采用色散球型光学势的双幻数核 ⁹⁰Zr的核子散射研究

报告人: 赵岫鸟 杜文青⁽¹⁾ 导师: 应阳君 孙伟力⁽²⁾ 单位: (1)中物院研究生院 (2)北京应用物理与计算数学研究所









引言



模型介绍



成果展示



总结

简述本工作的先 导工作

介绍改进的球光 学势,并展示一 些已取得的成果 结合工作目的, 简要且针对地展 示目前所取得的 一些工作成果



引言

K-D球形光学势(Koning and Delaroche potential)
▶ 势的表达形式使用多项式的形式,缺乏物理性。
▶ 实部和虚部相互独立,自由参数多且缺乏物理约束。
▶ 不能满足Lane方程的要求 ● 中质子两套参数

MR球光学势(Morillon and Romain potential)
▶更好地考虑了光学势的非定域性
耦合道色散光学势(Soukhovitskii and Capote et al)
▶参数数量较少,物理性强
▶对于变形核有着出色的计算

我们采用并发展了一套Lane自洽色散光学势

球形核的Lane自治色散光学势

V(r,

球形色 散光学势

库伦项

 $+V_{Coul}(r,R_c)$

有效能量

$$\begin{split} E^* &= E - C_{Coul} \, \frac{ZZ'}{A^{1/3}} \\ &= V(E) - \frac{V(E - C_{Coul} \frac{ZZ'}{A^{1/3}})}{C_{Coul} \frac{ZZ'}{A^{1/3}} \frac{d}{dE}(V(E)) + \dots} \end{split}$$

色散关系

$$\Delta V(\mathbf{r}, E) = \frac{\mathcal{P}}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(\mathbf{r}, E')}{E' - E} dE' \quad \Delta V(E) = \frac{\mathcal{P}}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W(E') \left(\frac{1}{E' - E} - \frac{1}{E' - E_F}\right) dE'$$

Lane方程

$$V_{pp} = V_0 + \frac{N - Z}{4A} V_1$$
$$V_{nn} = V_0 - \frac{N - Z}{4A} V_1$$
$$V_{pn} = \frac{\sqrt{N - Z}}{2A} V_1$$

$$V_{HF}(E) = A_{HF} \exp\left[-\lambda_{HF}(E - E_{f})\right] A_{HF} = V_{0} \left[1 + (-1)^{Z'+1} \frac{C_{viso}}{V_{0}} \frac{N - Z}{A}\right]$$
$$W_{s}(E) = A_{s} \frac{(E - E_{f})^{2}}{(E - E_{f})^{2} + B_{s}^{2}} \exp\left[-C_{s} \left|E - E_{f}\right|\right] A_{s} = W_{0} \left[1 + (-1)^{Z'+1} \frac{C_{wiso}}{W_{0}} \frac{N - Z}{A}\right]$$

■ 光学势在形式上电荷独立

为我们实现势形式Lane自洽即用同一套光学势和势参数同时描述中、质子入射提供保障

■ 与Lane方程自洽

得到高质量的同位旋矢量项(为其质量的检测提供标准)

| 同一光学势(同一套参数)同时描述中子和质子

为计算缺少中子实验数据的情况,提供重要的帮助

■ 光学势参数较少

色散关系的引入将实部和虚部相结合,增强物理性的同时,减少了光学势参数的个数 实现了与Lane方程的自治,得到了高质量同位旋矢量项,即实现了中、质子一套参数,大大减少了参数个数

早期的单粒子束缚能级计算通常使用Wood-Saxon势

$$U = Vf(r) + V_{1s}(1 \cdot s)r_0^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r) \qquad V(r) = -Vf(r) \quad f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right]^{-1}$$

M(r;E) = V(r;E) + iW(r:E)

A dispersion-relation approach is developed for deriving the shell-model potential from the optical-model potential, i. e., for extrapolating the mean field from positive towards negative nucleon energies.

$$V(r;E) = V_{\rm HF}(r;E) + \frac{P}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(r;E')}{E'-E} dE', \quad = \mathcal{V}_{\rm HF} + \Delta \mathcal{V}(E)$$

C. Mahaux and R. Sartor, Phys. Rev. Lett. 57, 3015 (1986)



▶虽然DOM势可以很好地描述散射数据,但与此同时,其 实部在负能端作为壳模型势,应能给出合理的计算结果

▶对于束缚态的计算可作为进一步的约束,以减少仅由散射数据确定的势参数的不确定性。

▶我们希望找到一组能同时对束缚态和散射数据都能给出较好地描述的光学势参数。



单粒子束缚态 计算实例 208Pb

- ➢ BH势(K.Bear和 P.E.Hodgson)
- ▶ WS势(Woods-Saxon 势)
- ➢ DOM势(我们所采用 的色散光学势)









<u>改进的色散光学势——非定域形式的Vm势</u>

$V_{HF}(E) = A_{HF} \exp(-\lambda_{HF}(E - E_f))$ 定域形式

Gaussian form nonlocality

$$V_{\rm HF}(\mathbf{r},\mathbf{r}') = V(\mathbf{r})\exp(-|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2/\beta^2)$$

Perey and Buck, Nucl. Phys. 32, 353 (1962).

非定域形式

 $V_{HF}(E) = A_{HF} \exp(-\mu\lambda_{HF}[E - V_{HF}(E)])$

 μ 是约化质量(考虑相对论效应)

改进的色散光学势——壳间隙shell-gap

0 -

10-

$$W_{\rm v}(E) = \begin{cases} 0 & E_{\rm F} < E < E_{\rm P} \\ A_{\rm v} \frac{(E - E_{\rm P})^2}{(E - E_{\rm P})^2 + (B_{\rm v})^2} & E > E_{\rm P} \end{cases}$$

$$W_{\rm s}(E) = \begin{cases} 0 & \text{for } \\ A_{\rm s} \frac{(E - E_{\rm P})^2}{(E - E_{\rm P})^2 + (B_{\rm s})^2} \exp\left(-C_{\rm s}|E - E_{\rm P}|\right) & \text{for } \\ 0 & E_{\rm F} < E < E_{\rm P} \end{cases}$$

$$W_{\rm so}(E) = \begin{cases} W_{\rm so} \frac{(E - E_{\rm P})^2}{(E - E_{\rm P})^2 + (B_{\rm so})^2} & E > E_{\rm P} \end{cases}$$

对称条件: $W(2E_F-E)=W(E)$



 \bigcirc \bigcirc \bigcirc \bigcirc





中子单粒子束缚态计算结果与实验值的比较



中子总截面计算结果与实验值的比较



弹性散射截面角分布计算结果与实验值的比较



do/dΩ(b/sr)

弹性散射分析本领计算结果与实验值的比较









⁹⁰Zr核子散射计算



中子入射的弹散角分布计算结果与实验值的比较



质子入射的弹散角分布计算结果与实验值的比较



质子入射的弹散分析本领计算结果与实验值的比较









引言



模型介绍



成果展示

结合工作目的, 简要且针对地展 示目前所取得的 一些工作成果



总结

对所做工作和取 得的成果做总结 说明

简述本工作的先 导工作

介绍改进的球光 学势,并展示一 些已取得的成果





1.通过引入色散关系,提高了模型的物理性基础,大大减少了自由参数的个数。2.消除了过去很多研究工作中不合理的物理假设,可以计算宽广的能量范围。3.实现了用一套参数,同时计算中子、质子入射时的散射过程,不再如过去许多研究工作中那样对中子和质子必须拟合出两套参数,这样大大减少了核数据计算流程的繁复程度。



1.采用给物理的VHF势非定域近似形式。2.虚部引入壳层间隙。3.实现 了对散射态和束缚态的共同描述。



Volume Integral per Nucleon Jv /A (Jw/A)



Same at positive energies, both potentials shows similar shape;

different surface and volume contribution, A typical dispersive hump is seen for the DOM real volume integral; due to the rapid change of the real surface potential (which is fully dispersive) near the Fermi energy. This behaviour is simulated in non-dispersive potentials by using a radius dependent on energy, but it is naturally obtained from dispersion relations, allowing getting rid of energy dependent geometry.