

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-69

P15-96-69

С.М.Дуванов*, А.П.Кобзев

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ
 $^{12}\text{C}(p, p)^{12}\text{C}$ В ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСА
ПРИ ЭНЕРГИИ 1,726 МэВ

*Институт прикладной физики Национальной академии наук Украины

1996

Введение

Развитие ядерно-физических методов элементного анализа твердых тел продолжается в направлении дальнейшего повышения точности определения энергии взаимодействия [1] и накопления прецизионных экспериментальных данных по функциям возбуждения, тормозным способностям и страгглингу [2]. Отмеченные главные источники прогресса ядерного анализа, а также совершенствование техники детектирования заряженных частиц [3] прямо влияют на повышение точности определения глубинных профилей различных элементов, доходящей уже сейчас до 1-3%.

Обычно широко используемая методика резерфордовского обратного рассеяния ионов гелия оказывается мало эффективной для профилирования легких элементов и, в частности, углерода из-за квадратичной зависимости сечения рассеяния от атомного номера рассеивающей частицы. Для этой цели удобно использовать известный резонанс в реакции $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ при энергии 1,726 МэВ. Ширина резонанса составляет 44 кэВ, а сечение в максимуме в 55 раз превышает резерфордовское.

За период с 1985 года по настоящее время известны три экспериментальные работы [4-6] по измерению дифференциальных сечений реакции $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ вблизи упомянутого резонанса. Причем только в двух из них [4,5] авторы использовали тонкие мишени, что и позволяет считать их результаты прецизионными.

Расчёты сечений в рамках известных моделей ядра также пока не дают удовлетворительных результатов. Так, в работе [7] был проведен расчет функции возбуждения реакции $^{16}\text{O}(p,p)^{16}\text{O}$ в рамках модели ядерных оболочек. Расчет показал, что варьирование глубины ядерного потенциала на 1 % приводит к изменению абсолютной величины сечения реакции $^{16}\text{O}(p,p)^{16}\text{O}$ на 2 - 4 % даже в этом сравнительно благоприятном случае полностью заполненной ядерной оболочки. Поэтому для аналитических целей используют, как правило, функции возбуждения, полученные экспериментальным путём.

В работе [4] исследована экспериментально зависимость сечений рассеяния протонов на углероде в диапазоне энергий 0,7 - 2,5 МэВ для угла рассеяния 170° . В качестве мишени автор использовал тонкую самоподдерживающуюся углеродную пленку. Точное определение энергии взаимодействия обеспечивалось с помощью калибровки по двум узким резонансам при энергиях 991,9 и 1799,8 кэВ из реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$. Стандартная экспериментальная ошибка абсолютных значений сечений оценена автором в 3-4 %.

В работе [5] также использовалась тонкая самоподдерживающаяся мишень из естественного углерода. Измерения сечений реакции $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ проведены в энергетическом диапазоне 1,0 - 3,5 МэВ под углами рассеяния 170° , 150° и 110° . Авторы не сообщают о способе и точности определения энергии, но оценивают статистическую ошибку в 1-2 %, а воспроизводимость результатов в 3%.

В работе [6] дифференциальные сечения измерены в интересующем нас энергетическом диапазоне для углов рассеяния $120^\circ - 170^\circ$ на толстой углеродной мишени. Погрешность в определении абсолютных сечений по оценке автора составляет 10 - 20 %.

Сравнение результатов, полученных авторами работ [4-6], показывает, что разброс в сечениях значительно превышает объявленную ими точность и в некоторых случаях доходит до десятков процентов. Использование таких сечений в аналитических целях может приводить к ошибкам в определении концентрационного профиля углерода до 250 нм.

Целью настоящей работы является прецизионное измерение функции возбуждения реакции $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ в области резонанса при энергии 1,726 МэВ. Эксперимент выполнен в камере обратного рассеяния на 3-м канале ускорителя ЭГ-5 ЛНФ ОИЯИ.

Экспериментальное исследование дифференциальных сечений реакции $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ проводилось в два этапа. На первом этапе была измерена форма функции возбуждения реакции вблизи резонанса. При этом использовалась тонкая самоподдерживающаяся мишень из естественного углерода с напыленным на неё тонким слоем из никеля и вольфрама (образец Ni-W/C). На втором этапе произведена прецизионная привязка резонанса по энергии и по абсолютной величине сечений. В этом эксперименте использованы толстая мишень из пироуглеродического углерода (образец пироуглерода) и слой углерода толщиной 1 мкм, напыленный на кремниевую подложку (образец C/Si).

Измерение формы резонанса на тонкой мишени

Относительная зависимость дифференциальных сечений в энергетическом диапазоне 1,65 - 1,8 МэВ измерялась на первом этапе на тонких мишенях без прецизионной абсолютной калибровки по энергии. Изменение энергии в этом сравнительно узком диапазоне контролировалось путём измерения поля 90-градусного магнита по ядерному магнитному резонансу.

Обратно рассеянные протоны регистрировались кремниевым поверхностно-барьерным детектором под углом 170° . Телесный угол детектора составлял 0.002стерадиана, разрешение детектора для протонов - около 13 кэВ. Вакуум в камере рассеяния поддерживался на уровне 10^{-4} Па. Мишень была окружена медным экраном, охлаждаемым жидким азотом, для уменьшения "нагара" при длительном облучении пучком протонов. Экспериментальные спектры записывались и предварительно обрабатывались при помощи стандартной электроники и персонального компьютера.

Мишень Ni-W/C устанавливалась таким образом, чтобы слой никель-вольфрам был обращен к пучку с целью контроля возможного "нагара" в процессе набора спектров. В ходе длительных экспериментов оказалось, что скорость "нагара"

пренебрежимо мала. Вместе с тем присутствие тяжёлых элементов в составе мишени давало возможность нормировать дифференциальные сечения для углерода на заведомо резерфордовские (сечения рассеяния на вольфраме), а также исключить дополнительные экспериментальные погрешности, связанные с определением числа падающих частиц и телесного угла детектора.

Распределение всех элементов в мишени Ni-W/C, измеренное методом резерфордовского обратного рассеяния ионов гелия с энергией 2 МэВ, показано в таблице 1.

Таблица 1. Распределение элементов по глубине в образце Ni-W/C

Глубина, А	Концентрация, атомные %.				
	W	Ni	O	C	H
0	0	0	10,19	82,27	7,54
692,4	0	0	10,19	82,27	7,54
956,6	2,57	45,12	21,5	30,8	0
1237,8	7,97	44,93	15,1	32	0
1577,5	0	0	15,02	84,98	0
2509,2	0	0	8,93	91,07	0
3440,9	0	0	8,93	91,07	0
4069,5	0	0	10,01	40	49,99
5640,6	0	0	5,32	24,47	70,21

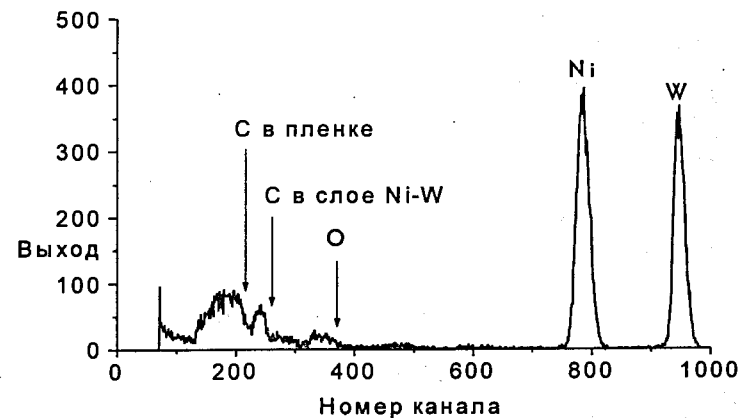


Рис. 1. Спектр ионов гелия с начальной энергией 2 МэВ, рассеянных под углом 170° на мишени Ni-W/C

Соответствующий спектр ионов гелия, рассеянных на угол 170° , приведен на рис.1. Эксперимент показал, что толщина металлизированного слоя составляет около 800 ангстрем на поверхности углеродной мишени толщиной около 5000 ангстрем. По

всей толщине образца наблюдается также от 10 до 20% кислорода. Как видно, под воздействием пучка ионов гелия углерод на поверхности мишени награл более эффективно. Но в экспериментах с протонами пучок направлялся на свежий участок той же мишени. Линейные размеры, приводимые здесь, являются ориентировочными по двум причинам: неизвестна плотность пленки и имеются шероховатости на её поверхностях. Последние потребовали также введения профиля водорода для описания спектра.

Типичный спектр обратно рассеянных протонов с начальной энергией 1,695 МэВ, измеренный под углом 170° на образце Ni-W/C, приведен на рис. 2. Рассеяние протонов в тонких слоях Ni, W, C и O представляется отдельными, хорошо разрешаемыми пиками при практически полном отсутствии фона. Потери энергии протонов в слое Ni-W составляли около 3,6 кэВ, а в слое углерода - около 8,6 кэВ, что и позволяло нам считать эти мишени достаточно тонкими. Тем не менее энергия взаимодействия корректировалась на потери энергии протонов и α -частиц в тонких слоях Ni-W и углерода.

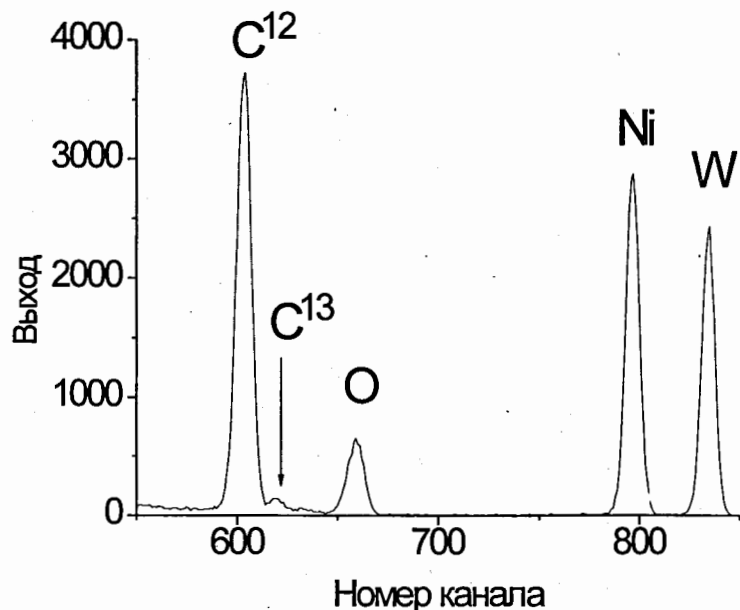


Рис. 2. Типичный спектр протонов, рассеянных на угол 170° на мишени Ni-W/C

Поскольку в естественном углероде присутствует около 1% более тяжелого изотопа ^{13}C , то на рис.2 упруго рассеянные на нём протоны видны также в виде небольшого пика. Как величина его, так и положение свидетельствуют о том, что

изотоп ^{13}C не вносит заметного вклада в ошибку измерения сечений реакции $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$.

Дифференциальные сечения рассеяния протонов на углероде для скорректированной энергии взаимодействия E_c вычислялись из сечений рассеяния протонов на вольфраме для соответствующей энергии взаимодействия E_w :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_c) = \frac{A_c(Nt)_w}{A_w(Nt)_c} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_w),$$

где A_c и A_w - числа отсчетов в спектре рассеянных протонов на углероде и вольфраме соответственно;

$(Nt)_w$ и $(Nt)_c$ - толщины слоёв вольфрама и углерода соответственно;

$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_w)$ - резерфордские сечения для протонов, рассеянных на W для скорректированной энергии взаимодействия.

Поскольку спектр рассеянных ионов гелия набирался на той же самой мишени, то можно записать

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_c) = \frac{A_c}{A_w} \frac{A_w^a \sigma_c^a}{A_c^a \sigma_w^a} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_w),$$

где A_w^a и A_c^a - площади парциальных спектров ионов гелия, рассеянных на W и C соответственно;

σ_c^a и σ_w^a - резерфордские сечения рассеяния ионов гелия для скорректированной энергии взаимодействия на C и W соответственно.

Были измерены спектры протонов, рассеянных на угол 170° в энергетическом интервале 1,65 - 1,8 МэВ с шагом 5 кэВ. Статистическая ошибка в числе отсчетов для углерода и вольфрама составляла менее 1 % для всех экспериментальных точек.

Уточнение характеристик резонанса на толстой мишени

Описанные выше исследования формы резонанса были выполнены в условиях, когда начальная энергия пучка протонов определялась в результате измерения магнитного поля 90-градусного магнита ускорителя ЭГ-5 методом ядерного магнитного резонанса. При этом относительные изменения энергии с шагом 5 кэВ измерялись с высокой точностью, в то время как точность абсолютного значения энергии не превышала 3-4 кэВ. Целью же эксперимента на толстой углеродной мишени являлось уточнение энергетической шкалы исследованного резонанса и абсолютных значений сечений.

Эксперимент выполнялся на двух симметричных каналах ускорителя ЭГ-5 ЛНФ ОИЯИ. Вначале пучок протонов был выведен в канал N1, где было выполнено прецизионное измерение начальной энергии пучка протонов, а затем с помощью раздаточного магнита пучок был переведен на канал N3, где были измерены спектры обратно рассеянных протонов на нескольких толстых мишенях. Затем пучок был

возвращен на канал N1, чтобы убедиться, что за время набора спектров энергия его не изменилась.

Прецизионное измерение энергии пучка протонов осуществлялось с помощью системы сканирования, подробно описанной в работе [8]. Принцип работы этой системы состоит в том, что при постоянной энергии ускорителя варьируется потенциал мишени в пределах 14 кВ. Причём изменение потенциала происходит линейно с числом падающих на мишень частиц и текущее значение потенциала измеряется с высокой точностью. Когда какой-либо из узких резонансов реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ находится внутри сканируемого диапазона энергии, его положение и экспериментальная ширина представляются на спектре в масштабе сканируемого энергетического диапазона (в эксперименте энергетическая ширина канала составляла около 14 эВ и определялась путём непосредственного измерения потенциала мишени с точностью 1%). Таким образом, значение энергии пучка протонов складывалось из двух точно определенных величин: энергии резонанса и соответствующего этому резонансу изменения потенциала мишени.

Для уточнения положения резонанса реакции $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ энергия пучка протонов подбиралась таким образом, чтобы на спектре протонов, рассеянных на толстой углеродной мишени, наблюдались обе его границы. Фактическое значение энергии оказалось равным 1758 ± 1 кэВ. Ближайший резонанс в реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$, относительно которого определялась энергия протонов, находится при энергии $1749,0 \pm 0,5$ кэВ [9]. Чтобы исключить возможные промахи в идентификации этого резонанса, проверялось также положение следующего резонанса при энергии $1799,9$ кэВ.

В качестве мишени использовался тонкий слой алюминия, напыленный на полированную танталовую пластину. Гамма-кванты детектировались фотоумножителем с кристаллом NaI(Tl) диаметром 200 мм и толщиной 250 мм. Дифференциальным дискриминатором выбирали область энергии детектируемых γ -квантов по максимуму отношения сигнал/фон. Импульсы с дискриминатора через линейные ворота направлялись в спектрометрический тракт. Линейные ворота управлялись потенциалом мишени. Спектр импульсов, частота которых определялась выходом γ -квантов, а амплитуда - текущим потенциалом мишени, регистрировался с помощью стандартной электроники на базе персонального компьютера. Выход γ -квантов автоматически нормировался на число падающих на мишень протонов, так как потенциал мишени линейно изменялся в результате зарядки высоковольтной емкости током пучка протонов. Вместе с тем возникало дополнительное требование к равномерности тока пучка, связанное с наличием фона γ -квантов.

На рис. 3 представлены зависимости выхода γ -квантов из реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ в районе резонанса с энергией 1749,0 кэВ, полученные до и после измерения спектров упруго рассеянных протонов на толстых мишенях. Экспериментально измеренная ширина резонанса, включающая собственную ширину резонанса, потери энергии в Al-мишени и энергетический разброс пучка протонов, составляет 2420 эВ. Смещение максимумов энергетических зависимостей выхода γ -квантов составило 20 каналов или 280 эВ, т.е. величину, соизмеримую с энергетическим разбросом пучка протонов.

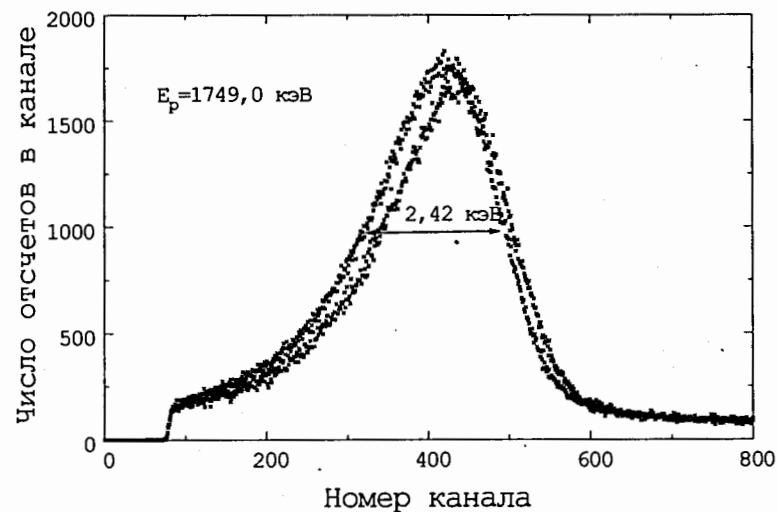


Рис. 3. Энергетические зависимости выхода γ -квантов из реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ на тонкой алюминиевой мишени, измеренные до и после регистрации спектров упруго рассеянных протонов на толстых мишенях

Таким образом, можно считать, что начальная энергия протонов во время описываемого эксперимента оставалась практически неизменной и определенной с точностью не хуже 1 кэВ. При энергии 1758 кэВ были набраны три спектра упруго рассеянных протонов на трех образцах: массивной пластине пиролитического углерода, напыленной на кремниевую подложку, углеродной пленки толщиной 1 мкм и железо-иттриевом гранате $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Последний спектр использовался для калибровки шкалы канал-энергия спектрометрического тракта.

На рис. 4 представлен экспериментальный спектр протонов, рассеянных на толстой мишени из пироуглерода, и расчётные спектры. Последние были получены с использованием программы DVBS [10], в которой имеется возможность поочередно вводить те или иные дифференциальные сечения рассеяния. Как видно, почти во всем энергетическом диапазоне наблюдается существенное расхождение спектра, рассчитанного с использованием сечений работы [4], относительно экспериментального, за исключением высокоэнергетического края резонанса.

Для того чтобы описать экспериментальный спектр, как показано на рис.4 сплошной линией, в программу DVBS были введены дифференциальные сечения реакции $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$, полученные в эксперименте на тонкой мишени. Расчетный спектр сравнивался с экспериментальным визуально и по критерию χ^2 . Варьировались два параметра: дифференциальное сечение в максимуме и энергетическое положение максимума. Энергетическое положение резонанса реакции $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ найдено

равным 1726 ± 2 кэВ. Ширина резонанса на полувысоте составила 44 кэВ. Описанная выше процедура уточнения энергетической шкалы и абсолютного сечения включает ошибку определения тормозной способности протонов, которая в этом энергетическом диапазоне согласно [11] не превышает 2%, что в абсолютных значениях в нашем случае составляет 0,4 кэВ. Следует подчеркнуть, что правило Брэгга, которое иногда подвергается сомнению, в данном случае одноэлементных мишеней не использовалось.

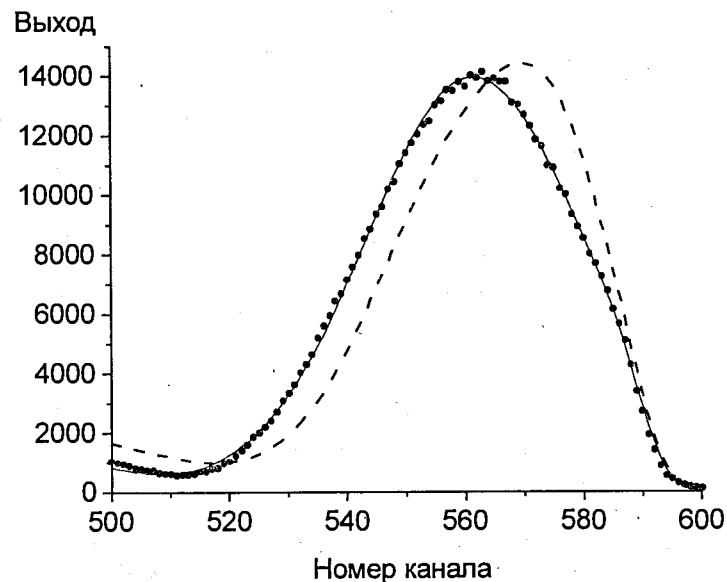


Рис. 4. Спектр протонов, рассеянных на угол 170° на толстой мишени из пироуглерода (точки). Сплошной линией показаны спектры, рассчитанные с использованием дифференциальных сечений, полученных в настоящей работе, а пунктиром - из работы [4]

Окончательный вариант функции возбуждения использовался для описания спектра протонов, измеренном на образце C/Si. Было получено удовлетворительное согласие расчётного и экспериментального спектров без какой-либо коррекции функции возбуждения.

Обсуждение результатов

На рис. 5 представлены дифференциальные сечения реакции $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ под углом 170° , полученные различными авторами, в том числе и авторами настоящей работы.

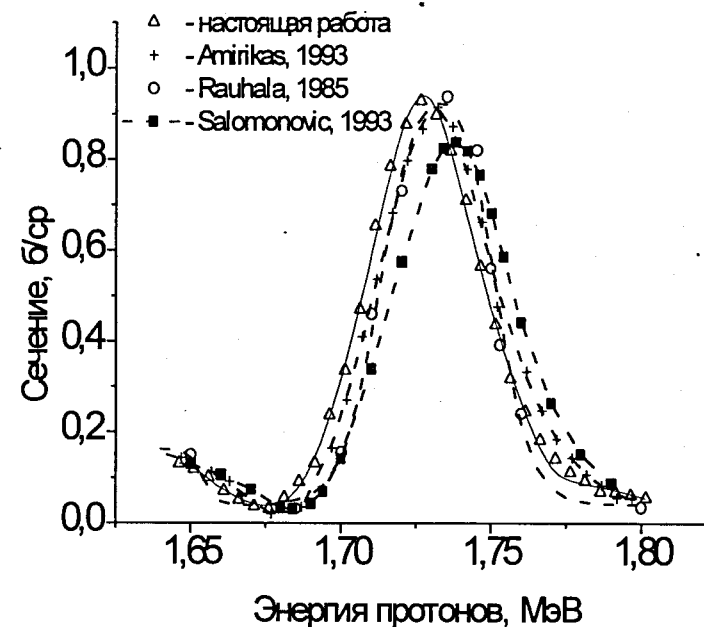


Рис. 5. Дифференциальные сечения реакции $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ вблизи резонанса при энергии 1726 кэВ для угла рассеяния 170° . Линиями показаны подгоночные кривые

Сравнивая эти результаты, следует отметить, что величина сечения в максимуме резонанса согласуется с данными работ [4] и [5]. По форме они тоже довольно близки, причем сечения, полученные в настоящей работе, полностью совпадают с результатами работы [5] в районе высокоэнергетического склона резонанса, и именно здесь наблюдается максимальное расхождение с результатами работы [4]. Обнаружено смещение положения резонанса на 4 кэВ по сравнению с данными работы [5] и на 6 кэВ в ту же сторону относительно данных работы [4]. Само по себе определение положения максимума резонанса с точностью ± 2 кэВ при его ширине 44 кэВ и асимметричной форме содержит элемент условности. Однако уточнение энергетической шкалы в районе резонанса, как было показано выше, имеет существенное значение для аналитических приложений.

Таким образом, можно надеяться, что уточненная функция возбуждения реакции $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ в районе резонанса с энергией 1,726 МэВ позволит повысить

точность аналитических экспериментов при исследовании глубинных профилей углерода.

Литература

1. L.P.Chernenko., A.P.Kobzev, D.A.Korneev and D.M.Shirokov. Surface and Interface Analysis. V.18 (1992) p. 585-588.
2. N.P.Barradas , J.C.Soares, M.F. da Silva, F.Paszti, E.Szilagy. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B94 (1994) p. 266 - 270.
3. E.Verbitskaya, V.Eremin and N.Strokan. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B84 (1994) p. 51-56.
4. E.Rauhala. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B94 (1985) p. 447 - 452.
5. R.Amirikas, D.N.Jamieson and S.P.Dooley. Nucl.Instr. and Meth. in Phys. Res. B77 (1993) p. 110 - 116.
6. R.Salomonovic. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B82 (1993) p. 1 - 6.
7. M.Luomajarvi, E.Rauhala and M.Hautala. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B9 (1985) p. 255 - 258.
8. А.М.Говоров, А.П.Кобзев, И.В.Сизов, И.А.Чепурченко, Д.М.Широков. Труды 10 Совещания по электростатическим ускорителям. 26-28 ноября 1991. - Обнинск, с.270 - 281.
9. P.M.Endt and C.Van der Leun Nucl. Phys. A214 (1973) p. 202 - 203.
10. V.Bogac and D.M.Shirokov. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B84 (1993) p.497 - 506.
11. J.F.Ziegler J.P.Biersak, U.Littmarkl. The Stopping and Ranges of Ions in Matter.Vol.1 - New York: Plenum Press, 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 февраля 1996 года.