

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



C 3436

P15 - 11087

6/II-78

B-656

657/2-78

А.И.Войтов, С.С.Паржицкий, Ю.П.Попов,
В.А.Поярков, И.В.Сизов, В.И.Стрижак

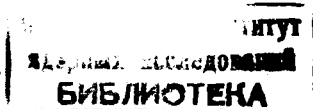
ПРЯМОЙ РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ ПРОТОНОВ
ЯДРОМ ^{12}C

1977

P15 - 11087

А.И.Войтов,* С.С.Паржицкий, Ю.П.Попов,
В.А.Поярков,* И.В.Сизов, В.И.Стрижак*

ПРЯМОЙ РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ ПРОТОНОВ
ЯДРОМ ^{12}C



* Киевский государственный университет

Войтов А.И. и др.

P15 - 11087

Прямой радиационный захват протонов ядрами ^{12}C

На электростатическом генераторе ЭГ-5 проведены измерения сечений прямого радиационного захвата протонов ядром ^{12}C , с целью получения временной информации о механизме реакции. Гамма-кванты из реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{C}$ регистрировались германий-литиевым детектором с энергетическим разрешением ~ 3 кэВ для γ -линий ^{60}Co . Диапазон энергий ускоренных протонов - 1,2 - 1,8 МэВ. Получены абсолютные значения сечений захвата протонов для переходов на основное и первое возбужденное состояния (2368 кэВ) составного ядра ^{13}N . Данные о сечениях существенно отличаются от опубликованных в литературе.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Voitov A.I. et al.

P15 - 11087

Direct Radiation Proton Capture by ^{12}C Nuclei

Cross sections of direct radiation proton capture by ^{12}C nuclei were measured on the EG-5 electrostatic generator in order to obtain time information on the reaction mechanism. Gamma-quanta from the reaction $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{C}$ were detected with a $\text{Ge}(\text{Li})$ detector with the energy resolution of about 3 keV for γ -lines of ^{60}Co . The energy range of accelerated protons was 1.2 - 1.6 MeV. Absolute values for proton capture cross sections for transitions to the ground and first excited states (2366 keV) of the ^{13}N compound nucleus were obtained. The cross section data differ considerably from the earlier published.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

ВВЕДЕНИЕ

Сечение радиационного захвата протонов с энергией в несколько МэВ легкими ядрами обычно состоит из двух компонент: резонансной и более плавной - нерезонансной. Первая обязана процессу захвата протона ядром на возбужденное состояние составного ядра /т.е. частица имеет достаточно большую вероятность проникнуть в ядро/ и последующим переходом на нижележащее состояние путем испускания гамма-кванта. В этом случае начальное состояние представляет собой достаточно определенное по энергии состояние составного ядра, волновая функция ψ_i которого сосредоточена, в основном, внутри ядра, и вероятность перехода, определяемая матричным элементом

$$M_{if} = |\langle \psi_f | H_{\text{эл.м.}} | \psi_i \rangle|^2, \quad /1/$$

зависит от поведения частицы внутри ядра, т.к. волновая функция, описывающая конечное состояние ядра ψ_f , связанное или резонансное, также сосредоточена внутри ядра. Такая ситуация очень близка к переходам между связанными состояниями. В принципе, механизм этих переходов достаточно хорошо изучен.

Вторая компонента сечения захвата протонов легкими ядрами, плавно меняющаяся с энергией, соответствует прямому захвату. При этом взаимодействие налетающего протона с ядром носит, в основном, потенциальный характер; система, состоящая из протона и ядра-мишени,

не образует составного ядра, а сразу переходит, благодаря электромагнитному взаимодействию, в конечное состояние ^{1,2/}. В этом случае вероятность перехода в основном определяется поведением волновых функций начального и конечного состояний вне ядра, на расстоянии до $300f$ ^{1,1/}. Если конечное состояние резонансное, то механизм этого процесса принципиально отличен от случая переходов между связанными состояниями. Такая ситуация является вариантом тормозного излучения и представляет особый интерес как метод получения временной информации о механизме реакции ^{3,4/}.

То обстоятельство, что сечение прямого захвата определяется поведением волновых функций вне ядра и что существует возможность учета электромагнитного взаимодействия по теории возмущения, позволяет построить теорию и проводить расчеты прямого захвата с большой точностью.

Благодаря этому прямой радиационный захват является самой простой из трехчастичных реакций и позволяет получать данные о приведенных ширинах и спектроскопических факторах с большей точностью, чем это можно сделать в случае реакций срыва и подхвата.

1. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В настоящей работе измерено сечение радиационного захвата протонов с энергией 1,2 - 1,6 МэВ на основное и первое возбужденное состояния ядра ¹³N. Схема уровней представлена на рис. 1. Особое внимание уделено измерению сечения в области 1,2 - 1,3 МэВ, где вклад прямого процесса в полное сечение максимальный. Полученные данные сравниваются с имеющимися результатами ^{8/} для этой области энергий.

Протоны с энергией 1,2 - 1,6 МэВ и током ~ 5 мкА получались на ЭГ-5 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Использовалась самоподдерживающаяся мишень из реакторного углерода толщиной 20 мкг/см². С целью уменьшения фона пучок коллимировался с помощью диафрагм из тантала, находившихся на расстоянии 0,5 м

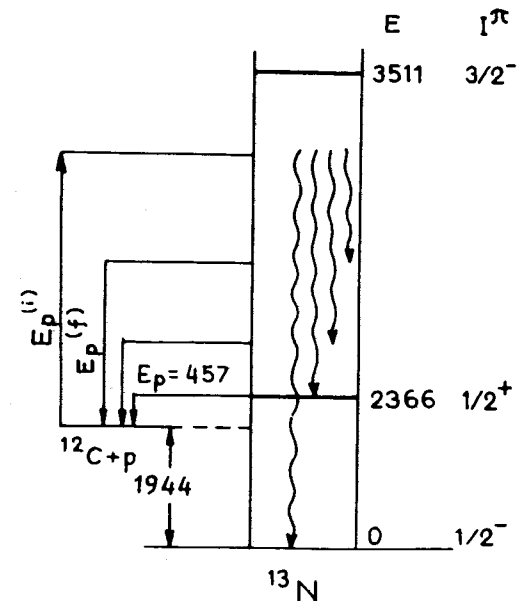


Рис. 1. Схема уровней ядра ¹³N

перед мишенью, а после прохождения мишени отводился по ионопроводу длиной 1,5 м. Измерения мониторировались по интегратору тока. Гамма-излучение регистрировалось Ge(Li) детектором объемом 40 см³, установленным под углом 90° к падающему пучку. Разрешение детектора составляло 3 кэВ для линии 1,33 МэВ источника ⁶⁰Co. Спектр регистрировался 4000-канальным амплитудным анализатором. Детектор окружался свинцовым "домиком". Фон измерялся в течение 32 ч. в той же геометрии, что и основные измерения, а затем нормировался к основным измерениям по площади фотопика от наиболее интенсивной фоновой линии ⁴⁰K 1461 кэВ, и вычитался из полученных спектров. Часть фоновых линий показана на рис. 2, где приведен спектр γ-излучения в районе 3 МэВ одной из серий измерений при $E_p = 1230$ кэВ.

Использование для регистрации γ-излучения Ge(Li) детекторов с хорошим разрешением позволило с большой точностью определить энергию падающих протонов по

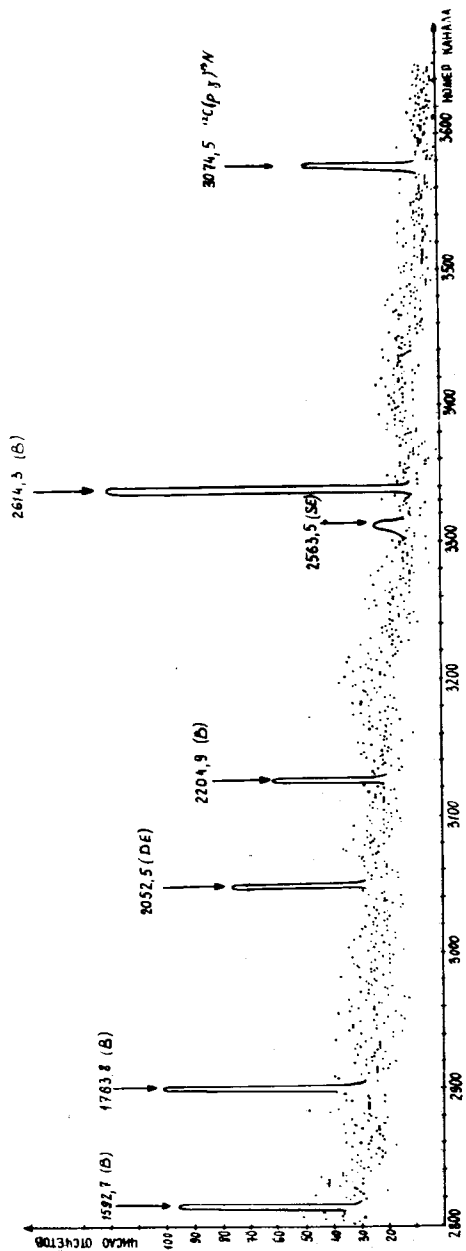


Рис. 2. Спектр γ -излучения в районе 3 МэВ, измеренный при $E_p = 1230$ кэВ. По оси абсцисс - номер канала, по оси ординат - число отсчетов на канал.

энергии γ -излучения из захвата на основное состояние. Энергия этих γ -квантов связана с энергией протонов соотношением

$$E_\gamma = E_{p(\text{ЦМ})} + E_{\text{св}}, \quad /1.1/$$

где $E_{p(\text{ЦМ})}$ - энергия протонов в системе центра масс; $E_{\text{св}}$ - энергия связи протона в ядре ^{13}N .

Энергетическая калибровка спектрометра проводилась по 12 известным линиям в диапазоне от 186,1 до 2447,6 кэВ источника ^{226}Ra . Полученные точки зависимости $N_k(E_\gamma) / N_k$ - номер канала, соответствующий максимуму фотопика/ аппроксимировались параболой

$$E_\gamma = a + bN_k + cN_k^2$$

где $a = 8,5$ кэВ, $b = 1,956$ кэВ/канал,

$$c = -6,4 \cdot 10^{-6} \text{ кэВ/канал}^2$$

Такая калибровка дала возможность определить энергии фоновых линий - /1460,8; 1763,8; 2204,2; 2614,3 кэВ/, которые наблюдались в каждой серии измерений. Эти энергии с точностью, лучшей, чем ± 1 кэВ, совпадали с данными работы /6/. Присутствие в каждой серии измерений линий с известной энергией позволило, используя эти линии как реперные, с большой точностью определить энергию γ -квантов из захвата протонов на основное состояние и затем по формуле /1.1/ - энергию протонов. Такой способ определения энергии протонов учитывает все возможные нестабильности как в спектрометрической аппаратуре, так и в энергии пучка протонов.

Эффективность γ -детектора определялась по линиям источника ^{226}Ra , ^{56}Co , относительная интенсивность которых хорошо известна /7/. Полученные значения относительной эффективности детектора аппроксимировались аналитической зависимостью в виде

$$\ln \epsilon_\gamma = \sum_{i=1}^{i=5} C(i) N_k^i, \quad /1.2/$$

где $C(i)$ - подгоночные параметры.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Сечение радиационного захвата на основное состояние ядра ^{13}N определялось по интенсивности фотопика от γ -квантов, испущенных при захвате протонов на это состояние. Полученное относительное сечение захвата нормировалось с учетом эффективности детектора к значению $\sigma = 0,4$ мкбарн/стер., полученному в результате усреднения данных других авторов в точке $E_p = 1,6$ МэВ /для этой точки сечение измерено во многих работах/. Результаты представлены на рис. 3.

Как уже отмечалось в работе ^{/3/} и видно из рис. 4, спектр γ -квантов, обусловленных захватом протонов на конечное несвязанное состояние /в том числе и резонанс 2366 КэВ ядра ^{13}N /можно условно разделить на две компоненты: первая - плавно меняющаяся с энергией гамма-квантов, вторая - повторяющая форму резонанса 2366 кэВ.

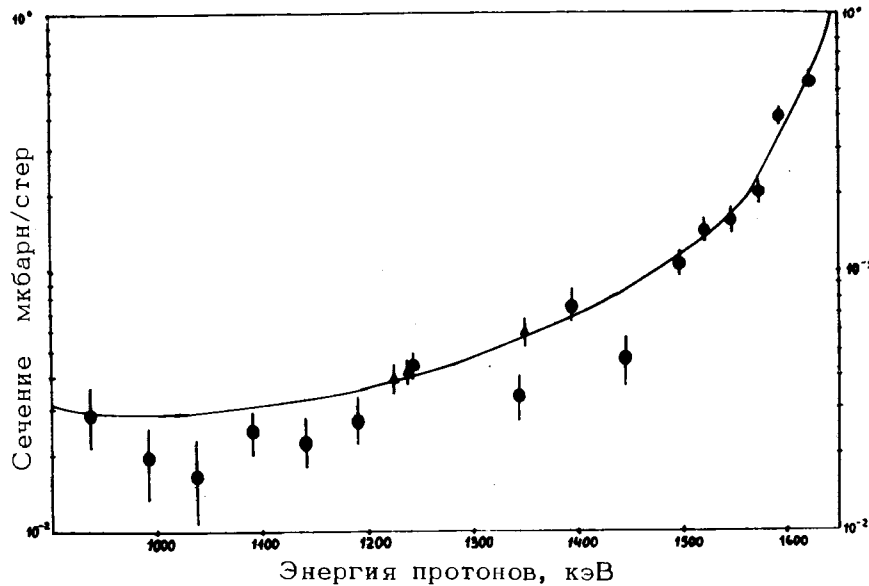


Рис. 3. Сечение захвата на основное состояние ^{13}N . Точки соответствуют экспериментальным результатам ^{/8/}, треугольники - данные настоящей работы, сплошная линия - теоретическая кривая ^{/8/}.

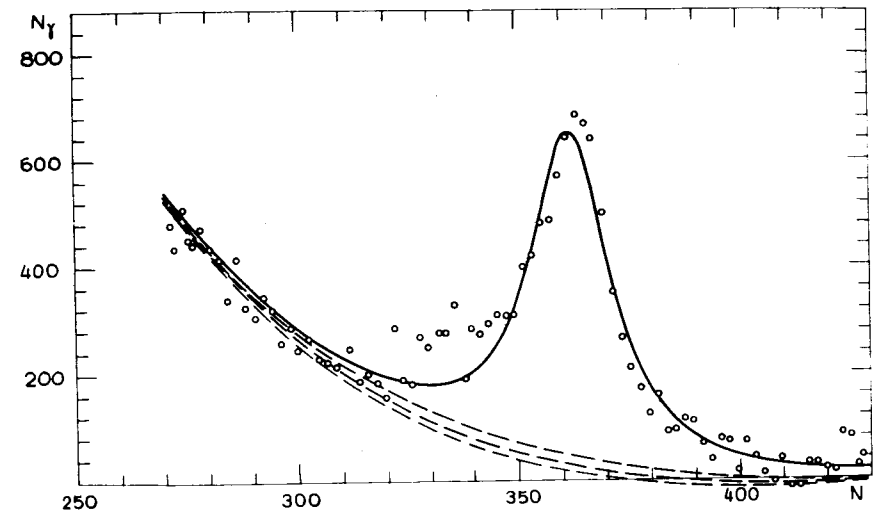


Рис. 4. Спектр γ -квантов и захвата протонов на резонанс 2366 кэВ в ^{13}N . N - номер канала, N_γ - число отсчетов на канал. Точки - экспериментальные результаты. Сплошная линия - результат подгонки полного спектра. Пунктирные кривые - подгонка плавной компоненты γ -излучения для нескольких наборов параметров.

Вторая компонента определяет обычно измеряемое сечение захвата протонов на определенное состояние ядра. Форма этой компоненты близка к форме резонанса

$$f(E) = \frac{\Gamma_p \Gamma/2}{(E-E_p)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad /2.1/$$

Однако, как видно из рис. 4, не повторяет ее в точности. На рисунке показан полный экспериментальный спектр γ -излучения в районе 700 кэВ, аппроксимированный функцией $F(E_\gamma)$

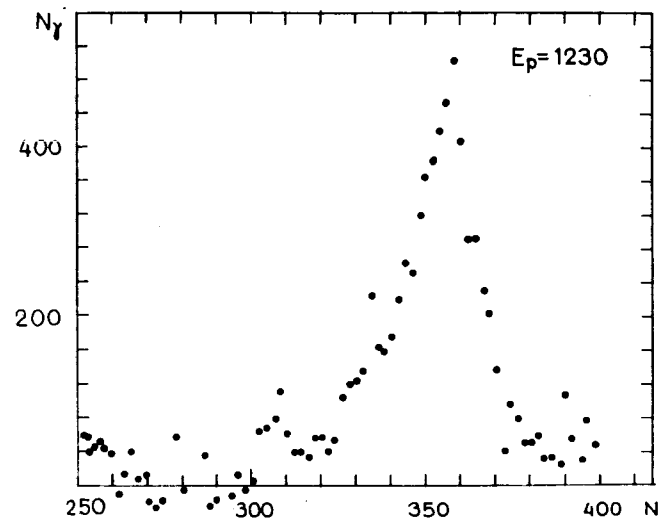
$$F(E_\gamma) = a + \frac{b}{E_\gamma} + \frac{c}{E_\gamma^2} + d \frac{(\Gamma/2)^2}{(E_\gamma - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad /2.2/$$

в виде суммы полинома, описывающего первую компоненту, и функции /1.2/, описывающей вторую компоненту. Параметры кривой находились из условия минимума χ^2 .

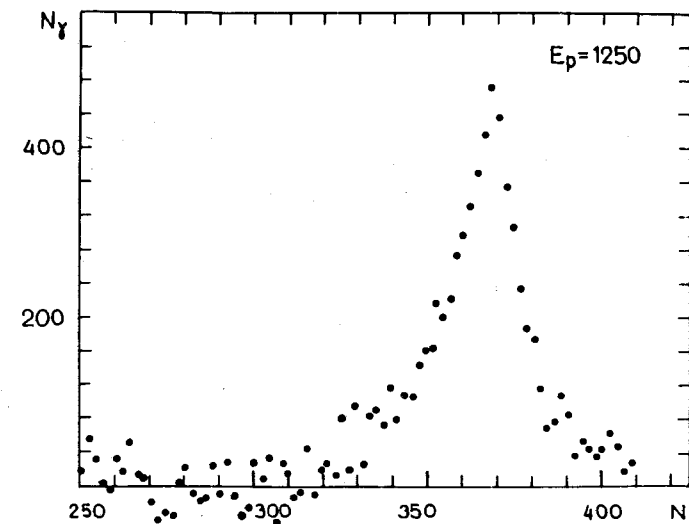
С целью получения истинной интенсивности второй компоненты без фиксации формы максимума полученные спектры обрабатывались следующим образом. Из экспериментального спектра вычитался спектр, аппроксимированный функцией Лоренца L1 с параметрами $A(1)$, Γ , E_0 .

$$L1 = \frac{A(1)(\Gamma/2)^2}{(E_\gamma - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad /2.3/$$

полученными при обработке спектров методом наименьших квадратов с аппроксимирующей функцией в виде $F(E_\gamma)$. В ошибках разностного спектра учитывалась и неоднозначность определения параметров $F(E_\gamma)$. Это приводило к тому, что в районе максимума точки имели большую дисперсию, поэтому при дальнейшей аппроксимации оставшейся плавной компоненты спектра трехчленным полиномом эти точки практически не учитывались, что в существенной мере исключало влияние на конечный результат неоднозначности определения параметров L1. Таким образом находили аналитический вид плавной компоненты. Экспериментальный спектр второй, резонансной компоненты получался путем вычитания из полного спектра найденного аналитического спектра плавной компоненты. На рис. 5. показан вид спектра резонансной компоненты. Площадь S , положение центра тяжести E_{cc} и полуширина Γ резонансной компоненты находились методом моментов, в котором не делается никаких предположений относительно формы спектра. Корректность описанной процедуры проверялась изменением параметров функции L1 в пределах 20%, что приводило к изменению S , E_0 , Γ меньше, чем на 5%, < 0,5 канала, < 0,6 канала соответственно. Окончательные значения и ошибки S , E_0 и Γ находились путем усреднения результатов расчета с разными значениями параметров L1. Найденные таким образом площади с учетом эффек-



а



б

Рис. 5а,б. Спектры γ -квантов, соответствующие резонансной части, после вычитания плавной компоненты. N - номер канала, N_γ - число отсчетов на канал.

тивности детектора и нормировки на отсчеты интегратора тока определяли относительное сечение захвата протонов на резонанс 2366 кэВ.

Абсолютная величина сечения получалась нормировкой к сечению захвата на основное состояние при энергии протонов 1,6 МэВ. Полученные результаты представлены на рис. 6, где различными значками обозначены результаты трех различных серий экспериментов.

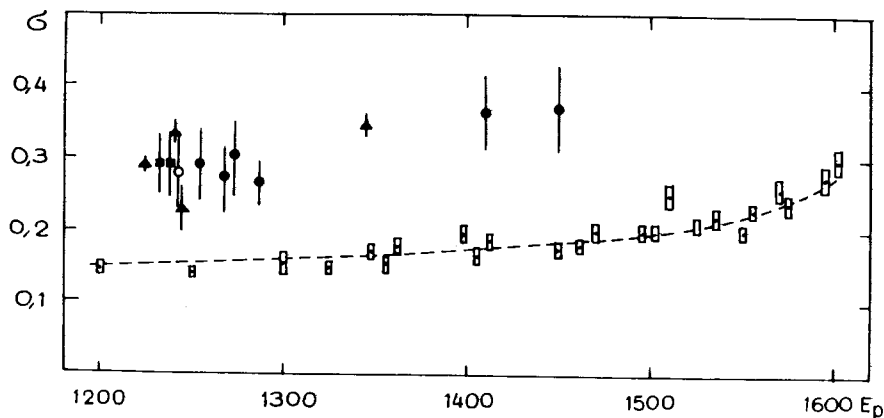


Рис. 6. Сечение захвата на резонанс 2366 кэВ ядра ^{13}N . Кружки, треугольники, квадраты соответствуют разным сериям измерений настоящей работы. Пунктирная линия проведена через экспериментальные точки работы /8/. E_p - энергия протонов, σ - сечение захвата в барнах.

Как видно из рисунка, полученные сечения существенно отличаются от результатов, приведенных в работе /8/. Основной источник такого отличия, вероятно, состоит в методике обработки гамма-спектра. Как уже отмечалось, форма спектра γ -квантов вблизи максимума, соответствующего захвату на резонанс, описывается точнее функцией Лоренца /2.1/, которая характеризуется менее сильной зависимостью от энергии, чем функция Гаусса, обычно используемая для обработки гамма-спектров.

Это отличие в сечении носит принципиальный характер, поскольку результаты работы /8/ хорошо согласуются с теорией, развитой в работе /5/, и дают значение

спектроскопического фактора $C^2S / \ell = 0 / = 1,02 \pm 0,15$ для состояния 2366 кэВ, которое перекрывается с данными, полученными в результате реакции срыва $C^2S / \ell = 0 / = 0,25 \pm 1,02$. Представляет интерес сравнение полученных значений сечений с более последовательной теорией электромагнитных переходов между состояниями непрерывного спектра, развитой, например, в работе /9/. В этом случае, возможно, найдут объяснение некоторые качественные особенности наблюдаемых спектров. Например, зависимость от энергии падающих протонов разности между положением центра тяжести максимума γ -спектра и положением резонанса, которая характеризует изменение формы спектра с изменением энергии падающих протонов.

В заключение авторы благодарят И.М.Франка за интерес к работе и стимулирующие дискуссии, а также В.И.Фурмана, А.И.База, В.И.Манько за полезное обсуждение полученных результатов.

Авторы благодарны И.А.Чепурченко и группе эксплуатации ЭГ-5, обеспечившей работу ускорителя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rolfs C. Nucl. Phys., 1973, A217, 29.
2. Christy R.F., Duck I. Nucl. Phys., 1961, 24, 89.
3. Паржицкий С.С. и др. ОИЯИ, P15-9649, Дубна, 1976.
4. Cristallini A., Maroni, et al. Phys. Lett., 1975, 56B, 245, 1965, 65, 329.
5. Feesler A. Nucl. Phys., 1965, 65, 329.
6. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, P6-9072, Дубна, 1975.
7. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, P6-9073, Дубна, 1975.
8. Rolfs C. Azume R.E. Nucl. Phys., 1974, A227, 291.
9. Feshbach H., Yennie D. Nucl. Phys., 1962, 37, 150.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 ноября 1977 года.