

# $^{16}\text{O}$ 中子全截面的色散光学模型研究\*

姚立山

(陕西师范大学物理系 西安 710062)

1996-06-26收稿

## 摘 要

基于色散关系理论,研究了 $^{16}\text{O}$ 的光学模型,利用包括色散项在内的光学势计算了 $^{16}\text{O}$ 的全截面,基本上克服了全截面反常的矛盾.

**关键词** 中子, 全截面, 色散关系, 光学模型.

## 1 引 言

多年来,唯象光学模型在中子散射的研究中取得了很大进展,并给出许多组较好的光学势的系统学公式,应用这些公式可以在较大的中子能量范围内和靶核的质量范围内描述平均场的相互作用.但是,对于更精确形式的中子光学势的研究仍在不断的探索和研究之中.在中子散射态和束缚态宽的中子能量范围内,色散关系的理论研究是其中之一.

近十年来,在实验中发现,传统的唯象光学模型对实验数据的分析已不能解释某些核(如 $A=40-60$ )的有关数据.其中,尤为引人注意的是所谓费米反常现象,它主要是指光学势的实部势阱在费米面附近显示出非线性的能量关系.为了解释这一现象,不少作者把色散关系理论引入到核反应的模型研究中,于是便构成了所谓的色散光学势.本工作的目的在于研究 $^{16}\text{O}$ 的色散光学势,计算中子反应的全截面及角分布并与实验数据进行比较,给出较好的色散光学势参数.

## 2 色散关系和光学势

按照色散关系理论,可以将核平均势场看成是 Hartree-Fock分量和一个色散分量的叠加:

$$V(r, E) = V_{\text{H}}(r, E) + \Delta V(r, E), \quad (1)$$

\* 中国核数据中心资助.

$$\Delta V(r, E) = \frac{p}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{W(r, E')}{E' - E} dE', \quad (2)$$

在这里,  $p$  是主值,  $V_{\text{H}}$  是核势场的 H-F 势,  $\Delta V$  是色散项. 从这两个公式可以看出,  $\Delta V$  将光学势的实部和虚部联系起来. 该式的最大优点是把含有复杂的核结构效应的色散项从 H-F 势中分离出来, 于是 H-F 势可以很好地通过唯象的 Woods-Saxon 形状因子描述, 而虚部是面吸收和体吸收的叠加, 因而

$$W(r, E) = W_{\text{D}}(r, E) + W_{\text{V}}(r, E), \quad (3)$$

于是,

$$V(r, E) = V_{\text{H}}(r, E) + \Delta V_{\text{D}}(r, E) + \Delta V_{\text{V}}(r, E), \quad (4)$$

$$V_{\text{H}}(r, E) = V_{\text{H}}(E) f(r_{\text{H}}, a_{\text{H}}), \quad (5)$$

这里,  $f$  是 Woods-Saxon 形状因子.  $W_{\text{V}}$  仍是 W-S 形状因子, 因此  $\Delta V_{\text{V}}$  项相当于给 H-F 势增加了一个具有相同径向形式的小项. 相反,  $W_{\text{D}}$  是偏导数的 W-S 形状因子,  $\Delta V_{\text{D}}$  项和体吸收相比较有一个较大的半径, 以致相当于附加一个与能量相关的表面峰项到实部势的边缘, 因此, 增加了实部势的有效半径和弥散参数. 很显然, 在用一定的径向和弥散参数的光学模型对实验数据进行分析时, 色散项对作为能量函数的势阱深度将产生调节作用.

为了解这个方程, 我们应用一个相减的色散关系的线性模型<sup>[1]</sup>:

$$\Delta V(E) = \frac{p}{\pi} (E - E_0) \int_0^{+\infty} \frac{W(r, E')}{(E' - E)(E' - E_0)} dE', \quad (6)$$

其中,  $E_0$  是参考能量点, 按照线性模型, 它处在感兴趣的能量范围内. 这样, 上述积分可以变成解  $\Delta V$  的代数表达式. 假设,  $W(E)$  由 3 个线段组成, 如图 1 所示, 每一个线段的  $W_{ij} = W(E_i) - W(E_j)$  对  $\Delta V(E)$  的贡献为:

$$\Delta V_{ij}(E) = W_{ij} [\varepsilon_i \ln |\varepsilon_i| - \varepsilon_j \ln |\varepsilon_j|] / \pi, \quad (7)$$

其中,  $\varepsilon_i = (E - E_i) / \Delta_{ij}$ ,  $\varepsilon_j = (E - E_j) / \Delta_{ij}$ ,  $\Delta_{ij} = E_j - E_i$ , 于是, 在图 1 中对  $\Delta V(E)$  的全部贡献是:

$$\begin{aligned} \pi \Delta V(E) = & W_0 [\varepsilon_a \ln |\varepsilon_a| - \varepsilon_b \ln |\varepsilon_b|] + (W_1 - W_0) [\varepsilon'_b \ln |\varepsilon'_b| - \varepsilon'_c \ln |\varepsilon'_c|] \\ & - W_1 [\varepsilon''_c \ln |\varepsilon''_c| - \varepsilon''_m \ln |\varepsilon''_m|] + W_1 [\eta \ln \eta - (\eta + 1) \ln (\eta + 1)], \end{aligned} \quad (8)$$

其中,

$$W_0, W_1 \geq 0, \quad \varepsilon_i = (E - E_i) / \Delta_0, \quad \varepsilon'_i = (E - E_i) / \Delta_1,$$

$$\varepsilon''_i = (E - E_i) / \Delta_m, \quad \eta = \Delta_1 / \Delta_m.$$

如果  $W(E)$  从零开始上升到  $W_0$ , 然后保持不变, 那么,  $\Delta = 0$ ,  $W_1 = W_0$ . 而当  $E_m, \Delta_m \rightarrow \infty$  时, 方程 (8) 可化简成:

$$\Delta V(E) = W_0 [\varepsilon_a \ln |\varepsilon_a| - \varepsilon_b \ln |\varepsilon_b|] / \pi. \quad (9)$$

计算中, 应用的球形光学势对实部是 W-S 型, 对虚部的表面吸收  $W_{\text{D}}$  和体吸收  $W_{\text{V}}$  分别相应于一个偏导数的 W-S 型和 W-S 型的形状因子. 初始光学参数取为<sup>[2]</sup>:

$$\left. \begin{aligned} r_{\text{H}} = r_{\text{R}} = 1.255, \quad a_{\text{H}} = a_{\text{R}} = 0.536, \\ W_{\text{D}} = 3.0 + 0.25E, \quad r_{\text{D}} = 1.352, \quad a_{\text{D}} = 0.205, \\ V_{\text{so}} = 5.5, \quad r_{\text{so}} = 1.15, \quad a_{\text{so}} = 0.5. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

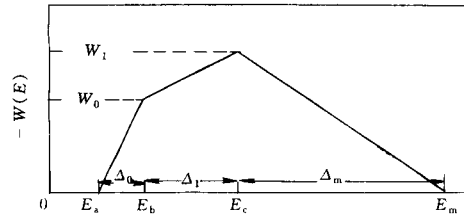


图 1  $W(E)$  3 直线段线性模型图

### 3 计算结果和讨论

在实际计算前, 唯象光学势参数是通过拟合 $^{16}\text{O}$ 的弹性散射角分布的实验数据进行调节得到的. 计算中, 采用的球形光学势的形式为:

$$V(r) = -V_R f(r_R) - i \left[ W_V f(r_V) - 4W_D \frac{d}{dr_D} f(r_D) \right] + 2V_{so}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{L}) \frac{1}{r_{so}} \frac{d}{dr_{so}} f(r_{so}), \quad (11)$$

其中,  $V_R = V_0 + V_1 E + V_2 E^2 + V_3 \frac{N-Z}{A} + V_4 Z/A^{1/3}$ ,

$$W_V = W_{V0} + W_{V1} E,$$

$$W_D = W_{D0} + W_{D1} E + W_{D2} \frac{N-Z}{A},$$

$f(r_R)$ ,  $f(r_V)$ ,  $f(r_D)$ 和 $f(r_{so})$ 为 Woods-Saxon 势形状因子.

计算中, 首先是关于增加一个表面峰项的能量关系后的唯象光学势的径向参数和弥散参数变化量的计算, 从而得到与入射中子能量相关的线性关系, 然后将有效径向参数 $r_{ef}$ 和弥散参数 $a_{ef}$ 代入包括色散关系在内的光学模型中, 计算 $^{16}\text{O}$ 的中子反应全截面, 最后得到包括色散项光学势的参数为:

$$\left. \begin{aligned} V_H(E) &= 48.25 + 0.053(E - E_F), \\ r_{ef} &= 1.2995 - 0.0034E, \quad a_{ef} = 0.5099 + 0.0048E, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

其中,  $E_F$ 是费米能(MeV).

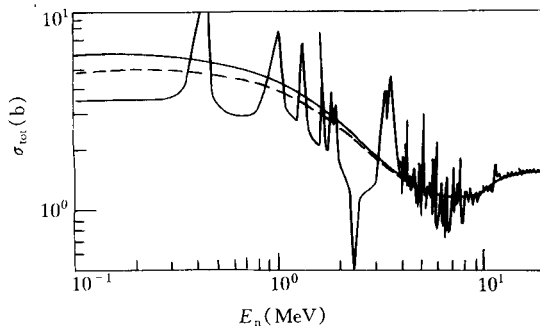


图2  $^{16}\text{O}$ 全截面光学模型计算结果

—  $\Delta V = 0$ ; ---  $\Delta V \neq 0$ .

计算结果给在图2—4. 图2示出计算的 $^{16}\text{O}$ 的全截面值与实验值的比较. 虚线是用包括色散关系在内的光学模型计算的结果, 在11MeV以下, 随中子能量 $E_n$ 的减小, 径向参数 $r_R$ 将增加, 全截面基本上重复了平均值. 而实线是不包括色散关系在内的光学模型计算结果, 可以看出, 在3MeV以下, 曲线远在平均截面之上. 由此可见, 色散光学势在入射中子能量 $E_n$ 较低时, 对于唯象光学势是一个很好的

改进. 从图3还粗略可见, 大部分区域, 在3MeV以上全截面随着径向参数 $r_R$ 的增加而增加, 反之在3MeV以下, 全截面随径向参数 $r_R$ 的增加而减小. 这种特性, 在较低的人射中子能量下更为显著, 这正是在低能情况下全截面降低的原因. 图4给出了弥散参

数  $a_R$  的关系, 从图中也可看出全截面随弥散参数  $a_R$  的增加而减小的现象, 但这种效应不如前者那么明显.

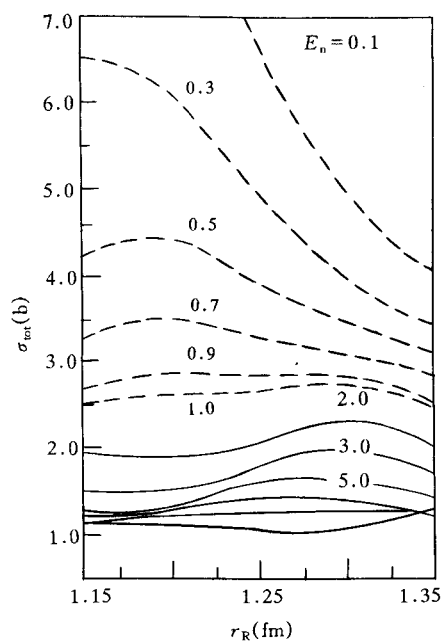


图 3  $^{16}\text{O}$  全截面与径向参数  $r_R$  的关系

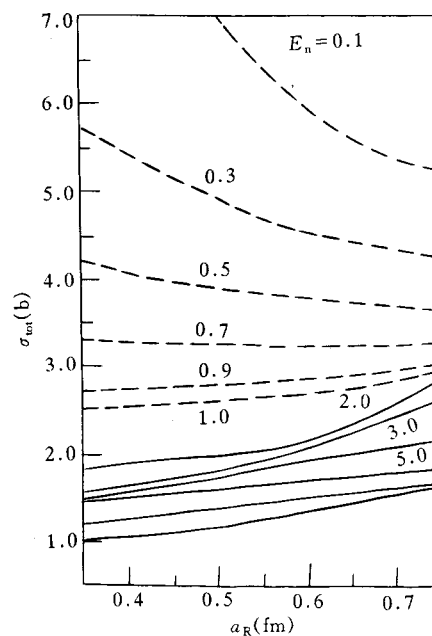


图 4  $^{16}\text{O}$  全截面与弥散参数  $a_R$  的关系

从以上分析可以得到:

(1) 加入色散项后, 光学模型计算结果将发生变化, 在较高能时两者基本一致, 但在较低能量时, 色散光学势的计算结果将明显降低, 其主要原因是色散关系增加了光学势实部的径向参数  $r_R$ , 从而解释了反常现象.

(2) 光学势的径向参数  $r_R$  和弥散参数  $a_R$ , 在色散关系中基本上可以看作是能量的一次函数, 而并非一个常量.

### 参 考 文 献

- [1] C. Mahaux *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A49**(1986)354.
- [2] J. H. Dave *et al.*, *Phys. Rev.*, **C28**(1983)2212.

## Dispersion Optical Model Analysis of the Neutron Cross Section Anomaly for $^{16}\text{O}$

Yao Lishan

*(Department of Physics, Shanxi Teachers University, Xi'an 710062)*

Received 26 June 1996

### Abstract

The optical model of  $^{16}\text{O}$  is studied based on the dispersion relation theory at neutron energy up to 20 MeV. The total cross section anomaly is removed essentially at low energies for  $^{16}\text{O}$ .

**Key words** neutron, total cross section, dispersion relation, optical model.