

3. Хроматография: Курс лекций: В 2 ч. Ч. 1. Газовая хроматография / В. А. Винарский. – Мн.: БГУ, 2002. – 192 с.

УДК 539.171+54

А.И. СЕРЫЙ

Беларусь, Брест, БрГУ имени А.С. Пушкина

О РАЗНОВИДНОСТЯХ АМПЛИТУД НУКЛОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Важнейшей характеристикой взаимодействия двух микрообъектов (помимо потенциала, фазы и двухчастичной волновой функции) является амплитуда рассеяния. Для установления связи между указанными величинами существуют формулы различной степени точности, применяемые в квантовой механике и физике атома, квантовой химии, физике атомного ядра и т.д. В случае взаимодействия двух нуклонов вопрос о разновидностях соответствующих амплитуд занимает важное место, в частности, при описании систем многих частиц (ядерной материи). Вопрос о корректности использования тех или иных амплитуд во многом зависит от используемого подхода – ферми-газового [1, с. 13–65] или ферми-жидкостного [2, с. 11–34].

Ниже в виде сравнительных таблиц дана сравнительная характеристика основных разновидностей амплитуд нуклон-нуклонного взаимодействия, используемых, прежде всего, в физике атомного ядра и ядерной астрофизике. Предложенные таблицы могут быть полезными при обобщении и закреплении материала по отдельным учебным дисциплинам.

В таблице 1 выполнен сравнительный анализ амплитуд рассеяния, зависящих только от угла рассеяния θ и от импульса (или волнового вектора) относительного движения двух нуклонов

$$\hbar \vec{k} = \vec{p} - \vec{q}, \quad (1)$$

где \hbar – постоянная Планка, \vec{k} – волновой вектор относительного движения двух нуклонов до рассеяния, k – абсолютная величина этого вектора, \vec{p} – импульс первого нуклона до рассеяния, \vec{q} – импульс второго нуклона до рассеяния. Соответствующие величины после рассеяния обычно обозначаются через \vec{k}' , k' , \vec{p}' , \vec{q}' , причем при упругом рассеянии $k = k'$ (в силу закона сохранения импульса).

Основными вопросами, по которым выполнен сравнительный анализ в таблице 2, являются: 1) зависимость амплитуд взаимодействия от импульса

каждого из двух нуклонов (в том числе от относительного импульса двух нуклонов); 2) зависимость от локальной плотности окружающей ядерной материи; 3) возможная процедура получения выражения для амплитуды (в том числе взаимосвязь между амплитудами различных типов); 4) возможные усреднения; 5) корректность применения в ферми-жидкостном подходе; 6) корректность применения в ферми-газовом подходе. При этом подразумевается, что зависимость от спинового состояния системы двух нуклонов есть во всех случаях.

Таблица 1 – Разновидности амплитуд, зависящих только от модуля волнового вектора относительного движения двух нуклонов

Получение выражений для амплитуд	А. Парциально-волновой анализ Факсена – Хольцмарка [3, с. 613]	Б. Борновское приближение [3, с. 623]
1.1. Выражение для амплитуды f	$\sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l P_l(\cos\theta),$ $f_l = \frac{\exp(2i\delta_l) - 1}{2ik} [3, \text{с. 613}]$	$-\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int U \exp(-(\vec{k}' - \vec{k}) \cdot \vec{r}) dV [3, \text{с. 623}]$
1.2. Обозначения величин	l – значение относительного орбитального момента, δ_l – фаза рассеяния, $P_l(\cos\theta)$ – полином Лежандра	U – потенциал взаимодействия, m – приведенная масса двух нуклонов, dV – элемент объема интегрирования, \vec{r} – радиус-вектор элемента dV
1.3. Границы применимости	на больших расстояниях от рассеивающего центра [3, с. 610]	по крайней мере, одно из двух условий: а) $ U \ll \hbar^2/(mL^2)$; б) $ U \ll \hbar^2 k/(mL)$ (L – радиус действия потенциала) [3, с. 622]
2.1. Нет зависимости от θ	при s -рассеянии ($l=0$)	при рассеянии вперед ($\theta=0$) (используется в ядерной оптике [4, с. 6])
2.2. Соответствующая формула	$f = \frac{-1}{\frac{1}{a} - \frac{1}{2} r_0 k^2 + P k^4 r^3 + ik}$ в теории эффективного радиуса [5, с. 20]	$-\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int U dV$ при упругом рассеянии [3, с. 626]
2.3. Обозначения величин	a – длина рассеяния, r_0 – эффективный радиус, P – параметр формы	новых обозначений нет
3. Предельное соотношение $f = -a$	получается из п. 2.2 при $k \rightarrow 0$	получается из п. 2.2 для псевдопотенциала Ферми [5, с. 22] $U = \frac{2\pi\hbar^2 a}{m} \delta(\vec{r})$

Таблица 2 – Сравнительная характеристика различных типов амплитуд рассеяния по вопросам, перечисленным выше

Тип	I [6, р. 025801]	II (см. п. 2.2 (А) таблицы 1)	III	IV	V (см. п. 3 таблицы 1)
1	обоих нуклонов		одного нуклона	нет	нет
2	да	нет	да	да	нет
3	из 3-частичных ядерных сил усреднением по третьему нуклону	из экспериментальных данных по рассеянию нуклонов	из (I) или (II)	из (III)	см. п. 3 таблицы 1
			усреднением по импульсам одного нуклона		
4	по импульсам [5, с. 108–111; 7, с. 56] (при нулевой или отличной от нуля температуре)			усреднение не требуется	
5	да	нет	нет	нет	нет
6	нет	нет	да	да	да

Список использованной литературы

1. Секержицкий, В. С. Равновесные системы фермионов и бозонов в магнитных полях : монография / В. С. Секержицкий ; Брест. гос. ун-т имени А. С. Пушкина. – Брест : Изд-во БрГУ, 2008. – 198 с.
2. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика : учеб. пособие для вузов : в 10 т. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2001. – Т. IX: Статистическая физика, Ч. 2: Теория конденсированного состояния. – 496 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. Барышевский, В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред / В. Г. Барышевский. – М. : Энергоатомиздат, 1995. – 320 с.
5. Ситенко, А. Г. Лекции по теории ядра / А. Г. Ситенко, В. К. Тартаковский – М. : Атомиздат, 1972. – 351 с.
6. Isayev, A. A. Spin polarized states in strongly asymmetric nuclear matter / A. A. Isayev, J. Yang. // Phys. Rev. C. – 2004. – Vol. 69. – P. 025801.
7. Серый, А. И. К вопросу о зависимости амплитуд нуклон-нуклонного рассеяния от температуры. / А. И. Серый // Веснік Брэсцкага універсітэта. Серыя прыродазнаучых навук. – 2008. – № 1(30). – С. 55 – 67.