УДК 539.171+54

А.И. СЕРЫЙ, А.П. СУЛИМ
Беларусь, Брест, БрГУ имени А.С. Пушкина

О МОДЕЛЯХ ЭФФЕКТИВНОГО МЕЖНУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ В РАМКАХ ФЕРМИ-ГАЗОВОГО ПОДХОДА

При исследовании важных для астрофизики вопросов о пороге нейтронизации электронно-протонного вещества и бета-равновесии электронно-нуклонного вещества [1, с. 30–37] в модели Ферми-газов учитывается, в частности, энергия взаимодействия отдельного нейтрона с протонным газом, по порядку величины равная [2, с. 54]

$$U_{np} = \frac{2\pi\hbar^2}{m_{np}^*} a n_p, \qquad (1)$$

где $\hbar$ – постоянная Планка, m_{np}^* – приведенная масса протона и нейтрона, n_p – концентрация протонов, a – длина рассеяния, зависящая от спинового состояния системы «нейтрон–протон» и равная с противоположным знаком амплитуде рассеяния f в пределе нулевой энергии относительного движения двух нуклонов

$$f = -a. \qquad (2)$$

При этом для нахождения f используется формула [3, с. 626]

$$f = -\frac{m_{np}^*}{2\pi\hbar^2} \int U(\vec{r}) d^3\vec{r}, \qquad (3)$$

где $U(\vec{r})$ – потенциал межнуклонного взаимодействия, а интегрирование выполняется по области действия потенциала. Результат (2) получается из (3) напрямую при выборе потенциала $U(\vec{r})$ в виде псевдопотенциала Ферми [4, с. 22]

$$U(\vec{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m_{np}^*} a \delta^3(\vec{r}), \qquad (4)$$

где $\delta^3(\vec{r})$ – трехмерная дельта-функция Дирака. Таким образом, правая часть (1) отличается от правой части (4) заменой дельта-функции на концентрацию протонов.

Следует отметить, что для медленных нуклонов формула (3) применима при [3, с. 622]

$$|U(\vec{r})| << \frac{\hbar^2}{m_{np}^* R^2}, \quad (5)$$

где R – линейные размеры пространственной области основного действия потенциала. Несмотря на то, что для межнуклонных потенциалов (как и для (4)) соотношение (5) не выполняется, соотношение (1) получило экспериментальное подтверждение (в частности, при проверке существования ядерного псевдомагнетизма [2, с. 55]), а псевдопотенциал Ферми успешно применяется при теоретическом исследовании взаимодействия нейтронов с веществом [3, с. 769; 4, с. 22]. В связи с этим можно переписать (1) с учетом (2) и (3) следующим образом:

$$U_{np} = -n_p \int U(\vec{r}) d^3\vec{r}. \quad (6)$$

В случае центрально-симметричного потенциала (тензорной, спин-орбитальной и другими частями [4, с. 66] при пространственном усреднении будем пренебрегать) можно переписать (6) следующим образом:

$$U_{np} = -4\pi n_p \int_{R_1}^{R_2} U(r) r^2 dr. \quad (7)$$

При выборе конкретного выражения $U(r)$ нижний предел интеграла в (7) полагается равным $R_1 = 0$ в случае, если не учитывается кор, соответствующий отталкиванию нуклонов на малых расстояниях; в противном случае выбираем конечное значение $R_1 = R_C$ (при $r < R_C$ $U = +\infty$). При выборе значения R_2 возможны варианты, представленные в таблице ниже.

Таблица – Варианты выбора значения R_2

Вариант	Примечания
$R_2 = \infty$	это допустимо для разреженного газа нуклонов, несмотря на короткодействующий характер ядерных сил и эффекта насыщения
$R_2 = \nu n_p^{-1/3}$ ($\nu \sim 1$)	выбор основан на том, что среднее межнуклонное расстояние зависит от концентрации нуклонов
$R_2 = \nu \lambda_\pi$ ($\lambda_\pi = \hbar/(m_\pi c)$ – комптоновская длина волны пиона, m_π – масса пиона)	выбор основан на том, что пион является основным переносчиком ядерного взаимодействия между нуклонами

В качестве примеров рассмотрим следующие потенциалы: а) Гаусса $U_G(r)$; б) экспоненциальный без кора $U_E(r)$; в) экспоненциальный с кором $U_{EC}(r)$; г) Юкавы без кора $U_Y(r)$; д) Юкавы с кором $U_{YC}(r)$. Соответствующие выражения (см. [5, с. 17–18]) приведены ниже:

$$U_G(r) = -U_0 \exp(-r^2/R^2), r > 0, \; U_E(r) = -U_0 \exp(-r/R), r > 0,$$

$$U_{EC}(r) = -U_0 \exp(-r/R), r > R_C, \; U_Y(r) = -U_0 (R/r)\exp(-r/R), r > 0,$$
$$U_{YC}(r) = -U_0 (R/r)\exp(-r/R), r > R_C. \qquad (8)$$

Численные значения U_0, R и R_C в каждом случае зависят от выбранного потенциала и спинового состояния системы «нейтрон–протон».

Подставляя (8) в (7), получаем результаты для потенциалов: а) Гаусса (9); б) экспоненциального без кора (10); в) экспоненциального с кором (11); г) Юкавы без кора (12); д) Юкавы с кором (13).

$$U_{np}^{G} = -2\pi n_p U_0 R^3 \left(\sqrt{\pi}\Phi\left(\sqrt{2}R_2/R\right) - (R_2/R)\exp\left(-R_2^2/2\right)\right),$$
$$\Phi(x) = (2\pi)^{-1/2}\int_0^x \exp\left(-u^2/2\right)du, \; U_{np}^{G} \xrightarrow[R_2\to+\infty]{} -\pi^{3/2} n_p U_0 R^3, \qquad (9)$$
$$U_{np}^{E} = -8\pi n_p U_0 R^3 \left(1 - \left(1 - R_2/R + R_2^2/\left(2R^2\right)\right)\exp(-R_2/R)\right), \qquad (10)$$
$$U_{np}^{EC} = -8\pi n_p U_0 R^3 \left(F(R_C/R) - F(R_2/R)\exp((R_C - R_2)/R)\right),$$
$$F(y) = 1 - y + y^2/2, \qquad (11)$$
$$U_{np}^{Y} = -4\pi n_p U_0 R^3 \left(1 - (1 + R_2/R)\exp(-R_2/R)\right), \qquad (12)$$
$$U_{np}^{YC} = -4\pi n_p U_0 R^3 \left(H(R_C/R) - H(R_2/R)\right), H(\xi) = (1+\xi)\exp(-\xi). \qquad (13)$$

Список использованной литературы

1. Серый, А. И. О ферромагнетизме вырожденной нейтронно-протонной системы. / А.И. Серый // Веснік Брэсцкага універсітэта. Серыя 4 «Фізіка. Матэматыка». – 2012. – № 1. – С. 30 – 37.

2. Барышевский, В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред / В. Г. Барышевский. – М. : Энергоатомиздат, 1995. – 320 с.

3. Ландау Л. Д. Теоретическая физика: учеб. пособие для вузов: в 10 т. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – 5-е изд., стереот. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2001. – Т. III : Квантовая механика (нерелятивистская теория). – 808 с.

4. Ситенко, А. Г. Лекции по теории ядра / А. Г. Ситенко, В. К. Тартаковский – М. : Атомиздат, 1972. – 351 с.

5. Браун, Дж. Е. Нуклон-нуклонные взаимодействия : пер. с англ. / Дж. Е. Браун, А. Д. Джексон. – М. : Атомиздат, 1979. – 248 с.