

11. Тябликов С. В., Москаленко В. А. ДАН СССР, 1964, 158, 839.
 12. Silver H., Frankel N. E., Ninham B. W. «J. Math. Phys.», 1972, 13, 468.

Поступила в редакцию
 30.9 1977 г.
 Кафедра
 квантовой статистики

УДК 539.17.01

В. К. Долинов

К ВОПРОСУ ОБ α -ЧАСТИЧНОМ МЕХАНИЗМЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ОСТАНОВИВШИХСЯ ПИОНОВ ЯДРАМИ ^{16}O

В работах [1, 2] получены экспериментальные данные по процессу поглощения остановившихся π^- -мезонов различными ядрами. В частности, была измерена форма доплеровской линии γ -излучения ядра ^{12}C в состоянии 2^+ с энергией возбуждения 4,44 МэВ, образующегося при захвате пиона ядром ^{16}O . Авторы этих работ пришли к выводу о том, что рассматриваемое состояние ядра ^{12}C образуется в результате прямого одноступенчатого взаимодействия пиона с ядром ^{16}O .

В работе [1] измеренная форма доплеровской линии сравнивается с теоретической, рассчитанной в предположении, что пион поглощается α -кластером, находящимся в $1d$ -состоянии в поле гармонического осциллятора, характеризующегося параметром

$Q = \sqrt{\frac{1}{2} \mu \hbar \omega}$, где μ — приведенная масса α -частицы и ядра ^{12}C , $\hbar \omega$ — осцилляторный квант. Кроме того, предполагалось, что захват пиона происходит исключительно из $1s$ -состояния мезоатома. Рассматривая Q в качестве подгоночного параметра, в работе [1] для него получено значение $Q = 77 \pm 5$ МэВ/с. В то же время экспериментальные данные по рассеянию электронов на ядрах [3] дают для ^{16}O значение $Q = 139$ МэВ/с.

Для устранения этого противоречия мы провели расчет формы доплеровской линии для рассматриваемого случая, отказавшись от ряда упрощающих предположений, использованных в работе [1]. Перечислим отличительные особенности нашего подхода.

1. В качестве волновой функции, описывающей относительное движение α -кластера и ядра $^{12}\text{C}(2^+)$ в исходном ядре $^{16}\text{O}(0^+)$, использовалась функция осцилляторного $2d$ -состояния, а не $1d$ -состояния, как это было сделано в работе [1]. Выбор волновой функции соответствует нашему подходу.

1. В качестве волновой функции, описывающей относительное движение α -кластера и ядра $^{12}\text{C}(2^+)$ в исходном ядре $^{16}\text{O}(0^+)$, использовалась функция осцилляторного $2d$ -состояния, а не $1d$ -состояния, как это было сделано в работе [1]. Выбор волновой функции соответствует нашему подходу.

2. В работе [1] пренебрегалось взаимодействием частиц с ядром в начальном и конечном состояниях. В нашем расчете учет этого взаимодействия производился в рамках метода плоских волн с обрезанием [8, 9], т. е. предполагалось, что в реакции принимают участие только те α -кластеры ядра-мишени, которые находятся вне сферы, радиус которой R_0 подбирался из условия равенства ширин на половине высоты теоретической и экспериментальной доплеровской линии. При этом параметр осцилляторного потенциала имел фиксированное значение $Q = 139$ МэВ/с.

3. В работе [1] пренебрегалось взаимодействием частиц с ядром в начальном и конечном состояниях. В нашем расчете учет этого взаимодействия производился в рамках метода плоских волн с обрезанием [8, 9], т. е. предполагалось, что в реакции принимают участие только те α -кластеры ядра-мишени, которые находятся вне сферы, радиус которой R_0 подбирался из условия равенства ширин на половине высоты теоретической и экспериментальной доплеровской линии. При этом параметр осцилляторного потенциала имел фиксированное значение $Q = 139$ МэВ/с.

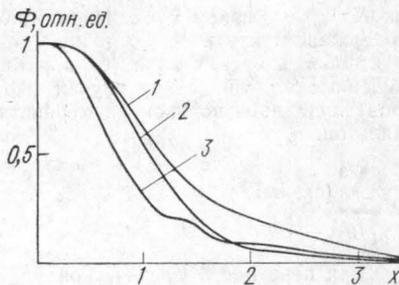


Рис. 1. Форма доплеровской линии для различных значений радиуса обрезания: 1— $R_0=0$, 2— $R_0=2 \Phi$, 3— $R_0=5 \Phi$

$$\Gamma_{1s}^{abs} = 7,56 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_{2p}^{abs} = 4,7 \text{ эВ}, \quad \omega_s = 8,5\%, \quad \omega_p = 91,5\%.$$

3. В работе [1] пренебрегалось взаимодействием частиц с ядром в начальном и конечном состояниях. В нашем расчете учет этого взаимодействия производился в рамках метода плоских волн с обрезанием [8, 9], т. е. предполагалось, что в реакции принимают участие только те α -кластеры ядра-мишени, которые находятся вне сферы, радиус которой R_0 подбирался из условия равенства ширин на половине высоты теоретической и экспериментальной доплеровской линии. При этом параметр осцилляторного потенциала имел фиксированное значение $Q = 139$ МэВ/с.

4. Как известно, осцилляторные волновые функции плохо описывают движение кластеров в поверхностном слое ядра. Поэтому мы, следуя работе [8], использовали асимптотику в виде сферической функции Ханкеля. Точка сшивания асимптотики с осцилляторной функцией определялась из условия непрерывности логарифмической производной.

Результаты расчетов представлены на рис. 1—3. На рис. 1 показано, как изменяется форма доплеровской линии с изменением радиуса R_0 обрезания радиального интеграла. По оси абсцисс отложена величина

$$x = \frac{Mc}{\sqrt{2}Q} \frac{E - E_0}{E_0},$$

где E — энергия γ -кванта, $E_0 = 4,44$ МэВ — энергия γ -перехода, M — масса ядра ^{12}C . На рис. 2 показана зависимость полуширины $x_{1/2}$ доплеровской линии на половине

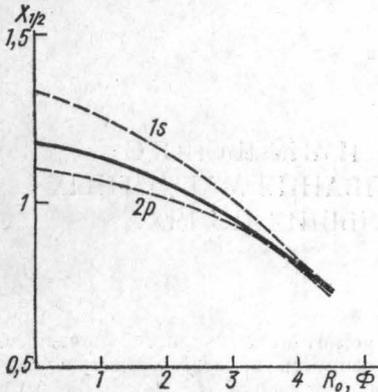


Рис. 2. Зависимость полуширины доплеровской линии от радиуса обрезания

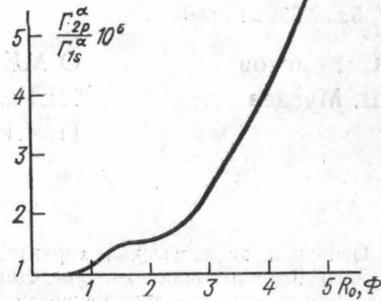


Рис. 3. Зависимость отношения парциальных ширин захвата по α -частичному каналу из $2p$ - и $1s$ -состояний мезоатома от радиуса обрезания

высоты от R_0 . Пунктиром показана эта же зависимость в случае захвата пиона только из $1s$ - или только из $2p$ -состояний мезоатома. На рис. 3 представлено отношение $\Gamma_{2p}^\alpha / \Gamma_{1s}^\alpha$ парциальных ширин захвата по α -частичному каналу из $2p$ - и $1s$ -состояний в зависимости от радиуса обрезания R_0 . При этом отношение выходов реакции захвата из этих состояний есть

$$\delta = \left(\omega_p \frac{\Gamma_{2p}^\alpha}{\Gamma_{2p}^{abs}} \right) / \left(\omega_s \frac{\Gamma_{1s}^\alpha}{\Gamma_{1s}^{abs}} \right).$$

При $R_0 = 0$ получаем $\delta = 1,7$. С увеличением R_0 относительный вклад захвата из $2p$ -состояния увеличивается и, например, при $R_0 = 3,5$ Φ достигает значения $\delta = 4,7$.

Согласно работе [2] экспериментальное значение ширины доплеровской линии на половине высоты есть $2e_{1/2} = 137$ кэВ. Ему соответствует $x_{1/2} = 0,875$. С помощью рис. 2 находим, что $R_0 = 3,65$ Φ . Интересно сравнить это значение радиуса обрезания со значением $R_0 = 3,78$ Φ , которое было получено в работе [8] при анализе реакции $^{16}\text{O}(\alpha, 2\alpha)^{12}\text{C}(0^+)$ при $E_\alpha = 26$ МэВ в рамках механизма квазиупругого выбивания α -частиц.

Таким образом, рассмотрение поглощения остановившихся пионов ядром ^{16}O в рамках α -частичного механизма захвата позволяет получить экспериментальное значение ширины доплеровской линии, излучаемой из состояния 2^+ (4,44 МэВ) ядра ^{12}C . При этом значения параметров Q и R_0 , характеризующих движение α -кластера в ядре ^{16}O , находятся в согласии со значениями, полученными при исследовании некоторых других реакций на этом ядре. Однако следует заметить, что для окончательных выводов необходимы расчеты с более корректным учетом взаимодействия частиц с ядром в начальном и конечном состояниях.

В заключение автор выражает глубокую благодарность проф. В. В. Балашову за предложенную тему и многочисленные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lewis C. W., Ullrich H., Engelhardt H. D., Boschitz E. T. «Phys. Lett.», 1973, **47B**, 339.
2. Engelhardt H. D., Lewis C. W., Ullrich H. «Nucl. Phys.», 1976, **A 258**, 480.
3. Элтон Л. Размеры ядер. М., 1962.
4. Sarr W. W., Eckhause Jr. M., Miller G. H., Welsh R. E. «Phys. Rev.», 1972, **C5**, 690.
5. Backenstoss G., Charalambus S. «Phys. Lett.», 1967, **25B**, 365.
6. Poelz G., Schmitt H. «Phys. Lett.», 1968, **26B**, 331.
7. Vergados J. D. «Phys. Rev.», 1975, **C12**, 1278.
8. Balashov V. V., Meboniya D. V. «Nucl. Phys.», 1968, **A 107**, 369.
9. Sakamoto Y., Cüer P., Takeutchi F. «Phys. Rev.», 1975, **C 11**, 668.

Поступила в редакцию
10.11 1977 г.
Кафедра
физики атомного ядра

УДК 538.2:539.216:669

О. С. Колотов
Т. Ш. Мусаев

О МЕХАНИЗМЕ ИМПУЛЬСНОГО ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК В БОЛЬШИХ ПОЛЯХ

Основной динамической характеристикой ферромагнетиков является кривая импульсного перемагничивания, представляющая зависимость обратного времени перемагничивания τ^{-1} от напряженности перемагничивающего поля H_{Π} [1, 2]. В настоящее время для большинства ферромагнитных материалов форма кривой $\tau^{-1}(H_{\Pi})$

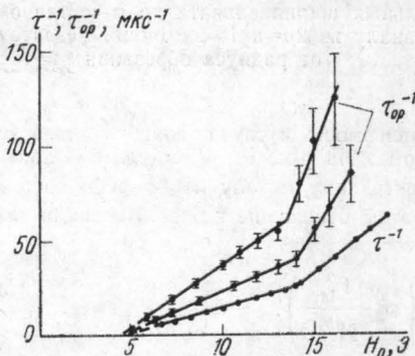


Рис. 1. Зависимость обратных величин времени перемагничивания τ^{-1} и времени образования разрывов τ_{op}^{-1} от напряженности поля H_{Π}

является практически единственным источником информации о природе возможных механизмов перемагничивания. Лишь в тонких железо-никелевых пленках имеется возможность исследования реальной связи этой кривой с механизмами перемагничивания путем непосредственного наблюдения динамических доменов. Ранее показано [3, 4], что при импульсном перемагничивании пленок точно вдоль оси легкого намагничивания кривая $\tau^{-1}(H_{\Pi})$ пермаллоевых пленок состоит из пяти характерных участков, а не из двух, как это принято считать в литературе [1, 5, 6]. Здесь нас будет интересовать природа механизма, соответствующего одному из обнаруженных участков; он наблюдается в больших полях и отделен от известного ранее участка разностороннего неоднородного вращения (РНВ) точкой излома при $H_{\Pi} = H_{\Pi \text{ изл}} \sim 10-30 \text{ Э}$ [4, 7, 8]. Ему соответствуют времена перемагничивания $\sim 10^{-8}-10^{-9}$ с. К настоящему времени в основном исследована природа механизмов перемагничивания, относящихся к полям $H_{\Pi} < H_{\Pi \text{ изл}}$. Что касается механизма, наблюдаемого в полях $H_{\Pi} > H_{\Pi \text{ изл}}$, то его исследование затруднилось большой скоростью перемагничивания.

В данной работе впервые получена информация об интересующем нас механизме путем наблюдения динамических доменов. Исследования выполнены на стробоскопической магнитооптической установке, позволяющей наряду с наблюдением динамических доменов регистрировать сигнал, считываемый индукционным способом [9]. Пространственная разрешающая способность установки $\sim 2-3$ мкм, длительность светового импульса — 5 нс. Время установления перемагничивающего импульса 1,5 нс, его максимальная амплитуда — 20 Э. Полученные результаты иллюстрируются на примере пленки со следующими данными: состав при напылении — 43% Ni — 57% Fe, толщина 1260 А, коэрцитивная сила — 1,9 Э, поле анизотропии — 3,8 Э. На рис. 1

Исследования выполнены на стробоскопической магнитооптической установке, позволяющей наряду с наблюдением динамических доменов регистрировать сигнал, считываемый индукционным способом [9]. Пространственная разрешающая способность установки $\sim 2-3$ мкм, длительность светового импульса — 5 нс. Время установления перемагничивающего импульса 1,5 нс, его максимальная амплитуда — 20 Э. Полученные результаты иллюстрируются на примере пленки со следующими данными: состав при напылении — 43% Ni — 57% Fe, толщина 1260 А, коэрцитивная сила — 1,9 Э, поле анизотропии — 3,8 Э. На рис. 1