

Зависимость от энергии \mathcal{E} наиб. существенна для членов V_0 и W_0 (рис. 2).

Макроскопич. теория ядра как системы мн. тел позволяет рассчитывать ОП нуклонов. В Хартри —

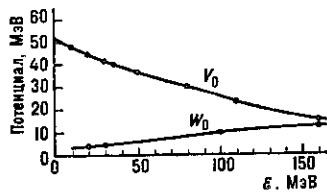


Рис. 2. Зависимость от энергии нейтронов \mathcal{E} действительной и мнимой частей оптического потенциала (для случая объемного поглощения).

Фока методе с эфф. силами или в самосогласов. теории конечных ферми-систем ОП выражается через феноменологич. эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие (NN-силы). В теории ядерной материи Бете — Бракнера или в варианц. методах ОП вычисляются из первых принципов, исходя из взаимодействия свободных нуклонов. Простейшие диаграммы Фейнмана для ОП изображены на рис. 3 (см. Фейнмана диаграммы).

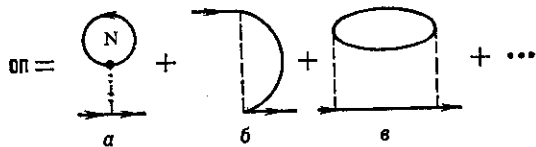
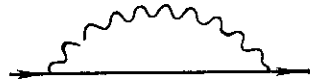


Рис. 3. Простейшие диаграммы для оптического потенциала нуклона; сплошная линия символически изображает распространение нуклона ядра, пунктир — нуклон-нуклонное взаимодействие (суммирование по всем нуклонам ядра).

С позиций микроскопич. теории, ср. поле модели оболочек является аналитич. продолжением ОП в области отрицат. энергий $\mathcal{E} = \mu \approx -8$ МэВ (при этом $W = 0$). Наоборот, О. м. я. можно рассматривать как распространение модели оболочек в континуум. Микроскопич. теория ядра объясняет (качественно) зависимость параметров ОП от энергии нуклона \mathcal{E} . Так, рост W_0 с ростом \mathcal{E} связан с увеличением числа неупругих каналов реакции. В модели ядерной материи при малых \mathcal{E} вклад в W_0 вносят диаграммы типа $Z(\mathcal{E})$, к-рые приводят к зависимости $W_0 \sim (\mathcal{E} - \mu)^2$. Более слабая (почти линейная) зависимость $W_0(\mathcal{E})$ связана с поверхностным характером поглощения; он же в свою очередь определяется коллективными возбуждениями ядра, большинство которых является поверхностными (рис. 4).

Рис. 4. Диаграмма, приводящая к поверхностному поглощению; волнистая линия символизирует поверхностные возбуждения ядра.



Для нуклонов с энергиями от неск. сотен МэВ до 1 ГэВ ур-ние (1) заменяется аналогичным Дирака уравнением. При таких энергиях О. м. я. даёт ещё лучшее согласование с экспериментом, чем в случае низких энергий.

В случае пионов с энергиями $\mathcal{E} \leq 100-200$ МэВ ОП описывает одновременно и свойства пионных атомов (см. Адронные атомы). Волновая ф-ция пиона подчиняется релятивистскому Клейна — Гордона уравнению с комплексным ОП U^π . Пион-нуклонное рассеяние в основном описывается S- и P-волнами. В соответствии с этим U^π содержит два слагаемых U_S^π и U_P^π ; U_S^π определяет собственно ОП, а U_P^π приводит к появлению эфф. массы, зависящей от координат и отличной от массы свободного пиона m_π . Член U_S^π описывается диаграммой, отвечающей приближению малой плотности нуклонов в ядре (газовое приближение, рис. 5). За-

штрихованный квадрат изображает S-волновую часть амплитуды пион-нуклонного рассеяния A_S (см. Амплитуда рассеяния). Этой диаграмме соответствует аналитическое выражение

$$2m_\pi U_S^\pi = A_S^+ [\rho^n(r) + \rho^p(r)] + A_S^- [\rho^n(r) - \rho^p(r)],$$

где ρ^n, ρ^p — плотности нейтронов и протонов, A_S^+, A_S^- — изоскалярная и изовекторная компоненты A_S .

Член U_P^π определяется диаграммой (рис. 6), где двойная линия отвечает распространению т. н. Δ -изобары (см. Резонансы), заштрихованные треугольники изображают совокупности диаграмм, переводящих нуклонную пару частица-дырка или Δ -изобару с нуклонной дыркой в пион. Учёт N— Δ -взаимодействия приводит к нелинейной зависимости U_P^π от ρ : $A\rho/(1 + \alpha\rho)$, $\alpha > 0$.

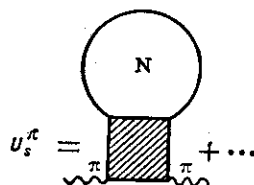


Рис. 5. Основная U_S^π диаграмма для U_S^π .

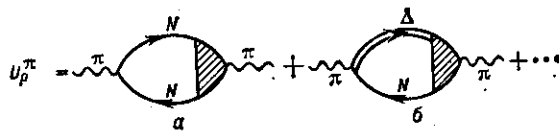


Рис. 6. Диаграммы для U_P^π , соответствующие распространению нуклонных частиц — дырки (а) и Δ -изобары и нуклонной дырки (б).

Расчёт мнимой части ОП из первых принципов сложен. Поэтому обычно используют модель Бракнера, в к-рой $\text{Im}U^\pi$ выражается через ширину осн. состояния пионного атома дейтерия. На рис. 7 приведены примеры описания рассеяния π^+ и π^- -мезонов с энергией $\mathcal{E} = 80$ МэВ на ядрах ^{40}Ca и ^{90}Zr .

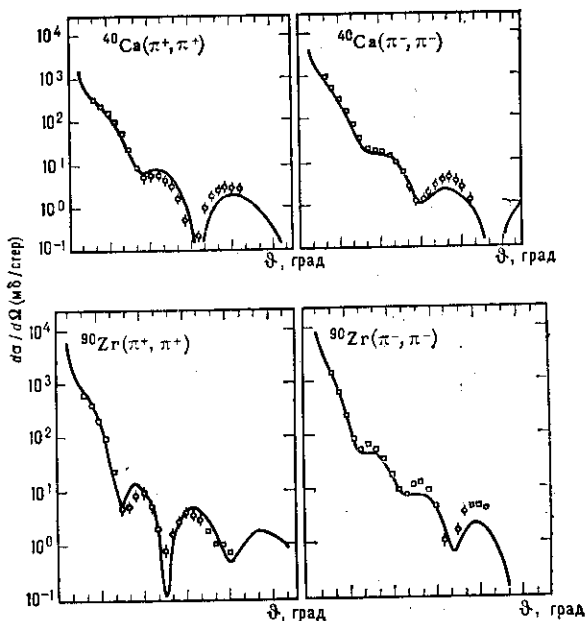


Рис. 7. Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ упругого рассеяния π^+ и π^- -мезонов на ядрах ^{40}Ca и ^{90}Zr в зависимости от угла рассеяния θ .

Для K-мезонов и антипротонов ОП также могут быть вычислены на основе диаграммы рис. 5. Однако амплитуды KN- и $\bar{p}N$ -рассеяний известны хуже,