

В процессе наблюдений фазовых превращений мы провели измерения локальных эмиссионных токов с участка поверхности объекта диаметром 3 мкм. По измеренным величинам токов, температур и увеличения вычислены эффективные работы выхода гафния в α - и β -фазе [3] (рис. 2). В точках, отмеченных треугольниками на рис. 2, измерения проводились после двукратного прохождения образца через точку фазового перехода.

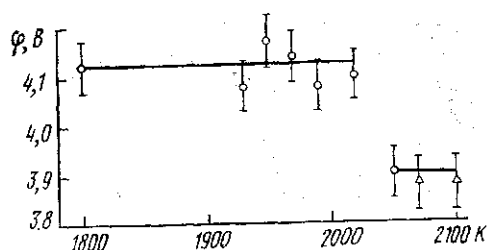


Рис. 2. Температурная зависимость эффективной работы выхода монокристалла гафния в α - и β -фазе

Тот факт, что ϕ при фазовом переходе падает, говорит о том, что плотная грань (0001) гексагональной плотноупакованной решетки α -гафния переходит в грань объемноцентрированной кубической решетки β -гафния с меньшей плотностью упаковки.

Многочисленное (несколько десятков раз) прохождение через точку фазового перехода в гафнии приводит к развитию микрогеометрии поверхности, а затем и к нарушению монокристалличности объекта: на поверхности появляются кристаллиты с заметным эмиссионным контрастом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fast J. D. „J. Appl. Phys.“, 1952, 23, 350.
2. Аругюнов А. В. Автореф. канд. дис. М., 1970.
3. Гостев А. В., Рейхрудель Э. М., Рухляда Н. Я., Шишкин Б. Б. «Приборы и техника эксперимента», 1978, № 4.

Кафедра
электроники

Поступила в редакцию
04.07.78

УДК 539.171

В. Н. Милеев, А. Смида (Алжир)

ВИРТУАЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В РАССЕЯНИИ СЛОЖНЫХ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ

Применение дифракционной теории многократных столкновений [1, 2] к рассеянию двух сложных ядер связано с большими вычислительными трудностями, возникающими при расчете многочастичных матричных элементов, поэтому предлагаются различные способы упрощения амплитуды ядер-ядерного рассеяния.

Одно из наиболее простых приближений, предложенное Чижом и Максимом [3], состоит в пренебрежении всеми виртуальными возбуждениями сталкивающихся ядер. В этом приближении амплитуда упругого рассеяния ядра, состоящего из A_1 нуклонов, на ядре из A_2 нуклонов равна

$$F^{(0)}(q) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{iqb} \{1 - [1 - \langle \psi_0^{(1)}(r) \times \psi_0^{(2)}(r') | \Gamma(b+s-s') | \psi_0^{(1)}(r) \psi_0^{(2)}(r') \rangle]^{A_1 A_2}\} \quad (1)$$

Здесь использованы обозначения, обычно применяемые в дифракционной теории: k — импульс налетающего ядра A_1 , q — импульс, переданный ядру-мишени A_2 , b — прицельный параметр, $\Gamma(b+s-s')$ — функция профиля, выражающаяся через нуклон-нуклонную амплитуду. Для гауссовской параметризации этой амплитуды, используемой при высоких энергиях сталкивающихся частиц, функция профиля равна

$$\Gamma(b+s-s') = \frac{\sigma(1-i\alpha)}{4\pi\beta} e^{-\frac{(b+s-s')^2}{2\beta}}, \quad (2)$$

где σ — полное сечение NN -взаимодействия, α — отношение реальной части амплитуды к мнимой, β — параметр наклона дифракционного косинуса, $\psi_0^{(1)}$ и $\psi_0^{(2)}$ — одночастичные волновые функции ядер A_1 и A_2 соответственно.

В дальнейшем это приближение было улучшено. Так, в работе [4] было показано, что в реакции рассеяния двух ядер важную роль могут играть виртуальные возбуждения одного из сталкивающихся ядер, связанные с переходом этого ядра в промежуточные состояния и обратно в основное состояние при рассеянии одного и того же нуклона этого ядра на двух или большем числе нуклонов другого ядра. Если считать, что падающее ядро A_1 не возбуждается, т. е., как часто говорят, оно является «жестким», а может возбуждаться ядро-мишень A_2 , то амплитуда рассеяния в этом приближении равна

$$F^{(1)}(q) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{iqb} \times \\ \times \{1 - [\langle \psi_0^{(2)}(r') | (1 - \langle \psi_0^{(1)}(r) | \Gamma(b+s-s') | \psi_0^{(1)}(r) \rangle)^{A_1} | \psi_0^{(2)}(r') \rangle]^{A_2}\}. \quad (3)$$

Это приближение в последнее время широко применялось для объяснения результатов экспериментов по ядер-ядерному рассеянию, где оно дало значительно лучшие результаты, чем приближение Чижа—Максимона.

Если же пренебречь виртуальными возбуждениями в ядре-мишени A_2 и учесть их в падающем ядре, то мы получим приближение «жесткого» ядра-мишени; амплитуда рассеяния $F^{(2)}(q)$ в этом случае получается из (3) перестановкой индексов сталкивающихся ядер. Ранее в литературе такое приближение не обсуждалось. В то же время проведенные нами расчеты полных сечений рассеяния (таблица) показали, что результаты в этом приближении сильно отличаются как от приближения Чижа—Максимона, так и от приближения «жесткого» падающего ядра.

Основным недостатком этих двух приближений «жестких» ядер является их несимметричность относительно сталкивающихся ядер A_1 и A_2 . Поэтому в данной работе предлагается приближение, в котором учитываются такие процессы одночастичных виртуальных возбуждений обоих сталкивающихся ядер, которые не приводят к их одновременному возбуждению. В этом случае амплитуда упругого рассеяния ядер A_1 и A_2 будет равна:

$$F^{(12)}(q) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{iqb} \times$$

$$\begin{aligned} & \times \{1 - [\langle \psi_0^{(1)}(r) | (1 - \langle \psi_0^{(2)}(r') | \Gamma(b + s - s') | \psi_0^{(2)}(r') \rangle)^{A_2} \times \\ & \times |\psi_0^{(1)}(r) \rangle]^{A_1} - [\langle \psi_0^{(2)}(r') | (1 - \langle \psi_0^{(1)}(r) | \Gamma(b + s - s') \times \\ & \times |\psi_0^{(1)}(r) \rangle]^{A_1} |\psi_0^{(2)}(r') \rangle]^{A_2} + [1 - \langle \psi_0^{(1)}(r) \psi_0^{(2)}(r') | \Gamma(b + s - s') \times \\ & \times |\psi_0^{(1)}(r) \psi_0^{(2)}(r') \rangle]^{A_1 A_2} \}. \end{aligned} \quad (4)$$

Подробный вывод этого приближения, который достаточно сложен и громоздок, дается в отдельной статье [5]. Интерпретация этого приближения проста и видна из представления амплитуды $F^{(12)}$ в виде комбинации амплитуд $F^{(0)}$, $F^{(1)}$, $F^{(2)}$:

$$F^{(12)}(q) = F^{(1)}(q) + F^{(2)}(q) - F^{(0)}(q). \quad (5)$$

Поэтому это приближение естественно назвать «симметричным приближением жестких ядер».

Для сравнения всех этих приближений были проведены расчеты полных сечений взаимодействия ряда ядер от ${}^4\text{He}$ до ${}^{40}\text{Ca}$ для энергии 2,1 ГэВ на нуклон. По оптической теореме полное сечение выражается через амплитуду на угол ноль:

$$\sigma_{t_0, l}^{(i)} = \frac{4\pi}{k} \text{Im } F^{(i)}(0), \quad (i = 0, 1, 2, 12). \quad (6)$$

Одночастичные волновые функции для упрощения расчетов брались в гауссовом виде

$$|\psi_0(r)|^2 = \left(\frac{1}{\pi R^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{r^2}{R^2}} \quad (7)$$

с параметрами из работы [6].

Полные сечения рассеяния ядер с атомными весами A_1 и A_2 при энергии 2,1 ГэВ на нуклоне (в мбарах)

$A_1 - A_2$	$\sigma^{(0)}$	$\sigma^{(1)}$	$\sigma^{(2)}$	$\sigma^{(12)}$	Эксперимент [7]
4—4	430	404	404	379	$408 \pm 2,5$ $835 \pm 5; 826 \pm 5,9$
4—12	909	856	860	807	
4—16	1107	1042	1052	988	
4—24	1404	1328	1339	1263	
4—40	1962	1856	1889	1786	1357 ± 39
12—12	1636	1549	1549	1462	
12—16	1917	1814	1824	1722	
12—24	2323	2204	2216	2100	
12—40	3074	2915	2964	2804	
16—16	2225	2116	2216	2007	
16—24	2666	2542	2544	2420	
16—40	3476	3309	3348	3181	
24—24	3154	3016	3016	2877	
24—40	4045	3859	3901	3713	
40—40	5055	4865	4865	4675	

Результаты расчетов полных сечений приведены в таблице. Из таблицы видно, что учет виртуальных возбуждений уменьшает полные се-

чения, причем отличие приближения Чижа—Максимона от «симметричного приближения жестких ядер» составляет для всех пар ядер 7—12%. Отличие от расчетов в рамках несимметричных приближений «жестких» ядер примерно вдвое меньше.

Весьма чувствительными к эффектам виртуальных возбуждений оказываются дифференциальные сечения упругого ядер-ядерного рассеяния. Сечение в «симметричном приближении жестких ядер» существенно отличается от сечений, рассчитанных в остальных приближениях, в области переданных импульсов за вторым дифракционным максимумом. Приближение Чижа—Максимона, не учитывающее виртуальных возбуждений сталкивающихся ядер, дает величины сечений примерно на порядок больше, чем в других расчетах. Отличие «симметричного» и несимметричных приближений «жестких» ядер также достаточно велико, что позволяет надеяться на возможность экспериментальной проверки предложенного приближения.

В заключение авторы благодарят проф. В. В. Балашова за постоянное внимание, поддержку и многочисленные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Glauber R. J. In: Lectures in theoretical physics, v. 1. N. Y., 1959, p. 315.
2. Ситенко А. Г. «Укр. физ. журн.», 1959, 4, 152.
3. Czyz W., Maximon L. C. „Ann. Phys.“, 1969, 52, 59.
4. Tekou A. „Nucl. Phys.“, 1971, B29, 630.
5. Mileev V. N., Smida A. „Nucl. Phys.“ (to be published).
6. Collard H. R. et al. In: Nuclear Radii. Berlin, 1967, p. 32.

НИИЯФ

Поступила в редакцию
20.11.78