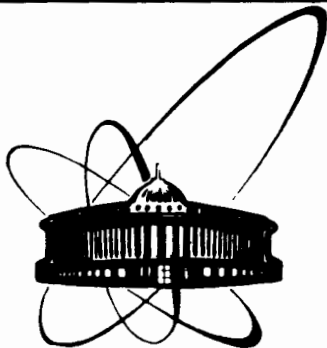


3/х-83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

5081/83

P15-83-442

В.А.Поярков\*, И.В.Сизов

ЭФФЕКТ  
КОГЕРЕНТНОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ШИРИНЫ  
ПРИ ЗАХВАТЕ ПРОТОНОВ ЯДРОМ  $^{12}\text{C}$

Направлено в журнал "Ядерная физика"

\* Киевский государственный университет

1983

## ВВЕДЕНИЕ

В работе<sup>/1/</sup> был предложен новый подход к изучению реакций с нуклонами, основанный на измерении интегральных величин  $\alpha_k$ , определяемых выражением:

$$\alpha_k = \int_{\Delta E} \sigma(E) \phi_k(E) dE \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad /1/$$

Величины  $\alpha_k$  берутся для  $n$  различных спектров, падающих на мишень нуклонов, заданных в области энергий  $\Delta E$ , где исследуется сечение реакции  $\sigma(E)$ . Если  $\phi_k(E)$  - линейно независимы, то решение уравнения /1/ позволяет восстановить  $\sigma(E)$ . В отличие от монохроматического потока, используемого в традиционном методе измерения функции возбуждения,  $\phi_k(E)$  - непрерывный спектр нуклонов, который характеризуется большим энергетическим разбросом. В связи с этим возникает вопрос: а нет ли причин, по которым сечение реакции, измеренное интегральным способом, будет отличаться от измеренного дифференциальным методом.

Действительно, используя нестационарную теорию ядерных реакций<sup>/5/</sup> после преобразований, аналогичных описанным в работе<sup>/2/</sup>, сечение реакции  $\sigma(E_0, \theta)$  можно представить в виде

$$\sigma(E_0, \theta) = \int_0^{\infty} |f(E, \theta)|^2 |a(E - E_0)|^2 dE, \quad /2/$$

где  $f(E, \theta)$  - амплитуда реакции,  $a(E - E_0)$  - амплитуда волнового пакета, описывающего поток падающих частиц,  $a(E - E_0)$  определяет вес в волновом пакете состояний с различным импульсом  $\vec{p}$ . Мы рассмотрим случай, когда имеется параллельный поток частиц, движущихся в одном направлении и отличающихся только величиной  $|\vec{p}|$  и, соответственно,  $E$ . Обычно для  $a(E - E_0)$  используют распределение Гаусса:

$$a(E - E_0) = a_0 \exp\{-(E - E_0)^2 / 2\Lambda_n^2\}, \quad /3/$$

дисперсия  $\Lambda_n^2$  которого определяет когерентную энергетическую ширину пучка,  $E_0$  - среднюю энергию.  $\Lambda_n$  связано с длительностью  $\Delta t$  процесса образования волнового пакета соотношением неопределенности  $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$ . Если предположить, что  $\Lambda_n$  значительно меньше ширины особенностей в  $|f(E, \theta)|^2$ , так что  $|f(E, \theta)|^2$  мало изменяется в пределах  $\Lambda_n$ , то /2/ преобразуется в обычно используемое

выражение

$$\sigma(E, \theta) = |f(E, \theta)|^2 \quad /4/$$

Основная особенность формулы /2/ состоит в том, что сечение реакции для падающей частицы с определенной энергией  $E_0$  зависит от амплитуды  $f(E, \theta)$  при всех энергиях  $E$  в пределах когерентной ширины волнового пакета. По вопросу о том, чем определяется энергетическая ширина  $\Delta_n$ , нет единого мнения. В работах /2,3/  $\Delta_n$  определяется энергетическим разбросом падающего потока частиц, в других /4,5/  $\Delta_n$  зависит только от времени ионизации ускоряемого иона.

Однако известно /8/, что при взаимодействии быстрых заряженных частиц с веществом, когда длина волны частицы пренебрежимо мала по сравнению с межатомными расстояниями, происходит когерентное рассеяние падающей волны на нескольких атомах. При этом когерентная длина процесса определяется импульсом частицы и эффективным радиусом ее взаимодействия с атомами вещества. Можно предположить, что по меньшей мере часть энергетических потерь частицы в веществе определяет когерентную энергетическую ширину волнового пакета. Таким образом, формируя волновой пакет в результате когерентного взаимодействия заряженных частиц с веществом мишени, можно исследовать влияние его когерентной энергетической ширины на ядерные реакции, в которых волновой пакет участвует.

## 1. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Для изучения влияния когерентной энергетической ширины волнового пакета, описывающего падающие частицы, на взаимодействие их с мишенью, исследовался радиационный захват протонов с энергией ~1,7 МэВ толстой углеродной мишенью. В качестве источника протонов использовался электростатический ускоритель ЭГ-5 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Энергетический разброс ускоренного до 1,7 МэВ потока протонов не превышал 2 кэВ. Углеродная мишень готовилась напылением спектрально чистого углерода на танталовую подложку, толщина мишени ~340x10<sup>-6</sup> г/см<sup>2</sup>. Гамма-излучение регистрировалось полупроводниковым Ge(Li) детектором, установленным под углом 90° к падающему потоку протонов. Спектр гамма-фотонов из реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  определяется спектром протонов, образованных в результате прохождения падающего моноэнергетического потока протонов через мишень, с энергией связи протона в ядре  $^{13}\text{N}$  /1944 кэВ /6/ и сечением реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ . Схема реакции показана на рис.1. Учитывая, что энергетическое разрешение ~3,5 кэВ по линии 1,33 МэВ источника  $^{60}\text{Co}$  /, используемого для регистрации гамма-излучения детектора, значительно меньше ширины  $\Delta$ -спектрального распределения протонов в мишени,

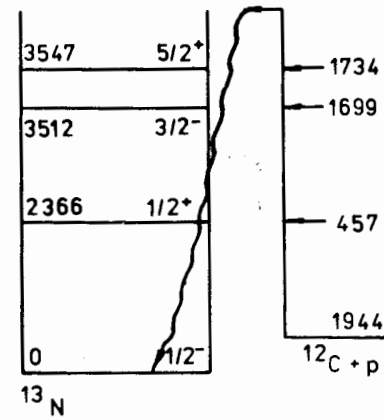
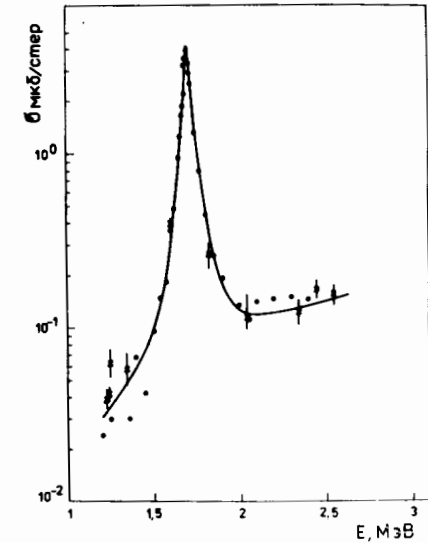


Рис.1. Схема реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  захвата протонов на основное состояние ядра  $^{13}\text{N}$ .

Рис.2. Функция возбуждения реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ .



можно записать для спектра гамма-излучения  $F(E_\gamma)$

$$F(E_\gamma) = \phi(E_p) \sigma_{p\gamma}(E_p, \theta) \epsilon(E_\gamma), \quad /5/$$

где  $E_p$  и  $E_\gamma$  связаны соотношением  $E_\gamma = E_p(\text{ц.м.}) + 1944$  кэВ,  $\epsilon(E_\gamma)$  - относительная эффективность регистрации гамма-фотонов детектором.

Спектр гамма-фотонов из реакции в общем случае зависит от того, каким выражением - /2/ или /4/ - определяется сечение реакции  $\sigma_{p\gamma}(E_p, \theta)$ . В тех случаях, когда  $|f(E, \theta)|^2$  мало меняется в пределах  $\Delta_n$ , /2/ и /4/ дают одинаковые сечения. Таким образом, можно использовать для определения  $|f(E, \theta)|^2$  сечение, измеренное в работах /6,7/  $\sigma_{p\gamma}^0$  /рис.2/, при этом  $\Delta_n$  было значительно меньше ширины особенностей в  $|f(E, \theta)|^2$ . Как видно из рисунка, в сечении имеется максимум при энергии  $E_p = 1699$  кэВ, ширина которого  $\Gamma = 65$  кэВ. Для этого сечения можно считать, что при энергиях протонов ~1500 и ~2000 кэВ, где сечение мало изменяется в пределах ширины энергетического распределения протонов в толстой мишени /~60 кэВ/, сечение определяется выражением /4/. Введем новую величину  $\tilde{\phi}(E_p)$ :

$$\tilde{\phi}(E_p) = \frac{F(E_\gamma)}{\epsilon(E_\gamma) \sigma_{p\gamma}^0}, \quad /6/$$

с учетом /5/

$$\tilde{\phi}(E_p) = \phi(E_p) \frac{\sigma_{p\gamma}}{\sigma_{p\gamma}^0} \quad /7/$$

Таким образом, если  $\sigma_{p\gamma}$  не зависит от когерентной ширины волнового пакета и определяется формулой /4/, т.е.  $\sigma_{p\gamma} = \sigma_{p\gamma}^0$ , то  $\tilde{\phi}(E_p)$  совпадает с распределением протонов в мишени. Если существует влияние когерентной ширины на сечение и оно определяется формулой /2/, т.е.  $\sigma_{p\gamma} \neq \sigma_{p\gamma}^0$ , то  $\phi(E_p) \neq \tilde{\phi}(E_p)$ . Перейдем вместо  $E_p$  к новой переменной - потерям энергии в мишени  $\Delta E = E_{p0} - E$ , где  $E_{p0}$  - энергия падающего на мишень потока протонов. Если учесть, что в исследуемом интервале энергий протонов  $\phi(E_p)$  определяется только атомными процессами в мишени и практически не меняется при разных  $E_{p0}$ , то распределение  $\phi(\Delta E_p)$  будет постоянно для всех  $E_{p0}$ . Таким образом, сравнение  $\phi(\Delta E_p)$  и  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$  - удобный критерий проверки равенства  $\sigma_{p\gamma}$  и  $\sigma_{p\gamma}^0$  при различных  $E_{p0}$ .

Поскольку особое внимание в проводимых экспериментах уделялось достоверности измерений  $\phi(\Delta E_p)$  и "привязки"  $E_p$  к  $E_\gamma$ , остановимся подробнее на методике получения  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$ .

Калибровка спектрометрического тракта проводилась по источнику  $^{226}\text{Ra}$ , который обеспечивал гамма-линии в интервале энергий 242-2447,6 кэВ. Калибровка относительной эффективности гамма-детектора проводилась по линиям того же источника, установленного на месте мишени. Полученные точки аппроксимировались по методу наименьших квадратов. В процессе измерения гамма-спектров одновременно с гамма-излучением из реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  регистрировалось фоновое гамма-излучение с энергиями 1460,8; 1778,8 и 1816,8 кэВ, что позволило постоянно контролировать энергетическую калибровку. В результате погрешность определения энергий гамма-фотонов, излучаемых при захвате протонов мишенью, - лучше 3 кэВ. При изменении энергий падающих протонов от 1500 до 2000 кэВ энергии этих гамма-фотонов находятся в интервале энергий 3300±3800 кэВ. Для гамма-фотонов таких энергий эффективность регистрации по пику двойного вылета больше, чем по пику полного поглощения. Энергия гамма-фотонов, зарегистрированных в пике двойного вылета, лежит в интервале 2300±2800 кэВ, спектр этих гамма-фотонов  $F(E_\gamma)$  использовался для получения  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$ . При этом энергия протонов однозначно связана с энергией гамма-фотонов  $E_\gamma$  соотношением

$$E_p = \frac{(E_\gamma - 922) \cdot 13}{12} \quad /8/$$

В результате энергия протонов определялась с погрешностью не более 3 кэВ. Поскольку  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$  определяется не только  $F(E_\gamma)$ , но и  $\sigma_{p\gamma}^0$ , то для повышения надежности и точности результатов было

измерено сечение  $\sigma_{p\gamma}^0$  на тонкой мишени /20 мкг/см<sup>2</sup>/ в той же геометрии, что и остальные измерения. Измерения проводились при энергиях протонов от 1640 до 1740 кэВ. Полученные сечения с погрешностью лучше 5% совпали с сечением  $\sigma_{p\gamma}^0$ , измеренным в работе /6/. В этих экспериментах дополнительно была проверена однозначная связь энергии протонов и гамма-фотонов, испущенных в результате их захвата на основное состояние ядра  $^{13}\text{N}$

$$E_\gamma = E_p(\text{ц.м.}) + 1944 \text{ кэВ.}$$

В спектре гамма-фотонов при соответствующей энергии наблюдался узкий максимум с шириной, определяемой разрешением спектрометра. Относительная погрешность в определении  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$  составила не более 7%.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис.3 показаны полученные по формуле /6/ распределения  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$  при энергиях падающих протонов  $E_{p0} = 1500$  кэВ /кружки/ и 2000 кэВ /точки/. По оси абсцисс отложены потери энергии в мишени  $\Delta E_p$ , по оси ординат - спектральная плотность в относительных единицах. Для наглядности  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$  нормированы так, что максимальное значение в каждом спектре равно 1. Как видно из рисунка, распределения  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$ , измеренные при этих двух энергиях, хорошо согласуются между собой,  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$  при  $E_{p0} = 1500$  кэВ немного шире, чем  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$  при  $E_{p0} = 2000$  кэВ, что соответствует зависимости потерь от энергии. При этих энергиях протонов сечение, определяемое по формуле /2/, совпадает с сечением, определяемым по формуле /4/, т.е.  $\sigma_{p\gamma} = \sigma_{p\gamma}^0$ , и тогда, в соответствии с /7/, распределения  $\phi(\Delta E_p)$ , полученные усреднением  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$  при  $E_{p0} = 1500$  и 2000 кэВ, отражают реальное распределение протонов в мишени. Близки к этим распределениям и  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$ , полученные при энергиях  $E_{p0} = 1500 \div 1640$  кэВ и  $1780 \div 2000$  кэВ, т.е. и при этих энергиях  $\sigma_{p\gamma} = \sigma_{p\gamma}^0$ . Однако при энергиях 1710±1740 кэВ, особенно при энергии 1730 кэВ,  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$ , полученное описанным образом, существенно отличается от  $\phi(\Delta E_p)$ , как это видно из рис.4а, где показаны  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$ ,  $E_{p0} = 1730$  кэВ - сплошная линия;  $E_{p0} = 1760$  кэВ - линия из точек;  $E_{p0} = 1640$  кэВ - штрих-пунктир; пунктиром показано  $\phi(\Delta E_p)$ , откуда следует, что при этих значениях  $E_{p0}$  сечение реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  на толстой мишени не равно сечению, измеренному на тонкой мишени. Таким образом, можно сформулировать основные особенности полученных  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$ , определяемые отклонением  $\sigma_{p\gamma}$  от  $\sigma_{p\gamma}^0$ :

1. Смещение максимума  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$  в сторону больших потерь для  $E_{p0} = 1730$  кэВ.
2. Затянутый "хвост" в области больших потерь энергии при  $E_{p0} = 1760$  кэВ.

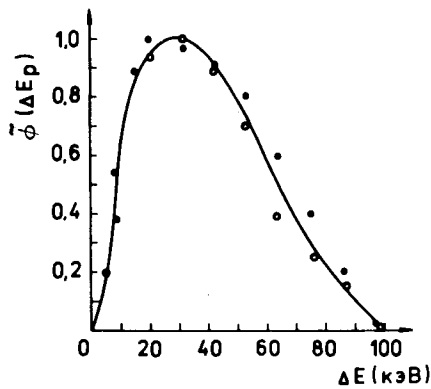
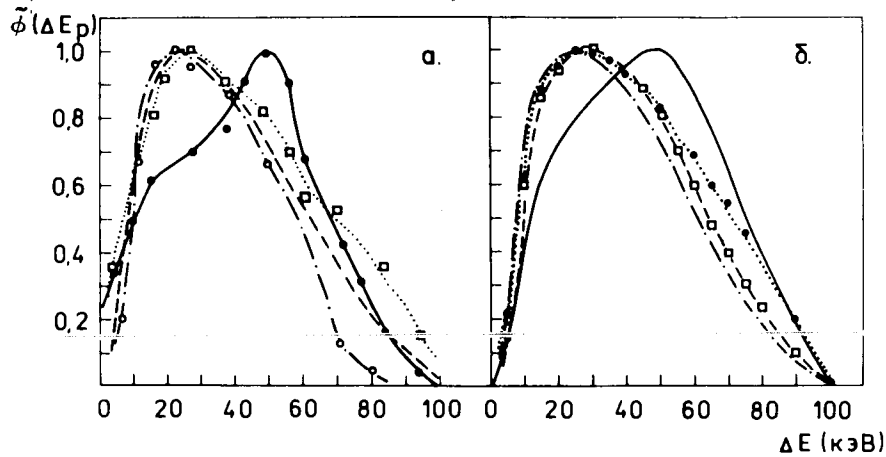


Рис.3.  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$  при энергиях протонов: 1500 кэВ - кружки, 2000 кэВ - точки.

Рис.4. Распределения  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$  при энергиях протонов: 1730 кэВ - сплошная линия, 1760 кэВ - линия из точек, 1640 кэВ - штрих-пунктир,  $\phi(\Delta E_p)$  - пунктир, а/ эксперимент, б/ расчет.



3. Более резкий спад при  $E_{p0} = 1640$  кэВ.
4. Слабая зависимость формы от энергии при  $E_{p0}$  в интервале  $1500 \div 1640$  и  $1780 \div 2000$  кэВ.

Полученные таким образом экспериментальные результаты показывают, что в случае немонахроматического пучка сечение реакции не может определяться обычно используемым выражением /4/. Дальнейшие исследования были направлены на изучение возможности описания полученных экспериментальных результатов.

На основе выражения /2/ для сечения реакции с учетом когерентной энергетической ширины и измеренного  $\phi(\Delta E_p)$ , по формуле /5/ рассчитывались теоретические спектры гамма-фотонов  $F_T(E_\gamma)$ . Спектральное распределение начального волнового пакета  $a(E-E_0)$  использовалось, как и в работе /5/, в виде распределения Гаусса или в виде асимметричного распределения

$$a(E-E_0) = \exp[-(E-E_0)^2 / 2\Delta_n^2],$$

где

$$\Delta_n = \begin{cases} \Delta_n & \text{при } E < E_0, \\ \Delta_n/10 & \text{при } E > E_0 \end{cases} \quad /9/$$

или

$$\Delta_n = \begin{cases} \Delta_n/10 & \text{при } E < E_0, \\ \Delta_n & \text{при } E \geq E_0. \end{cases} \quad /10/$$

В качестве  $|f(E, \theta)|^2$  использовалось сечение  $\sigma_{p\gamma}^0$  из работы /6/.

Для удобства сравнения теоретических и экспериментальных результатов из  $F_T(E_\gamma)$  получали по формуле /6/  $\tilde{\phi}_T(\Delta E_p)$  и нормировали их так же, как  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$ .

Если использовать для  $a(E-E_0)$  распределение Гаусса, то  $\tilde{\phi}_T(\Delta E_p)$ , рассчитанное при разных энергиях  $E_{p0}$ , передает все перечисленные выше особенности экспериментальных  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$ , при  $40 \leq \Delta_n \leq 60$  кэВ. Наилучшего согласия теоретических и экспериментальных распределений  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$  можно получить, если для  $a(E-E_0)$  использовать асимметричное распределение /10/ при  $\Delta_n = 40$  кэВ /рис.4б/. На рис.5 приведены экспериментальные /точки/ и теоретические /сплошная линия/  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$  при энергиях протонов  $E_{p0} = 1730, 1760, 1640$  кэВ.

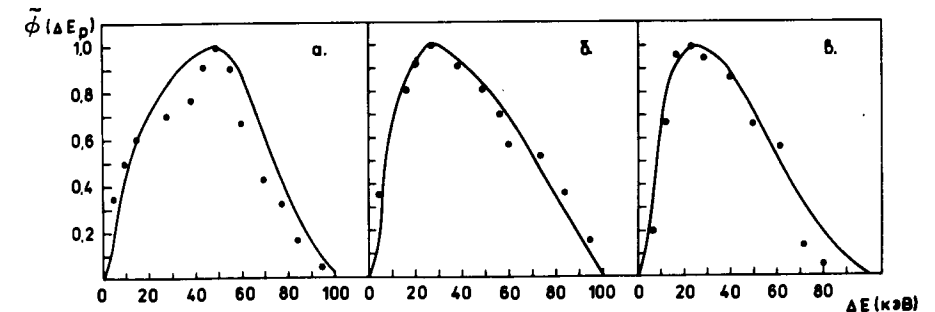


Рис.5. Сравнение экспериментальных и расчетных распределений  $\tilde{\phi}(\Delta E_p)$ : а/ при энергии 1730 кэВ, б/ при энергии 1760 кэВ, в/ при энергии 1640 кэВ.

Как видно из рисунка, достигнуто удивительно хорошее для такой простой модели согласие. Таким образом, полученные экспериментальные результаты, по-видимому, указывают на наличие аномального радиационного захвата протонов с энергией ~1,7 МэВ в толстой углеродной мишени. Особенность наблюдаемого явления проявляется в том, что сечение захвата протонов ядром  $^{12}\text{C}$  в толстой мишени отличается от сечения той же реакции в тонкой мишени.

Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с рассчитанными в предположении, что сечение реакции определяется выражением /2/, и при торможении протонов с энергией ~1,7 МэВ в толстой углеродной мишени образуется квантовомеханический волновой пакет с энергетической шириной порядка 40 кэВ.

В заключение авторы благодарят В.М.Струтинского, Ю.П.Попова, Л.Б.Пикельнера за полезное обсуждение результатов работы, А.И.Войтова, С.С.Паржицкого и группу эксплуатации ЭГ-5 за помощь в измерениях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ежов С.Н., Поярков В.А. ЯФ, 1983, т.37, вып.3, с.616.
2. Тейлор Дж. Теория рассеяния. "Мир", М., 1975, с.69.
3. Olchovsky V.S., Recami E. Nuovo Cim., 1968, 530A, p.610.
4. Austern N. Direct Reactions. Selected Topics of Nuclear Theory. IAEA, Vienna, 1963, p.22.
5. Yezaki K., Yoshida S. Nucl.Phys., 1974, A232, p.249.
6. Rolfs C., Azuma R.E. Nucl.Phys., 1974, A227, p.291.
7. Войтов А.И. и др. ОИЯИ, P15-11087, Дубна, 1977.
8. Калашников Н.П. Когерентные взаимодействия заряженных частиц в монокристаллах. Атомиздат, М., 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 июня 1983 года.

Поярков В.А., Сизов И.В. P15-83-442  
Эффект когерентной энергетической ширины  
при захвате протонов ядром  $^{12}\text{C}$

Проведены исследования спектров гамма-лучей из реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  на толстой мишени в диапазоне энергий протонов 1500+2000 кэВ. Экспериментальные результаты указывают на наличие аномалии в радиационном захвате протонов с энергией ~1700 кэВ, проявляющейся в том, что для одинаковых энергий протонов сечение захвата ядром  $^{12}\text{C}$  в толстой мишени отличается от сечения той же реакции, измеренного на тонкой мишени. Наблюдаемый эффект удается описать в предположении, что при торможении протонов с энергией ~1,7 МэВ в толстой углеродной мишени образуется волновой пакет шириной порядка 40 кэВ.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Poyarkov V.A., Sizov I.V. P15-83-442  
Effect of Coherent Energy Width  
at Proton Capture with  $^{12}\text{C}$  Nucleus

The gamma-ray spectra from the  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  reaction were studied in a "thick" target in the proton energy range from 1500 to 2000 keV. An anomaly is observed in the capture of protons with energies ~1700 keV. The difference was observed of the reaction cross section measured with the "thick" target from that with the "thin" one at the same proton energy. The effect can be described under assumption, that in the "thick" target a wave packet is formed with the energy spread of ~40 keV.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой