УДК 539.14

МИКРОСКОПИЧЕСКИЙ ОПТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ НУКЛОН-ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПРИБЛИЖЕНИИ ХАРТРИ-ФОКА

С.М. Кравченко[1)], *В.И. Куприков*[1)], *А.П. Созник*[2)], *Н.А. Чеканов*[3*)]

[1)] *ННЦ Харьковский физико-технический институт*
[2)] *Академия гражданской защиты Украины*
[3)] *Белгородский государственный университет*

Рассмотрена проблема микроскопического описания упругого рассеяния нуклонов атомными ядрами в теории ядерной материи с использованием приближения Хартри-Фока и массового оператора. Построен оптический потенциал нуклон-ядерного рассеяния в простом аналитическом виде с использованием в качестве эффективной матрицы реакции зависящих от плотности сил Скирма. Установлено, что полученный потенциал удовлетворительно воспроизводит глобальные характеристики "экспериментальных" оптических потенциалов в широком диапазоне массовых чисел ядер при энергиях налетающих нуклонов до 50 МэВ. Показана возможность в едином подходе изучать как внутреннюю структуру атомных ядер, так и процессы упругого нуклон-ядерного рассеяния Предложены также некоторые пути улучшения полученных результатов.

1. Проблема нерелятивистского описания упругого рассеяния нуклонов атомным ядром, состоящим из A нуклонов, взаимодействие между которыми осуществляется парными силами, является существенно многочастичной задачей A + 1 тела. В [1] была предложена оптическая модель, согласно которой указанную задачу удалось свести к двухчастичной и описать нуклон-ядерное рассеяние с помощью комплексного оптического потенциала (ОП), аналогичного комплексному показателю преломления в рассеянии света оптической средой. Вещественная часть ОП (V) характеризует усредненный по нуклонным степеням свободы потенциал ядра, а мнимая часть (W) эффективно учитывает связь рассеиваемого нуклона с внутренними степенями свободы ядра, что собственно и приводит к поглощению. Обсуждение физического обоснования оптической модели дано в [2-4].

В таком подходе ОП задают феноменологически, например [5], в виде

$$V = -V_0(E,A)\, f(r_0,a_0,r), \tag{1}$$

$$W = -W_0(E,A)\, f(r_1,a_1,r) - W_1\,(E,A) f'(r_2\ ,a_2,r), \tag{2}$$

$$f(r_i,a_i,r) = [1+exp(\frac{r-r_i}{a_i})]^{-1}, r_i = r_i^{(0)} A^{\frac{1}{3}} + r_i^{(1)}.$$

Здесь зависимости интенсивностей $V_0(E,A)$, $W_0(E,A)$ и $W_1(E,A)$ от энергии налетающих нуклонов и массового числа A ядра-мишени определяются с помощью некоторых параметров. Все параметры ОП (1) находят подгонкой результатов теоретических расчетов сечений к экспериментальным данным. Отметим, что к настоящему времени накоплен огромный материал по параметрам ОП и его зависимости от энергии E в широком диапазоне энергий и массовых чисел A ядер, что позволяет хорошо описать сечения упругого рассеяния нуклонов ядрами.

* E-mail: chekanov@bsu.edu.ru

Таким образом, плата за хорошее описание экспериментальных данных с помощью ОП оказалась достаточно высокой. Во-первых, из теории исчезло нуклон-нуклонное (NN) взаимодействие. Во-вторых, приходится вводить большое число параметров (обычно от 10 и более). В-третьих, существует известная [4,5] неоднозначность в определении параметров. И наконец, даже при наличии параметризации ОП типа (1),(2) оптическая модель практически не обладает предсказательной силой.

Однако, поскольку идея ОП оказалась плодотворной в смысле анализа эксперимента, то естественно попытаться рассчитать ОП исходя из более фундаментальных соображений, чем в [1-5]. Существуют различные методы, позволяющие построить формальную теорию ОП, каждый из которых имеет определенные достоинства и недостатки. Так, в последние годы интенсивно обсуждается возможность создания на основе двухнуклонного взаимодействия такого потенциала, действующего на нуклон в присутствии ядра, с помощью которого можно исследовать как структуру атомного ядра, так и анализировать упругое нуклон-ядерное рассеяние.

Оказалось [6-8], что многие свойства атомных ядер можно удовлетворительно объяснить на основе теории Хартри-Фока (ХФ) с эффективным NN-взаимодействием, которое в общем случае зависит от плотности нуклонов внутри ядра. В таком подходе движение нуклона внутри ядра происходит в нелокальном самосогласованном поле. При этом почти одновременно с публикацией [6], посвященной изучению структуры ядер в приближении ХФ с силами Скирма (модель СХФ[8]), начались исследования по использованию полученного самосогласованного потенциала для описания рассеяния нуклонов ядрами. В частности, оказалось возможным [9] сконструировать эквивалентный локальный потенциал (типа V), генерирующий те же фазы рассеяния, что и нелокальное поле СХФ. Заметим, что в приближении ХФ связь с неупругими каналами не рассматривается, так как в этом случае потенциал оказывается вещественным.

В соответствии с данной идеей проблема микроскопического построения вещественной, а также и мнимой части (ОП) была в принципе решена в [10]. Было показано, что с точки зрения теории многих тел ОП можно идентифицировать с массовым оператором одночастичной функции Грина, который является так называемым обобщеным ОП. В результате возникает возможность использовать теорию многих тел для получения ОП без свободных параметров. Разумеется, рассчитать точно массовый оператор невозможно, так как это означало бы собственно решение задачи многих тел. Поэтому в реальных расчетах приходится прибегать к определенным приближениям.

Ниже рассмотрен простой метод приближенного расчета массового оператора с силами Скирма в ядерной материи по теории возмущений до второго порядка по остаточному взаимодействию включительно. Для конечных ядер ОП получаем как обычно с помощью приближения локальной плотности [11,12]. В приближении ХФ скирмовское взаимодействие можно рассматривать как эффективную матрицу реакции [6]. Поэтому в первом порядке массовый оператор представляет вещественную часть ОП и является просто ХФ-потенциалом. Мнимую часть массового оператора во втором порядке можно рассматривать как мнимую часть ОП.

Конечно, силы Скирма были первоначально сконструированы для описания свойств основных состояний ядер и ядерной материи [6]. Поэтому заранее нельзя быть уверенным, что стандартные силы Скирма, приводящие к успеху в описании структуры ядер, можно применять для изучения ОП. Известно [6,8,13], что модель СХФ с различными параметризациями сил Скирма дает почти одинаковые результаты при описании свойств основных состояний ядер, однако существенно различные для возбужденных состояний, совокупность которых собственно и определяет поглощение рассеиваемых нуклонов, то есть мнимую часть ОП. Вопрос о существовании таких параметризаций (или даже вида) сил типа Скирма, которые удовлетворительно бы описывали основные и возбужденные состояния ядер, все еще не решен, а расчеты ОП с использованием модели СХФ и сравнение их результатов с экспериментальными данными могут служить, по нашему мнению, определенным критерием выбора эффективных сил.

2. Следуя работам [14-20], представим гамильтониан ядра h в следующем символическом виде [20]

$$h = h_0 + h_1 , \tag{3}$$

$$h_0 = t\rho + U, \quad U = (\upsilon + \frac{1}{2}\cdot\frac{\partial \upsilon}{\partial \rho}\rho)\rho, \tag{4}$$

$$h_1 = \frac{1}{2}(\upsilon - \frac{\partial \upsilon}{\partial \rho}\rho)\rho, \tag{5}$$

где h_0 – гамильтониан в приближении ХФ, U – среднее поле, h_1 – остаточное взаимодействие, $\upsilon = \upsilon_0 + \upsilon_1(\rho)$ – NN-взаимодействие Скирма, зависящее от плотности нуклонов ρ [6,8,13].

Одночастичная функция Грина G удовлетворяет уравнению Дайсона [8,21,22]

$$G = G^{(0)} + G^{(0)}[\upsilon - M]G, \tag{6}$$

где $G^{(0)}$ – свободная функция Грина, а M – массовый оператор. В первом порядке по теории возмущений массовый оператор $M^{(1)} = \upsilon$ определяет вещественную часть V ОП и имеет вид

$$V_\lambda = \sum_\mu < \lambda\,\mu|\upsilon(1-P)|\lambda\,\mu) + \frac{1}{2}\sum_{\mu\nu} < \tilde{\lambda}\,| < \mu\nu|\frac{\partial\upsilon}{\partial\rho}(1-P)|\mu\nu > |\tilde{\lambda} >, \tag{7}$$

где знак тильда для одночастичного состояния λ означает $|\tilde{\lambda} > \equiv \varphi_\lambda(\mathbf{R}),\ \mathbf{R} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_\mu + \mathbf{r}_\nu)$, а P – оператор перестановки частиц.

Во втором порядке теории возмущений по остаточному взаимодействию h_1 выражение для мнимой части массового оператора $M^{(2)}$ определяет мнимую часть (W) ОП и в энергетическом представлении имеет вид

$$W_\lambda = \operatorname{Im} M_\lambda^{(2)} = -\pi \sum_{\mu_1\mu_2\mu_3} < \lambda\,\mu_3|\upsilon|\mu_1\mu_2 >< \mu_1\mu_2\,|\upsilon(1-P)|\lambda\,\mu_3 > \times$$
$$\times (1-\mu_{\mu_1})(1-n_{\mu_2})n_{\mu_3}\ \delta(\varepsilon + \varepsilon_{\mu_3} - \varepsilon_{\mu_1} - \varepsilon_{\mu_2}) \tag{8}$$

где ε_μ и n_μ – одночастичные энергии и числа заполнения соответственно. Суммирование в (7) и (8) осуществляется по всем занятым состояниям нуклонов в ядре до поверхности Ферми.

В приближении ядерной материи нуклонные волновые функции $\varphi_\gamma(\mathbf{r})$ в состоянии γ определим как плоские волны, нормированные на объем. Делая в (7),(8) замену

$$\sum_\mu \to \sum_{\sigma_\mu\tau_\mu}\int\frac{d^3K_\mu}{(2\pi)^3},$$

где σ_μ, τ_μ – спиновые и изоспиновые переменные, и выполняя суммирование и интегрирование, получим для ОП выражение [20]

$$V_\lambda = \frac{m_\lambda^*}{m_\lambda}Z_\lambda + (1-\frac{m_\lambda^*}{m_\lambda})\frac{M}{M+m_\lambda}E, \tag{9}$$

$$Z_\lambda = g_0\rho - h_0\rho_\lambda + \frac{1}{4}(g_1+g_2)T + \frac{1}{4}(-h_1+h_2)T_\lambda +$$
$$+\frac{1}{6}\rho^\alpha(g_3\rho - h_3\rho_\lambda) + \frac{1}{12}\alpha\rho^{\alpha-1}(g_3\,\rho^2 - h_3\sum_q \rho_q^2), \tag{10}$$

$$\frac{m_\lambda}{m_\lambda^*} = 1 + \frac{1}{4}\cdot\frac{2m_\lambda}{h^2}[(g_1+g_2)\rho + (-h_1+h_2)\rho_\lambda], \tag{11}$$

$$T = \frac{3}{5}(\frac{3\pi^2}{2}\rho)^{2/3}\rho, \qquad T_q = \frac{3}{5}(3\pi^2\rho_q)^{2/3}\rho_q, \quad q = p,n, \tag{12}$$

$$W_\lambda = -\frac{1}{64\pi^5}\sum_{i=1}^{7} W_i \tag{13}$$

$$W_1 = (2g_{00} + \frac{1}{18}g_{33}\,\rho^{2\alpha} + \frac{2}{3}g_{03}\,\rho^\alpha)[I_1(\tau_\lambda,n) + I_1(\tau_\lambda,p)] -$$
$$-(2h_{00} + \frac{1}{18}h_{33}\,\rho^{2\alpha} + \frac{2}{3}h_{03}\,\rho^\alpha)I_1(\tau_\lambda,\tau_\lambda), \tag{14}$$

$$W_2 = (2g_{01} + \frac{1}{3}g_{13}\,\rho^\alpha)[I_2(\tau_\lambda,n) + I_2(\tau_\lambda,p)] - (2h_{01} + \frac{1}{3}h_{13}\,\rho^\alpha)I_2(\tau_\lambda,\tau_\lambda), \tag{15}$$

$$W_3 = \frac{1}{2}g_{11}\,[I_3\,(\tau_\lambda,n) + I_3(\tau_\lambda,p)] - \frac{1}{2}h_{11}\,I_3\,(\tau_\lambda,\tau_\lambda), \tag{16}$$

$$W_4 = 2(2g_{02} + \frac{1}{3}g_{23}\rho^\alpha)[I_4(\tau_\lambda,n) + I_4(\tau_\lambda,p)], \tag{17}$$

$$W_5 = 2g_{12}\,[I_5(\tau_\lambda,n) + I_5(\tau_\lambda,p)], \tag{18}$$

$$W_6 = 2g_{22}[I_6(\tau_\lambda,n) + I_6(\tau_\lambda,p)] + 2h_{22}I_6(\tau_\lambda,\tau_\lambda), \tag{19}$$

$$W_7 = 4W_0^2[I_7(\tau_\lambda,n) + I_7(\tau_\lambda,p) + I_7(\tau_\lambda,\tau_\lambda)]. \tag{20}$$

В (9)-(20) индекс $\lambda = p(n)$ для рассеяния протонов (нейтронов), m_λ и M – масса рассеиваемого нуклона и ядра, соответственно, E – энергия налетающего нуклона в лабораторной системе координат. Постоянные

$$g_i = t_i(1+\frac{1}{2}x_i), \quad h_i = t_i(\frac{1}{2}+x_i),$$
$$g_{ij} = t_i t_j(1 + x_i x_j + \frac{x_i + x_j}{2}), \quad h_{ij} = t_i t_j(x_i + x_j + \frac{1 + x_i x_j}{2})$$

где i = 0,1,2,3, определяются постоянными t_i, x_i, которые входят в потенциал Скирма, величины α и W_0 – также постоянные этого потенциала. Эффективная масса m_λ^* определяет зависимость ОП от энергии E налетающих нуклонов. Интегралы $I_i\,(\lambda,\,\mu)$ в (14)-(20) имеют вид [14]

$$I_i(\lambda,\mu) = \int d^3K_\mu d^3K_\alpha d^3K_\nu f_i(\mathbf{K}_\lambda,\mathbf{K}_\mu,\mathbf{K}_\alpha,\mathbf{K}_\nu)\delta(E+\varepsilon_\mu-\varepsilon_\alpha-\varepsilon_\nu)\times$$
$$\times\delta(\mathbf{K}_\lambda+\mathbf{K}_\mu-\mathbf{K}_\alpha-\mathbf{K}_\nu)n_\mu(1-n_\alpha)(1-n_\nu), \qquad (21)$$
$$f_1=1,\quad f_2=\mathbf{K}_{\lambda\mu}^2+\mathbf{K}_{\alpha\nu}^2,\quad f_3=(\mathbf{K}_{\lambda\mu}^2+\mathbf{K}_{\alpha\nu}^2)^2,\quad f_4=\mathbf{K}_{\lambda\mu}\cdot\mathbf{K}_{\alpha\nu},$$

$$f_5=(\mathbf{K}_{\lambda\mu}^2+\mathbf{K}_{\alpha\nu}^2)(\mathbf{K}_{\lambda\mu}\cdot\mathbf{K}_{\alpha\nu}),\quad f_6=(\mathbf{K}_{\lambda\mu}\cdot\mathbf{K}_{\alpha\nu})^2,\ f_7=(\mathbf{K}_{\lambda\mu}\times\mathbf{K}_{\alpha\nu})^2,$$
$$\mathbf{K}_{\lambda\mu}=\frac{1}{2}(\mathbf{K}_\lambda-\mathbf{K}_\mu),\quad \mathbf{K}_{\alpha\nu}=\frac{1}{2}(\mathbf{K}_\alpha-\mathbf{K}_\nu),\quad \tau_\alpha=\tau_\lambda,\tau_\nu=\tau_\mu.$$

Область интегрирования в (21) ограничена условиями
$K_\mu \le K_{\tau_\mu}$, $K_\alpha \ge K_{\tau_\alpha}$, $K_\nu \ge K_{\tau_\mu}$, где K_{τ_γ} – фермиевский импульс. Отметим, что интегралы (21) можно вычислить аналитически [14].

Полагая в соответствии с приближением локальной плотности [11,12] в формулах (9)-(20) $\rho=\rho(r)$, окончательно получаем выражение для ОП. При этом необходимо учесть, что волновой вектор K_λ в (21) в ядерной материи определяется законом дисперсии

$$K_\lambda^2=\frac{2m_\lambda}{\hbar^2}\left[\frac{M}{M+m_\lambda}E-V_\lambda-V_c\cdot\delta_{\lambda p}\right], \qquad (22)$$

где V_c – потенциал кулоновского взаимодействия протона с ядром.

Из формул (9), (13) - (22) следует, что вещественная часть V_λ ОП линейно зависит от энергии E с коэффициентом пропорциональности, который определяется эффективной массой m_λ^* нуклона в ядре, в то время как зависимость мнимой части W_λ ОП от E гораздо сложнее и определяется соотношениями (14) -(21) и связью (22).

3. Отметим прежде всего некоторые особенности расчетов ОП в [14-20]. В [14] ОП был рассчитан с трехчастичными силами Скирма. Из исследований четно-четных ядер и ядерной материи методом СХФ известно [6,8], что трехчастичные силы Скирма (использованные в [14]) эквивалентны двухчастичным, линейно зависящим от плотности силам (силы типа S1 - S6 [6]), которые являются частным случаем (при $\alpha = 1$) сил, использованных в [15-20]. Однако выражения для V_λ в [14,18-20] и [15-17] отличаются друг от друга, так как авторы [15-17] в своих расчетах пренебрегали потенциалом перестройки [11] (потенциалом насыщения [23]), который пропорционален $\partial\upsilon/\partial\rho$ (см. формулы (4),(7)). Это слагаемое важно для выполнения условий самосогласования в теории ХФ [8], а также для получения нужного насыщения ядерных сил при правильной плотности и для обеспечения правильного распределения плотности [6,7,11,13]. В частности, пренебрежение слагаемым $\partial\upsilon/\partial\rho$ приводит к слишком высокой плотности в центре ядра, что, как показано в [18-20], в свою очередь делает слишком глубокой вещественную часть ОП (на 20 % - 40 % для различных сил Скирма). Действительно [7], учет потенциала перестройки соответствует тому, что данный нуклон часть времени проводит не в своем нормальном состоянии, а переводится в обычно незанятое возбужденное состояние (это и отвечает ослаблению притяжения). Поэтому вид потенциала V_λ в [15-17] не является корректным, а полученные результаты требуют уточнения с учетом слагаемых $\partial\upsilon/\partial\rho$.

В отличие от вещественной части ОП, как показано в [19,20], аналитическое выражение его мнимой части существенно зависит от типа эффективного NN взаимодействия (двух- или трех-частичного). Это означает, что в рассматриваемом приближении двух- и трехчастичные силы Скирма не являются эквивалентными для получения мнимой части ОП. Выражения (13)-(20) для W_λ совпадают по форме с соответствующими выражениями для W_λ в работах [15-17] при нулевой температуре ядер, где потенциал перестройки не учитывался, и отличаются от W_λ в [14] даже для сил типа S1 - S6 (с $\alpha = 1$). Однако интегралы I_1 - I_7, входящие в W_λ, зависят от величины волнового вектора K_λ налетающего нуклона, который в свою очередь зависит от вещественной части ОП. Действительно, согласно закону дисперсии (22) учет потенциала перестройки при расчете V_λ приводит к эффективному вкладу слагаемых $\partial\upsilon/\partial\rho$ в мнимую часть ОП. С физической точки зрения такое изменение величины W_λ соответствует тому, что при учете потенциала перестройки $\partial\upsilon/\partial\rho$ изменяется структура возбужденных состояний ядра, вследствие чего интенсивность поглощения нуклонов уменьшается (уменьшается величина W_λ).

4. Учитывая изложенное выше, мы провели детальный анализ результатов, полученных в [14,18-20], а также в данной работе. Однако, прежде отметим, что к настоящему времени разными авторами предложено свыше 50 различных параметризаций сил типа Скирма, применение которых в ХФ расчетах позволяет с различной степенью успешности описать структуру ядер и их возбужденные состояния. Параметры 55 известных нам сил Скирма в компактном виде представлены в [24]. В [14] расчеты выполнены для сил Скирма S1-S6, в [18-20] – для сил S1 - S6, SкT, Sк$_a$ и SкM*. Кроме того, нами проведены дополнительные расчеты с использованием практически всех параметризацией сил Скирма [24] с целью определения наиболее оптимальной их параметризации для описания упругого рассеяния нуклонов ядрами. При этом анализировались радиальные и энергетические зависимости ОП, объемные интегралы I_V и I_W для вещественной и мнимой частей ОП, фазы рассеяния и дифференциальные сечения упругого рассеяния нуклонов ядрами в области энергий от 0 до 50 МэВ и массовых чисел ядер от ^{12}C до ^{92}U.

Основной вывод из всех расчетов следующий: потенциалы [14] и (9), (13) правильно воспроизводят глобальные характеристики феноменологических «экспериментальных» [5,25] ОП типа (1), (2). Так, для некоторых сил Скирма и определенных областей энергий глубины ОП, формы их радиальных распределений, относительный вклад поверхностных и объемных по ядру частей, а также зависимость от E и массового числа A (в широком диапазоне) находятся в удовлетворительном согласии с феноменологическим ОП в форме (1), (2). Рассчитанные величины объемных интегралов I_V и I_W [14,20 и настоящая работа], зависимости фаз рассеяния от энергии [18,20], угловые распределения [14] дифференциальных сечений упругого рассеяния нуклонов для определенных сил Скирма также удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

При этом отметим, что наилучшее описание вещественной части ОП достигается при использовании сил Скирма $S3, S3m, Sk_a$ и $SG\mathrm{I}$, для которых $1-m^*(0)/m \cong 0{,}2-0{,}3$. Этот факт объясняется тем, что энергетическая зависимость V (1) при r = 0 определяется выражением типа V_0 - aE, где a = 0,2 - 0,3. В то же время такие силы как SkP, SkI, SkMM не позволяют правильно описать ОП, а расчеты V_λ с силами S1, S6, SkM*, SGI, SGII хорошо согласуются с экспериментом только при E < 10 МэВ. При больших E силы S1, S6, SkM*, SGI, SGII приводят к более сильному притяжению, а силы SGOI – к более слабому. Для таких сил, как например, S2, S4, S5 глубина V_λ меньше экспериментальной во всей области рассматриваемых энергий. Однако, тем не менее глубины вещественной части ОП (9) все-таки близки по своим значениям для указанных выше сил Скирма.

Несколько иная ситуация возникает в расчетах мнимой части ОП W_λ, значения которой существенно отличаются для разных сил Скирма. При этом практически все силы Скирма с указанной выше величиной $1-m^*(0)/m$ в той или иной мере приводят к удовлетворительному согласию с экспериментом при E < 20 МэВ. Наилучшее согласие достигается в расчетах с силами S4 и S5 (при этом до 50 МэВ), несколько худшее – с силами S2, S3, S3m, Sk$_b$, SGOII, SGI и очень плохое – с силами S1, S6, SkM* и SGII.

5. Проведенный анализ показывает, что по крайней мере при E < 20 МэВ ОП рассеяния нуклонов ядрами можно рассчитать по модели (9), (13) с силами S3, S3m, Sk$_a$, Sk$_b$, SG01 и SG1. Однако, для более полного согласия теоретических ОП с экспериментальными нам представляется необходимым проведение одновременных расчетов основных свойств ядер и соответствующих ОП. Такие предварительные расчеты, проведенные нами, показывают, что даже небольшое изменение параметров t_0 и t_3 сил Скирма (до 5 %) позволяют значительно улучшить качество описания упругого рассеяния нуклонов ядрами. При этом величины основных характеристик связанных состояний ядер практически не изменяются (менее чем на 1 %).

Другой путь улучшения полученных результатов заключается в более детальном исследовании и последовательном включении в теоретические расчеты дополнительных слагаемых в силах Скирма (слагаемые с параметрами t_4 и t_5 [13,26]). Эти слагаемые дают основной вклад в ХФ потенциал (а значит и в ОП) только вблизи поверхности ядра и в принципе позволяют лучше описать, например толщину «размытия» поверхностного слоя ядра.

Таким образом, нами дано общее представление о проблемах, которые решаются при одновременнном микроскопическом описании как структуры атомного ядра, так и процессов упругого рассеяния нуклонов ядрами с использованием приближения ХФ и массового оператора. Кроме того, возможно, что указанный подход может быть полезным при построении ОП для оптического электрона при изучении силы осцилляторов радиальных переходов в атомах [27].

ЛИТЕРАТУРА

1. Feshbach H., Porter C.E., Weisskopf V.F. Phys. Rev. 1953, V. 90, P. 166; ibid. 1953, 90, 448.
2. Шапиро И.С. УФН, 1961, V. 75, 61.
3. Немировский П.Э. Современные модели атомного ядра.М.: Атомиздат, 1960.
4. Ходгсон П.Е. Оптическая модель упругого рассеяния. М.: Атомиздат, 1966.
5. Баррет Р., Джексон Д. Размеры и структура ядер. Киев: Наукова думка. 1981.
6. Vautherin D., Brink D.M. Phys. Rev. 1972, C5, 626.
7. Бете Г. Теория ядерной материи. М.: Мир, 1974.
8. Барц Б.И. и др. Метод Хартри-Фока в теории ядра. Киев: Наук. думка, 1982.
9. Dover C.B, N. van Giai. Nucl. Phys. 1972, A190, 373.
10. Bell J.S., Squires E.J. Phys. Rev. Lett/ 1959,3,96.
11. Brueckner K.A., Gammel J.L., Weitzner H. Phys. Rev.1958,110,431.
12. Negele J.W. Phys. Rev. 1970, C1, 1260.
13. Krewald S., et al. Nucl Phys. 1977, 281, 166.
14. Shen Q., et al. Zeit. fur Phys. 1981, 303, 69.
15. Ge L., Zhuo Y., Wolfgang N. Nucl Phys. 1988, A459, 77
16. Zhuo Y., Han Y.-L., Wu X. - Z. Progr. Theor. Phys. 1988, 79, 110.
17. Li G.-Q., Shi J.-Q., Gao Q. Nucl. Phys. 1990, A515, 273.
18. Куприков В.И.,Созник А.П. ЯФ, 1993, 56, 84.
19. Кравченко С.М., Куприков В.И., Созник А.П. ЯФ, 1988, 61, 2036.
20. Kravchenko S.M., Kuprikov V.I., Soznik A.P. Int. J. Mod.Phys. E, 1998, 7, 465.
21. Куммар К., Теория возмущений и проблема многих тел для атомного ядра. М.: Мир, 1964.
22. Киржниц Д.А. Полевые методы в теории многих тел. М.: Госатомиздат, 1963.
23. Brandow B.H. Rev. Mod.Phys. 1967, 39,771.
24. Кравченко С.М., Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.16. Харьков: ХГУ, 1999.
25. Honore G.M., et al. Phys. Rev. 1986,C33 , 1129.
26. Farine M., et al. Nucl. Phys. 1997, A615, 135.
27. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука,1977.

MICROSCOPIC OPTICAL POTENTIAL OF NUCLEON-NUCLEUS INTERACTION IN THE HARTREE-FOCK APPROXIMATION

S.M. Kravchenko[1)], V.I. Kuprikov[1)], A.P. Soznik[2)], N.A. Chekanov[3)]

[1)] National Scientific Center, Kharkov Institute for Physics and Technology
[2)] Fire Safety Academy of Ukraine
[3)] Belgorod State University

The problem of description of elastic nucleon scattering by atomic nuclei in the nuclei matter theory by the Hartree-Fork approximation is discussed. Using the density-dependent Skyrme forces as an effective reaction matrix the nucleon-nucleus optical potential in the simple analytic form is constructed. It is established, thus obtained optical potential the global characteristics of "experimental" optical potential over the wide nucleus mass numbers and incident nucleon energy up to 50 MeV is reasonably reproduced. The possibility to examine an internal structure of nucleus and elastic nucleon-nucleus scattering in one manner is shown. Some possibilities to improve this method are proposed.