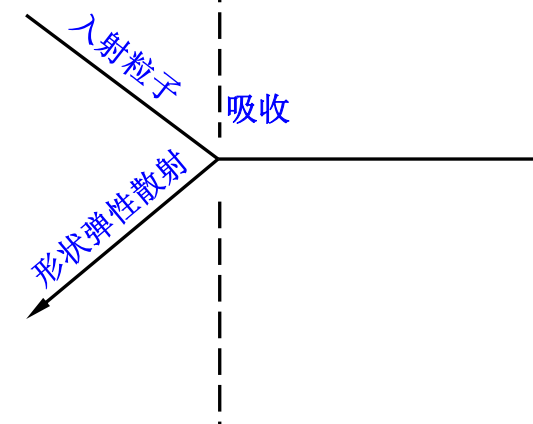
独立粒子阶段

光学模型可以很好的对这一阶段作出解释。

核半透明:
透射、反射、衍射波之间发生干涉



VICTOR F. WEISSKOPF



2. 复合系统阶段

入射粒子与靶核交换能量的**三种方式**:

① **直接作用** (反应后a仍飞出): 作用时间 $10^{-20} \sim 10^{-22} \text{s}$

➤ **表面、体内**直接作用

- 与一个或几个核子作用, 给其能量

➤ **多次碰撞**

- 在靶核内多次碰撞, 交换能量

➤ **集体激发**

- 使靶核集体激发, 引起转动、振动

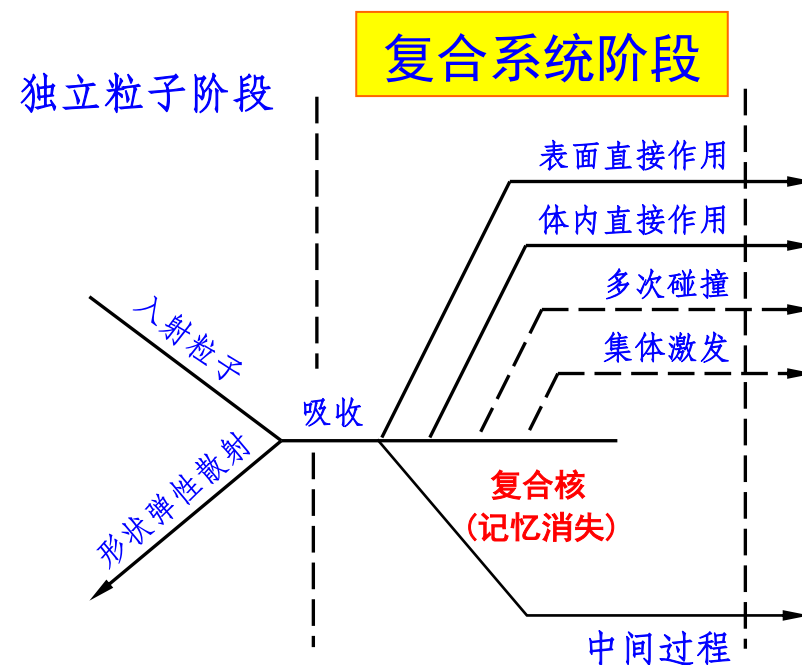
③ **中间过程**: 介于直接作用和复合核之间。

➤ **平衡前发射**: 入射粒子与靶核多次碰撞, 在达到平衡、形成复合核之前就发射粒子。

② **形成复合核** (反应后不知道是谁飞出了☺): 作用时间 $\sim 10^{-15} \text{s}$

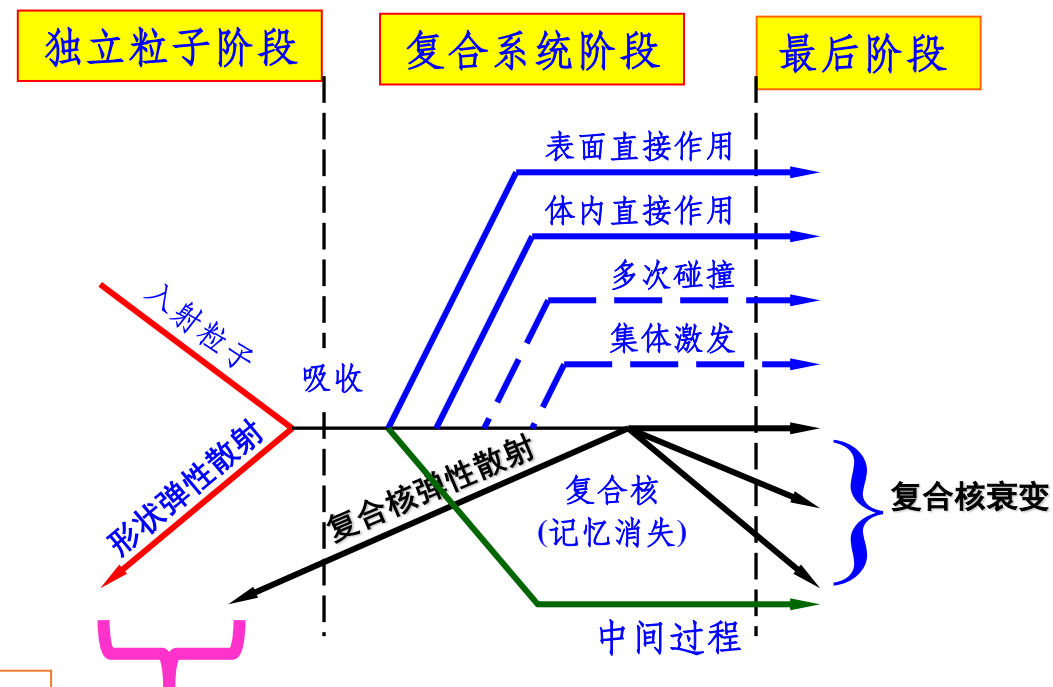
➤ 入射粒子损失能量后停留在核内, 与靶核形成复合核;

粒子与靶核发生能量交换, 形成复合体系, 入射粒子**不再是独立的**。



3. 最后阶段

复合系统分解为**出射粒子**和**剩余核**。



复合核弹性散射:

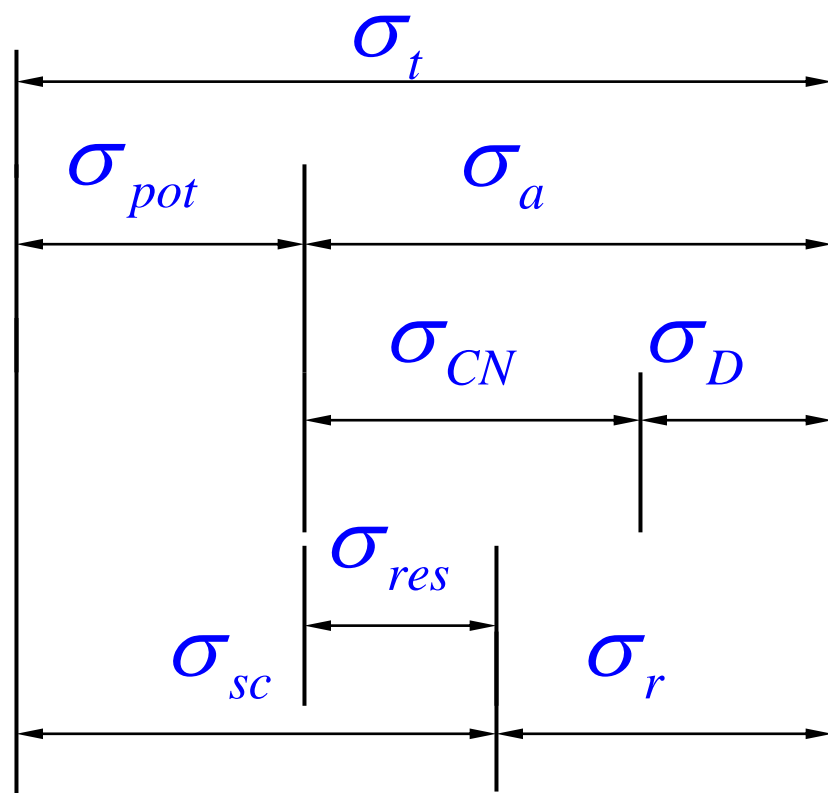
- 出射粒子与入射粒子**相同**
- 剩余核处于**基态**

都是弹性散射

复合核非弹性散射:

- 出射粒子与入射粒子**相同**
- 剩余核处于**激发态**

小结：各种截面间的关系



$$\sigma_t = \sigma_{pot} + \sigma_a$$

$$\sigma_a = \sigma_{CN} + \sigma_D$$

$$\sigma_{sc} = \sigma_{pot} + \sigma_{res}$$

$$\sigma_t = \sigma_{sc} + \sigma_r$$

$$\sigma_a = \sigma_{res} + \sigma_r$$

t: **Total**

pot: **Potential scattering**

a: **Absorption**

CN: **Compound nucleus**

D: **Direct reaction**

res: **Resonant scattering**

sc: **Scattering**

r: **Reaction**

一. 核反应的三阶段描述

二. 光学模型

✓ 三. 复合核模型

四. 连续区理论

五. 直接反应

1. 复合核模型

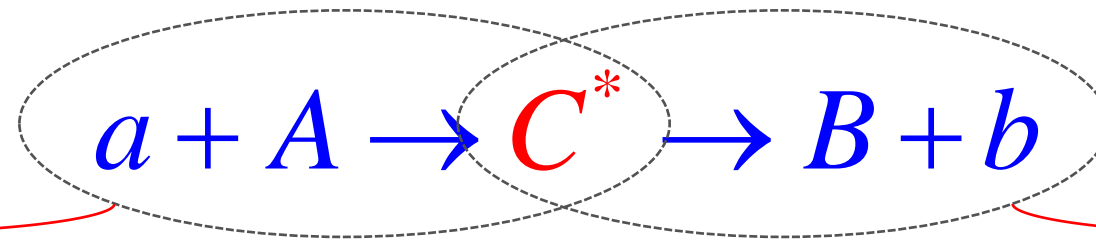
2. 共振

3. 慢中子反应的 $1/v$ 规律

1. 复合核(compound-nucleus)模型 (*N.Bohr,1936*)

复合核模型——核反应被分成相互独立的两个阶段：

- ① 入射粒子射入靶核，与之形成一个**复合核**，该核处于**激发态**；
- ② 激发态的复合核可沿⁽¹⁾**入射道（即弹性散射）**衰变，也可能开放⁽²⁾**其它衰变道**；



(1). 复合核的**形成**

复合核**形成截面**

$\sigma_{\text{CN}}(T_a)$

$$\sigma_{ab} = \sigma_{\text{CN}}(T_a) W_b(E^*)$$

(2). 复合核的**衰变**

b出射道**衰变几率**

$W_b(E^*)$

激发能“公摊” → 复合核衰变得很“慢”

复合核的**激发能**:

$$E^* = T' + B_{aA} = \frac{m_A}{m_a + m_A} T_a + B_{aA}$$

处于激发态的复合核要衰变!

复合核发射核子, 一般需要~8MeV的分离能。

?

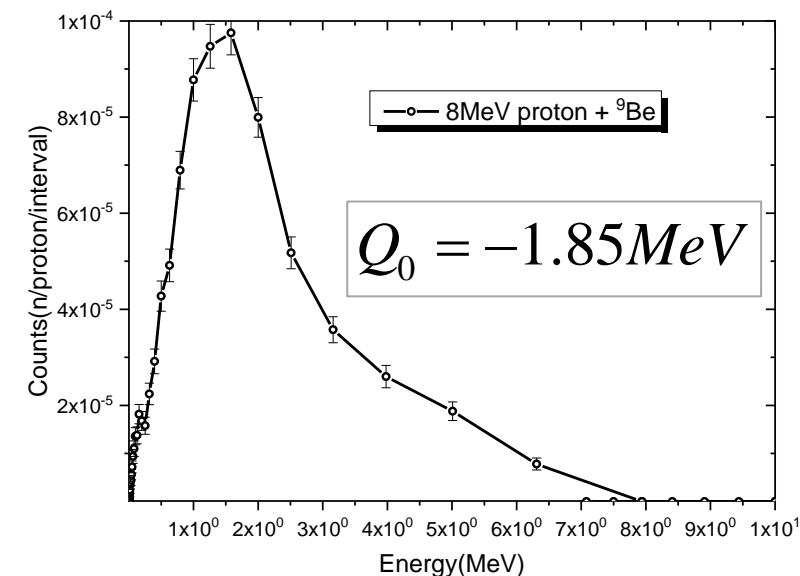
$$8\text{MeV} > 0.2\text{MeV}$$

A=100的原子核, $E^*=20\text{MeV}$, 平均每核子~0.2MeV。

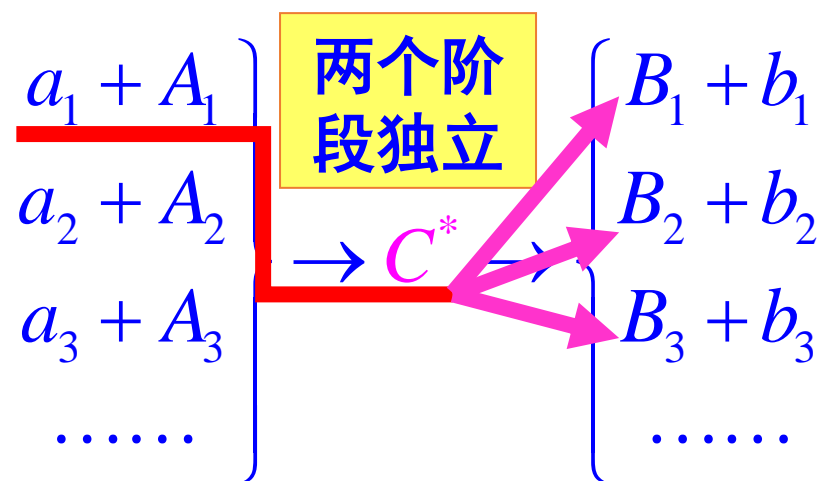
经过多次碰撞

复合核寿命: $10^{-14} \sim 10^{-18}\text{s}$

复合核可以发生衰变, 将核子从复合核中发射出来, 退激。叫做“**粒子蒸发**”。



复合核反应的两个阶段是独立的

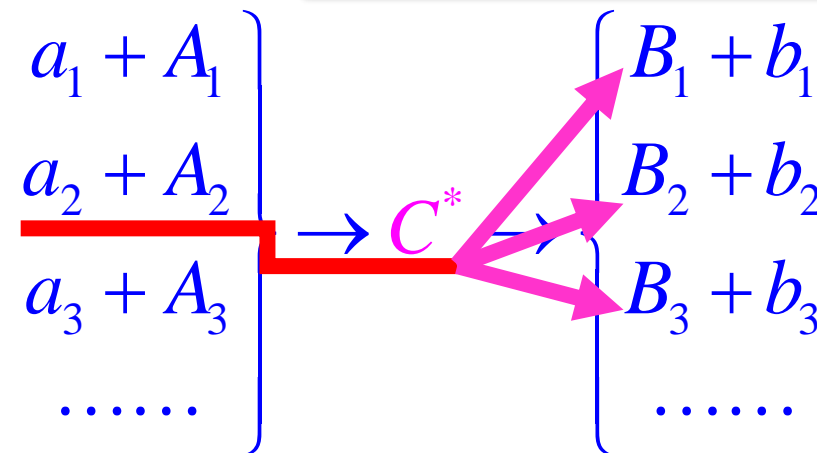


$$\sigma_{a_1 b_1} = \sigma_{\text{CN}}(T_{a_1}) W_{b_1}(E^*)$$

$$\sigma_{a_1 b_2} = \sigma_{\text{CN}}(T_{a_1}) W_{b_2}(E^*)$$

$$\sigma_{a_1 b_3} = \sigma_{\text{CN}}(T_{a_1}) W_{b_3}(E^*)$$

$$\sigma_{a_1 b_1} : \sigma_{a_1 b_2} : \sigma_{a_1 b_3} \\ = W_{b_1}(E^*) : W_{b_2}(E^*) : W_{b_3}(E^*)$$



$$\sigma_{a_2 b_1} = \sigma_{\text{CN}}(T_{a_2}) W_{b_1}(E^*)$$

$$\sigma_{a_2 b_2} = \sigma_{\text{CN}}(T_{a_2}) W_{b_2}(E^*)$$

$$\sigma_{a_2 b_3} = \sigma_{\text{CN}}(T_{a_2}) W_{b_3}(E^*)$$

$$\sigma_{a_2 b_1} : \sigma_{a_2 b_2} : \sigma_{a_2 b_3} \\ = W_{b_1}(E^*) : W_{b_2}(E^*) : W_{b_3}(E^*)$$

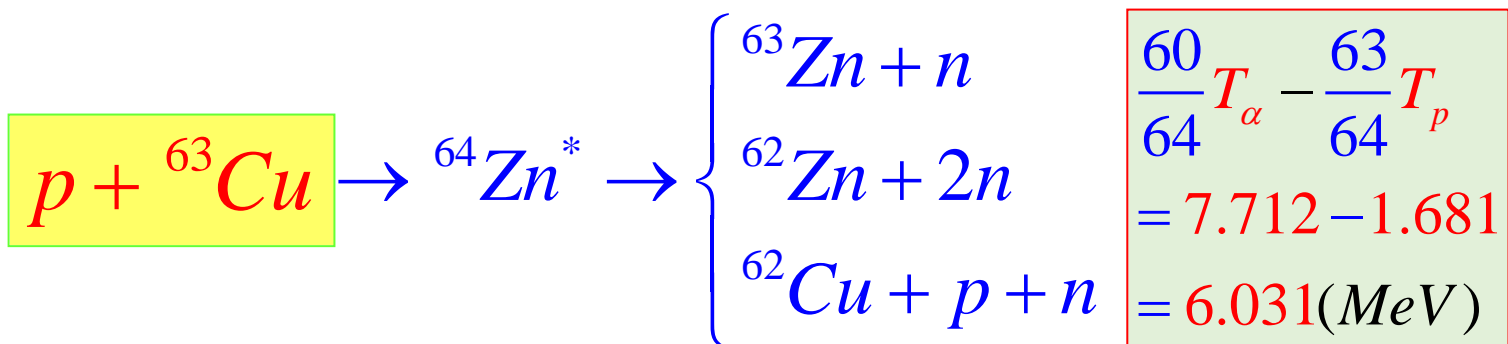
若复合核的激发能相同

$$\sigma_{a_1 b_1} : \sigma_{a_1 b_2} : \sigma_{a_1 b_3} = W_{b_1}(E^*) : W_{b_2}(E^*) : W_{b_3}(E^*) = \sigma_{a_2 b_1} : \sigma_{a_2 b_2} : \sigma_{a_2 b_3}$$

对不同入射道，相同 E^* 的复合核反应截面有：

$$\sigma_{a_1 b_1} : \sigma_{a_1 b_2} : \sigma_{a_1 b_3} \\ = \sigma_{a_2 b_1} : \sigma_{a_2 b_2} : \sigma_{a_2 b_3}$$

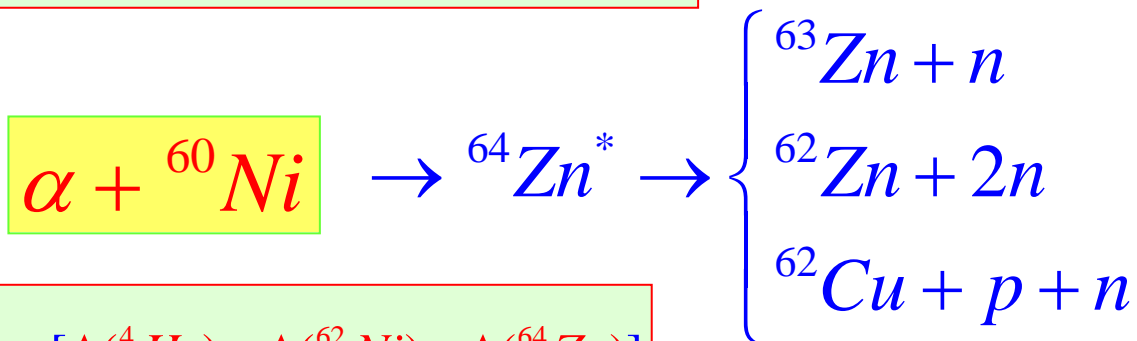
示例



$$E^* = \frac{63}{1+63}T_p + [\Delta({}^1\text{H}) + \Delta({}^{63}\text{Cu}) - \Delta({}^{64}\text{Zn})]$$

$$= \frac{63}{64}T_p + 7.712(\text{MeV})$$

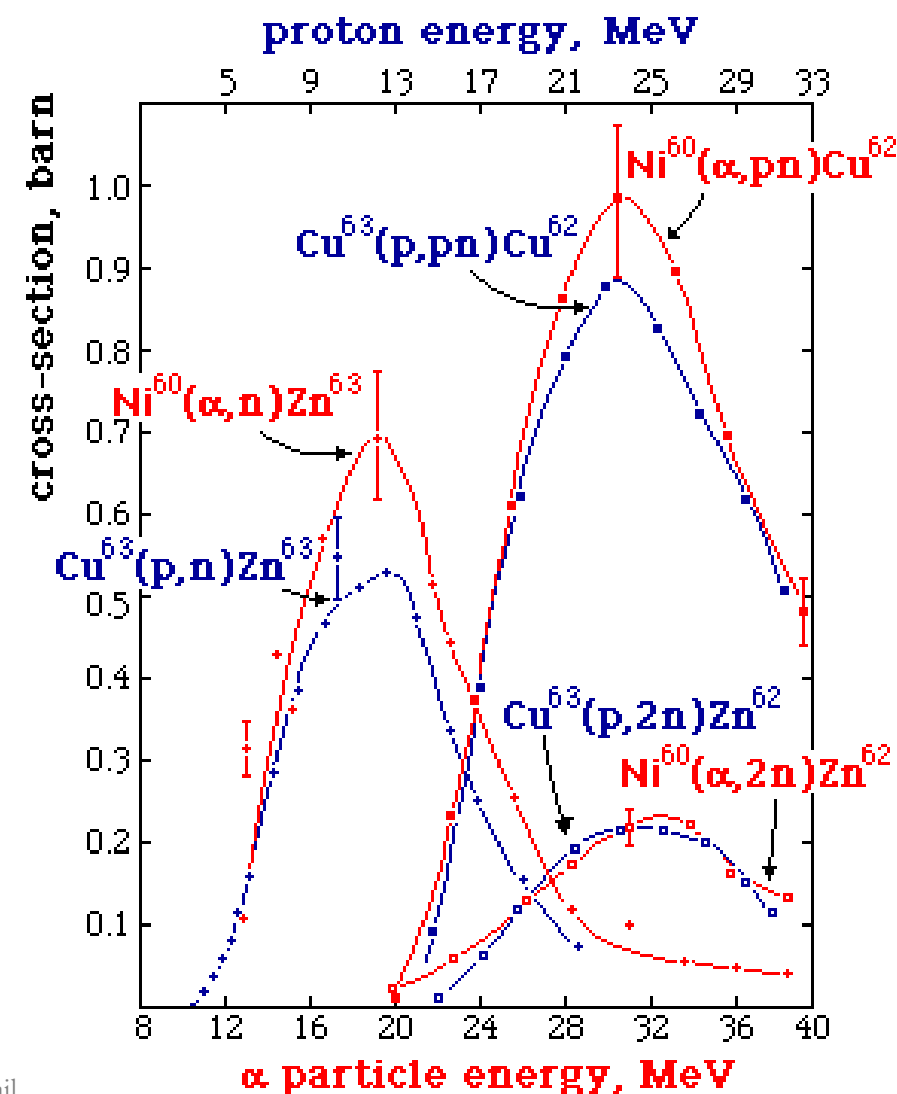
$$T_\alpha - T_p \approx 6.031(\text{MeV})$$



$$E^* = \frac{60}{4+60}T_\alpha + [\Delta({}^4\text{He}) + \Delta({}^{60}\text{Ni}) - \Delta({}^{64}\text{Zn})]$$

$$= \frac{60}{64}T_\alpha + 1.681(\text{MeV})$$

$$E^* = T' + B_{aA} = \frac{m_A}{m_a + m_A}T_a + B_{aA}$$



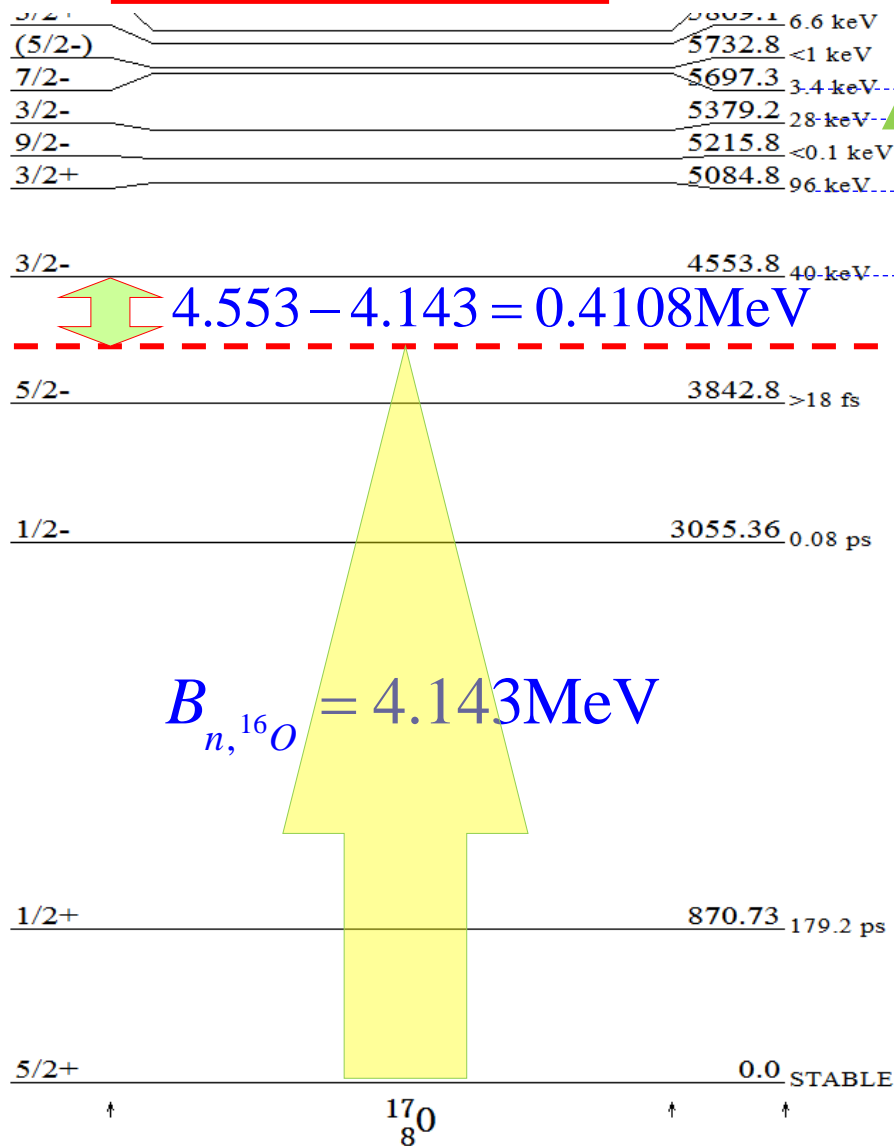
复合核模型的
适用范围

小结：复合核

- 复合核**如何衰变**是与它如何**形成无关**的；
- **如何衰变**，只取决于系统现在的**能量状态**；
- 事实上，复合核已经**“忘记”**了自己是**怎么形成**的；
- **衰变由**一定的**统计规律**决定；
- 衰变能固然不小，但分摊到每个核子身上就不多了，为了让某**“核子”** / **“原子核”** **“闯关”** 离开余核，需要**“凑份子”**，而这个时间是比较长的，会在 10^{-15}s 量级，对于核反应而言，这是挺**慢**的了。

- 入射粒子**能量不太高**： $10\sim 20\text{MeV}$
- 靶核**A较大**：**中等质量或重核**
 - The compound nucleus theory of nuclear reactions, outlined above, will be expected to **break down** at very **high excitation**, for at high enough energies the **probability of escape** of the **incident** neutron after a single traversal may be quite **large**, i.e., the nucleus is more or less **transparent** to high-energy neutrons.
 - Thus, the incident neutron may not have sufficient opportunity to share its energy among the nuclear constituents before it (or one of the other nucleons) escapes.
- **带电粒子也许更容易形成复合核**
 - In this respect, it is to be expected that the absorption of a charged particle by a heavy nucleus will, even for high incident energies, be more likely to lead to a true compound nucleus, since the escape of the charged particle from the nucleus **is impeded by the Gamow barrier**.

$$E^* = T' + B_{aA}$$

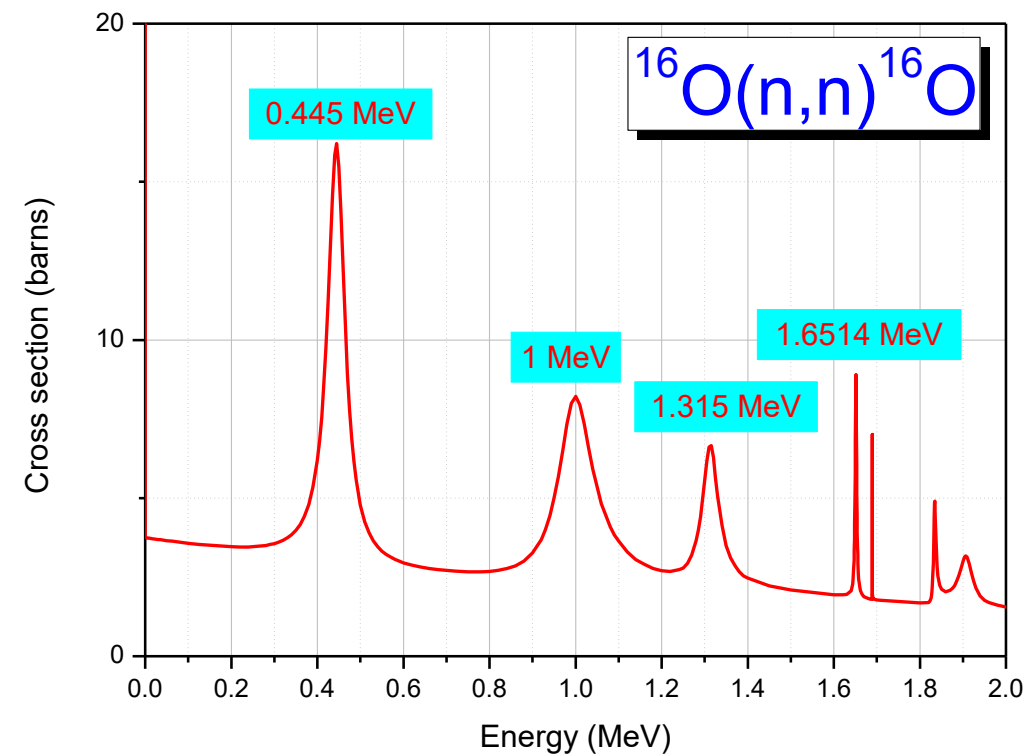


$$T' = 16/17 \times 1.6514 \text{ MeV} = 1.5543 \text{ MeV}$$

$$T' = 16/17 \times 1.315 \text{ MeV} = 1.2376 \text{ MeV}$$

$$T' = 16/17 \times 1 \text{ MeV} = 0.9412 \text{ MeV}$$

$$T' = 16/17 \times 0.445 \text{ MeV} = 0.4188 \text{ MeV}$$



中子与 ^{12}C 的弹性散射截面和 ^{13}C 的能级结构图如示，已知中子和 ^{13}C 的质量过剩分别为 8.071MeV 和 3.125MeV ，请计算第一共振与 ^{13}C 的哪个能级对应？

- A

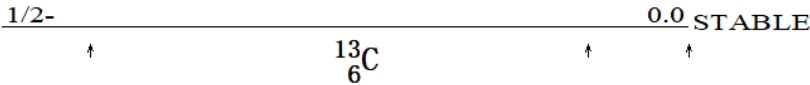
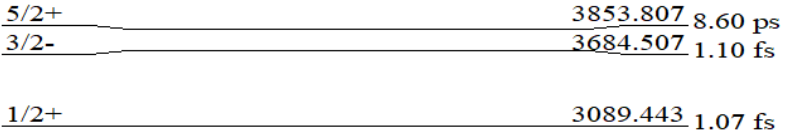
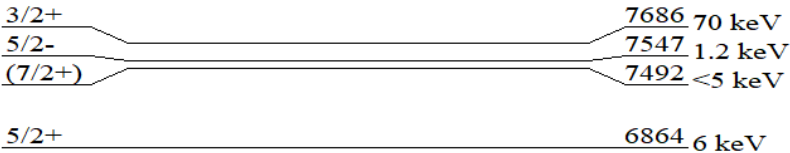
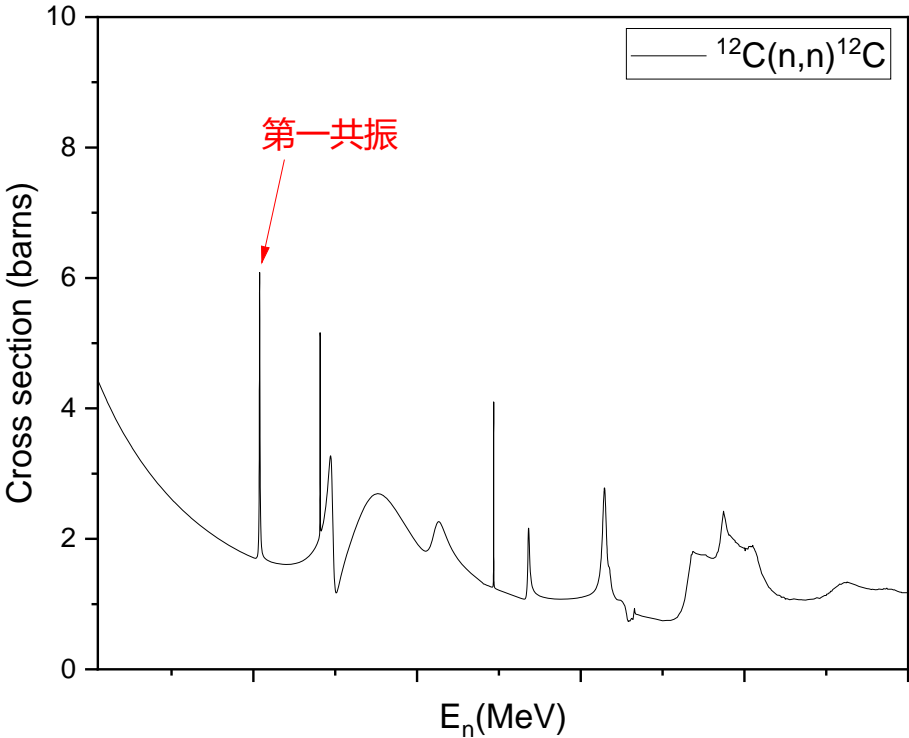
第1激发态
- B

第2激发态
- C

第3激发态
- D

第4激发态
- E

第5激发态



提交

$$\eta_0 = \frac{f + ikR}{f - ikR} e^{-2ikR}$$

若只有散射

$$\sigma_{sc,0} = \pi \hat{\lambda}^2 |1 - \eta_0|^2 \quad \eta_0 = e^{2i\delta_0}$$

Phase shift

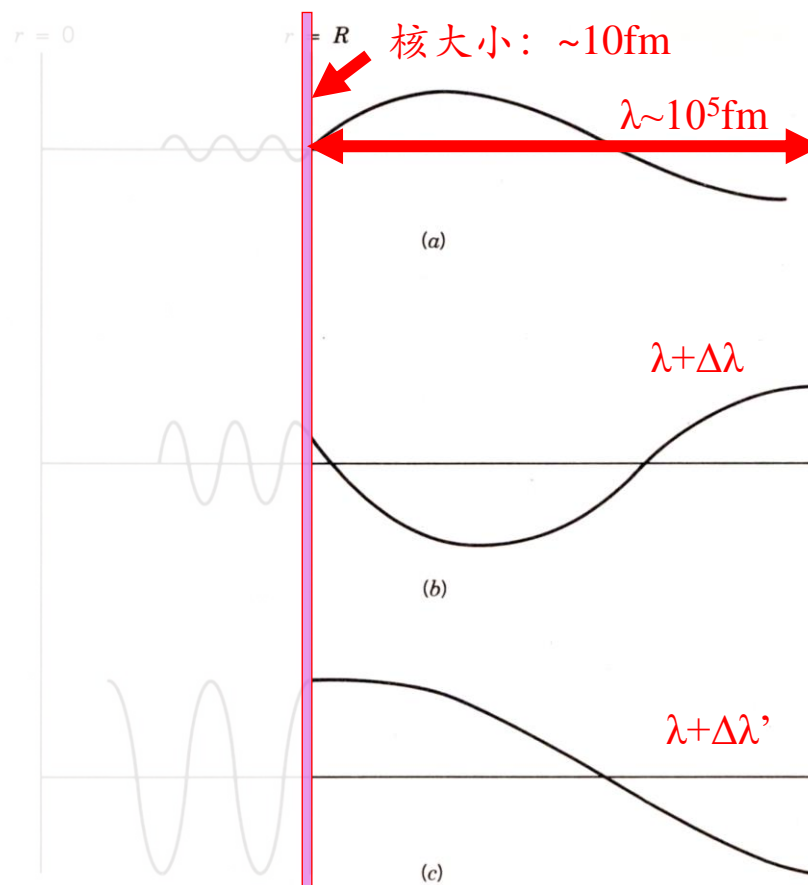
$$\begin{aligned} \sigma_{sc,0} &= \pi \hat{\lambda}^2 |1 - \cos(2\delta_0) - i \sin(2\delta_0)|^2 \\ &= \pi \hat{\lambda}^2 \cdot [2 - 2 \cos(2\delta_0)] \\ &= 2\pi \hat{\lambda}^2 \cdot [1 - \cos(2\delta_0)] \end{aligned}$$

$$\sigma_{sc,0} = 4\pi \hat{\lambda}^2 \sin^2 \delta_0(T')$$

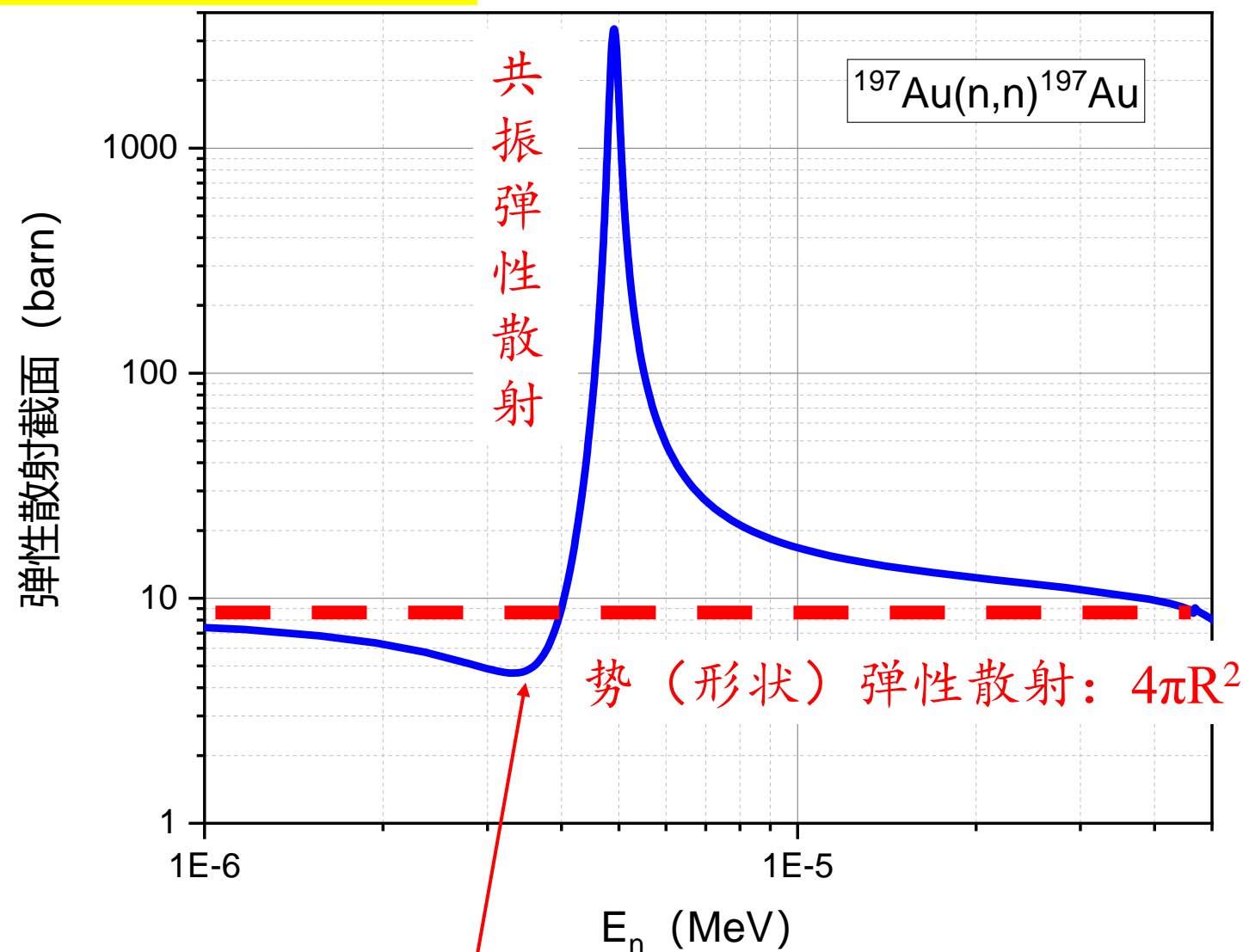
推导在下页
自行阅读

$$\sigma_{sc,0} = \pi \hat{\lambda}^2 \frac{\Gamma^2}{(T' - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

只考虑S波，即 $l=0$ 的情况（慢中子入射）



当入射中子的能量达到某些值时， $\delta_0(T') = \pi/2$ ，
 $\sin[\delta_0(T')] = 1$ ，散射截面达到极大，就出现了共振。

示例： ^{197}Au 的中子弹性散射

$$\sigma_{sc,0} = \pi \hat{\lambda}^2 \frac{\Gamma^2}{(T' - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

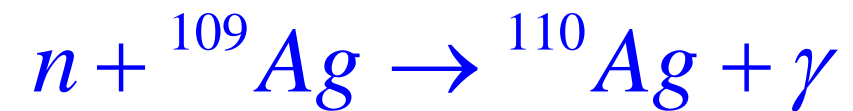
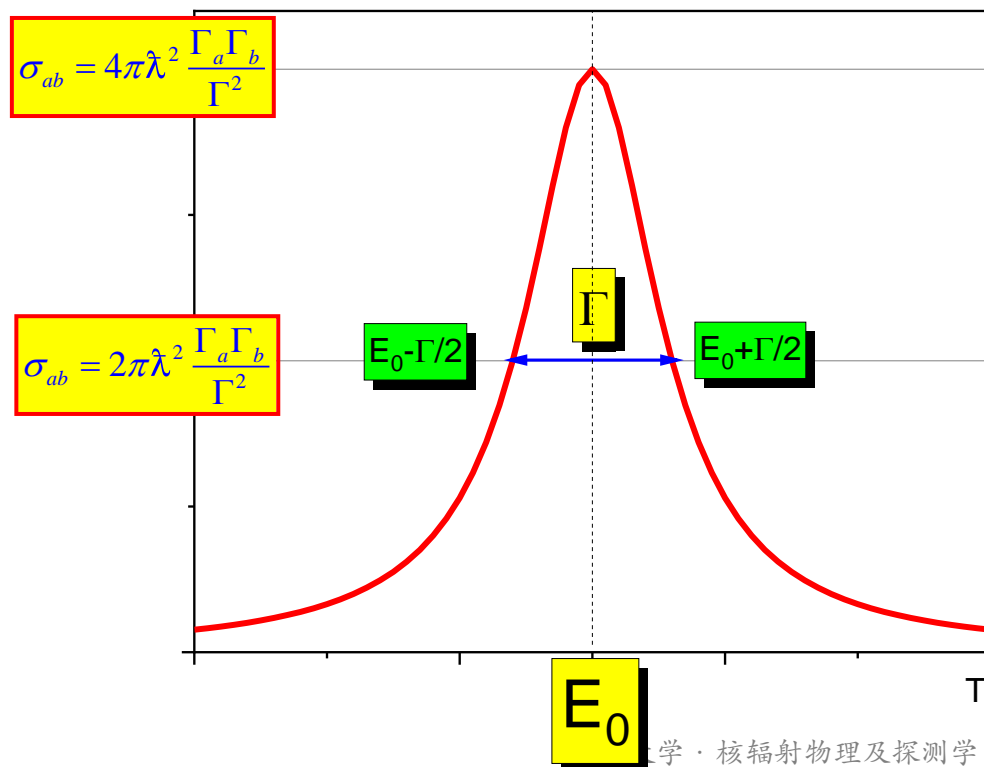
入射道宽 出射道宽

$$\sigma_{sc,0} = \pi \hat{\lambda}^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_n}{(T' - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

复合核能级道宽

提示：势弹性散射和共振弹性散射是复数和的关系，因此存在干涉，详情见下页，请自行阅读……

Breit-Wigner公式(单能级共振公式)

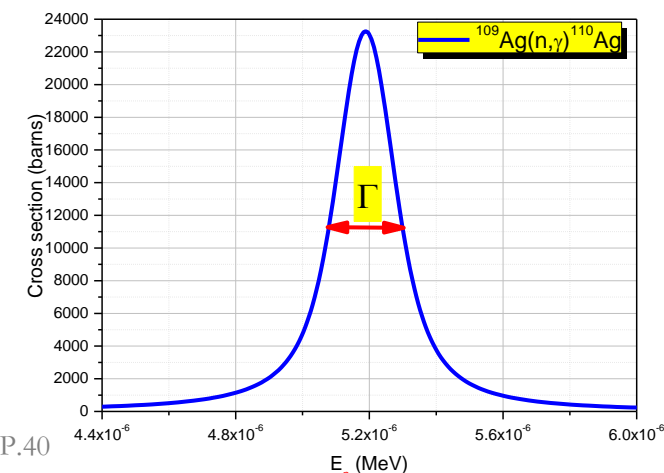
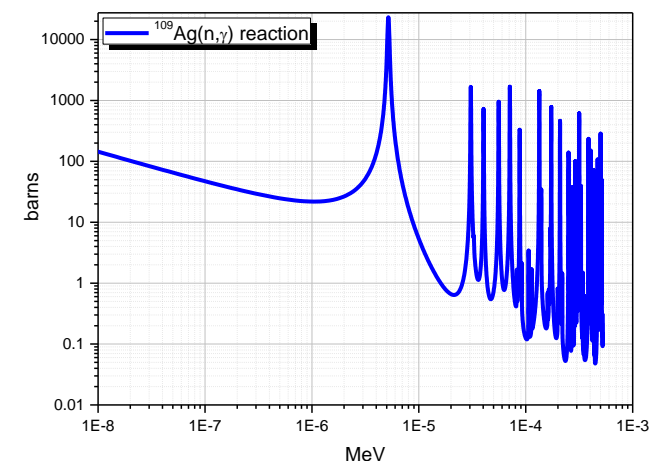
共振能量: $E_0 = 5.12\text{eV}$ 能级宽度: $\Gamma = 0.011\text{eV}$ 1. 当 $T' = E_0$ 时, 发生共振

$$\sigma_0 = 4\pi\hat{\lambda}^2 \frac{\Gamma_a\Gamma_b}{\Gamma^2}$$

$$T' = E_0 \pm \Gamma/2$$

$$\sigma = \sigma_0/2$$

$$\text{FWHM} \equiv \Gamma$$



复合核模型：先复合，再衰变

$$\sigma_{ab} = \pi \hat{\lambda}^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(T' - E_0)^2 + (\Gamma / 2)^2}$$

2. B-W公式可改写为：

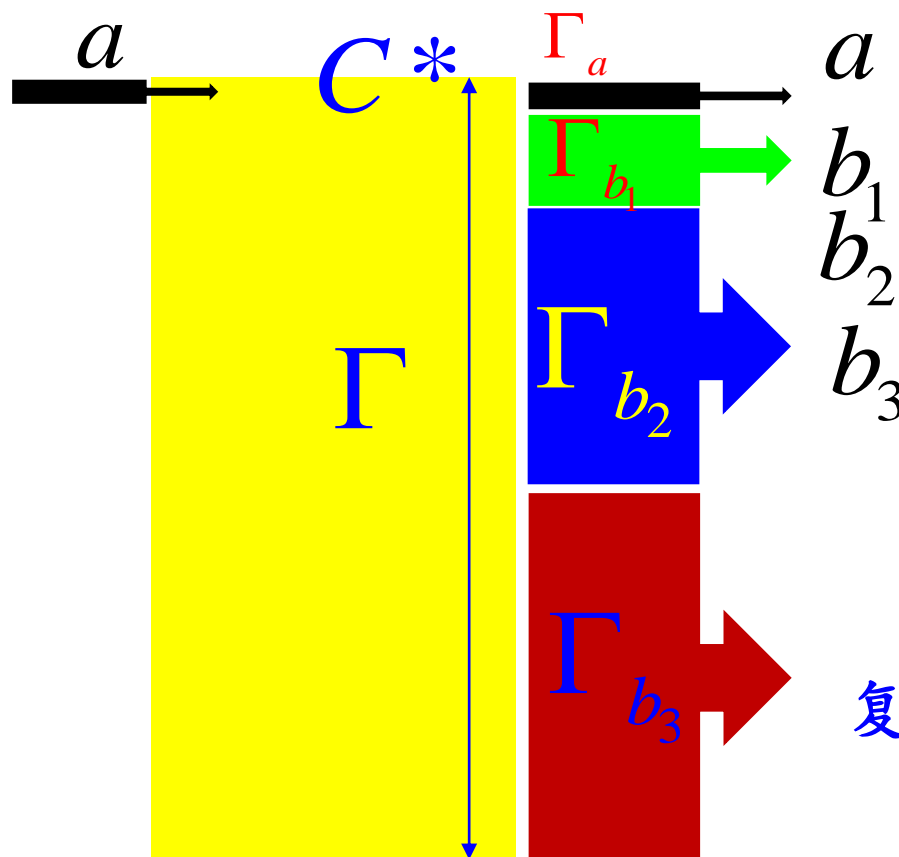
$$\sigma_{ab} = \left[\pi \hat{\lambda}^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(T' - E_0)^2 + (\Gamma / 2)^2} \right] \times \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$$

比较：

$$\sigma_{ab} = \sigma_{\text{CN}}(T_a) \frac{\Gamma_b}{\Gamma} \quad \sigma_{\text{CN}} = \pi \hat{\lambda}^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(T' - E_0)^2 + (\Gamma / 2)^2}$$

能级宽度 (分宽度)

处于激发能 E^* 的复合核单位时间发生衰变的**总几率**



$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \dots$$

能级**宽度** $\Gamma = \hbar\lambda$

由不确定度关系，复合核**能级宽度**

分宽度

$$\Gamma = \hbar\lambda = \hbar(\lambda_1 + \lambda_2 + \dots) = \sum_i \Gamma_i$$

复合核反应 $a + A \rightarrow C^* \rightarrow B + b$ 的截面，

$$\sigma_{ab} = \sigma_{\text{CN}}(T_a) W_b(E^*)$$

$$\sigma_{ab} = \sigma_{\text{CN}}(T_a) \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$$

中子形成复合核的特点

- 中子进入靶核后会迅速损失动能，并使复合核处于**激发态**；
- 中子被吸收（**形成复合核**）的概率，与**复合核激发能**（ $T' + B_{aA}$ ）距离其某个**能级**的**远近**有关（**近则大，远则小**）；
- 慢中子进入靶核的概率不大（**进入后从靶核出去的概率也不大**），复合核**再把中子发射出去**（**即弹性散射**）的**概率也不大**（就算让中子罕见地获得了所有的激发能）；
- 因此，与中子直接横穿靶核的时间相比，复合核的**寿命将很长**；
- 实际上，对于慢中子与一个 $A > 100$ 的靶核而言，**最可几的复合核退激机制是发射 γ 射线**， (n, γ) 反应这是一个比较**慢**的过程，其截面遵循 **$1/v$ 规律**。

“先看看波长对截面的贡献”

$$\sigma_{n,\gamma} = \pi \hat{\lambda}^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(T' - E_0)^2 + (\Gamma / 2)^2}$$

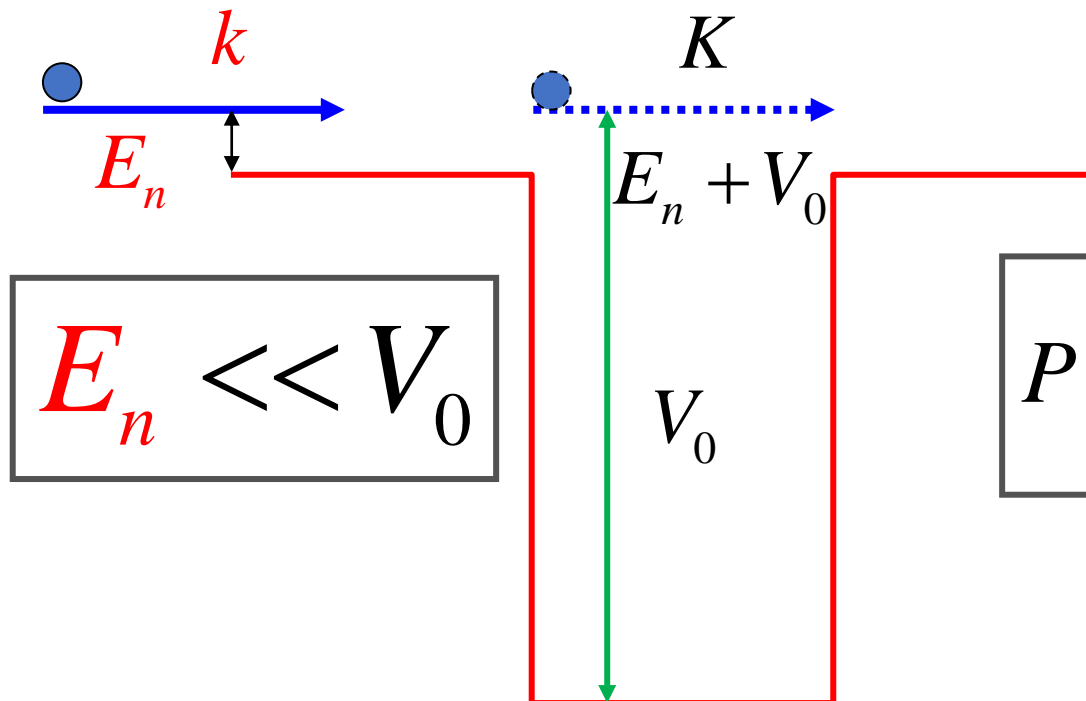
$$\hat{\lambda}^2 = \frac{\hbar^2}{2\mu T'} \propto \frac{1}{v^2}$$

$$\sigma_{n,\gamma} \propto \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(T' - E_0)^2 + (\Gamma / 2)^2}$$

“低能中子进入势阱，并不容易”

$$\Gamma_n \propto v$$

$$\sigma_{n,\gamma} \propto \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(T' - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$



进入势阱的概率

$$P \cong \frac{4k}{K} \propto k = \frac{m_n v}{\hbar} \propto v$$

“慢中子的动能，对衰变行为没什么影响”

$$\sigma_{n,\gamma} \propto \frac{1}{v} \cdot \frac{\Gamma_{\gamma}}{(T' - E_0)^2 + (\Gamma / 2)^2}$$

$$T' \ll B_{nA}$$

$$E^* = \text{const}$$

$$\Gamma_{\gamma} = \text{const}$$

“非共振中子，能量的变化对复合核的衰变不再有什么影响了”

$$\sigma_{n,\gamma} \propto \frac{1}{v} \cdot \frac{1}{(T' - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

cons tan t

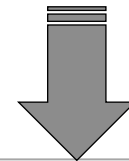
Resonance width

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$$

若中子能量远离共振能量

$$T' \ll E_0$$

$$\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$$

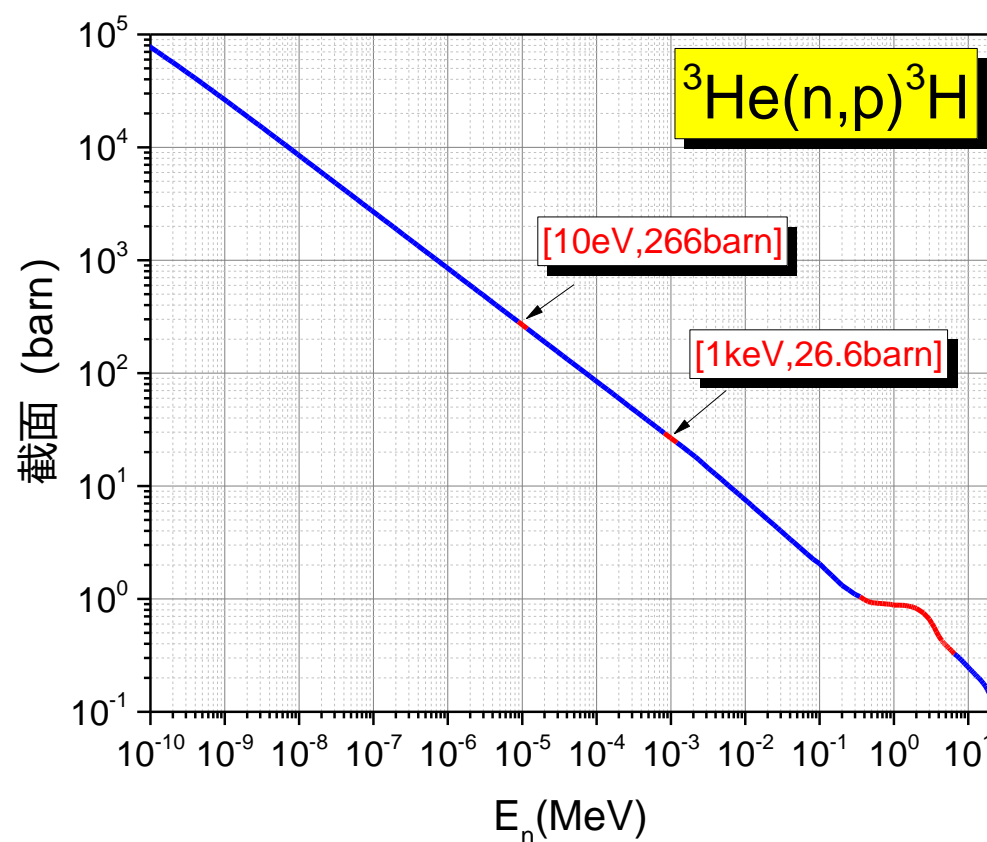


$$(T' - E_0)^2 \sim E_0^2 = \text{cons tan t}$$

$$\Gamma \sim \Gamma_\gamma = \text{cons tan t}$$

$$\sigma_{n,\gamma} \propto \frac{1}{v}$$

$1/v$ 规律——当我们用慢中子来照射靶核时，中子能量的降低将会有助于 (n,γ) 反应的发生，该反应的截面反比于中子的速度。



小结 ($1/v$ 规律)

- 对于低能中子而言，它与靶核之间的吸收截面是由两个因素决定的：
 - ① 它的约化波长——中子速度 v 降低为0.5倍，则约化波长增大为2倍，其对应的面积相应增大为4倍，这个面积已经有了“截面”的意味在其中了，但这只是事情的一部分；
 - ② 它进入靶核的概率——慢中子所带来的相对运动动能很小（例如eV），是远远小于中子与靶核的结合能（MeV）的，因此，可以想象，中子在靶核内外的速度差异是天差地别的。这个巨大的“差异”减小了中子进入靶核的概率（该概率正比于中子的速度 v ）；
- 将这两个因素结合，就有了 $1/v$ 规律——当中子的速度降低一倍的时候，其靶核吸收的截面将会增大一倍。

续.....小结 ($1/v$ 规律)

- 这种情况下形成的靶核，由于**中子结合能**的缘故，将会处在一个**激发态**。按道理，**激发能**不仅与中子的**结合能**有关，也与中子所带来的**相对运动动能**有关，可是**后者太小**了，因此实际上激发能基本不受中子实际动能的影响。
- 既然，靶核的**激发能基本恒定**，那么，它**能做的事情**也就是**确定**的，例如发射 γ 射线的“速度就是恒定的”—— Γ_γ 是恒定的，（并且，当后者是主要衰变模式的时候）则 **(n,γ) 反应的截面**也就表现为 **$1/v$ 规律**了。
- 此处， γ 并非必须，如果出射粒子b是**带电粒子c**，当其要穿透的库仑位垒**不高不厚**（例如轻核），则 **(n,c) 反应**也会表现出 **$1/v$ 规律**。这一点，对于**慢中子的探测**，是非常有价值的（如 $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ 反应）。
- 这里的讨论是在“**中子能量远离共振能量**”这个前提下开展的，如果中子的动能**碰巧**在**共振能量附近**，则公式中分母的第一项会起作用，使的截面或大或小的**偏离 $1/v$ 规律**（如 ^{157}Gd 的 (n,γ) 反应）。

一. 核反应的三阶段描述

二. 光学模型

三. 复合核模型

✓ 四. 连续区理论

五. 直接反应

连续区—— T' 增加，复合核处于高激发态，**能级重叠**。

➤ **能级密度加大**

- 更多的核子被激发到高能态

➤ **能级宽度加大**

➤ **不再有单能级共振**

- 对于 $A > 100$ 的靶核，中子能量 $< 10\text{keV}$ 才有；
- 中子能量 $> 1\text{MeV}$ ，即进入连续区；

