

с 343g
M-256

Acta Phys. Polon., 4/X.67
1968, v. 33, N4, p.595-604

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P6 - 3463



Ю.Д. Мареев, Г.М. Осетинский, Б. Савицка,
И.В. Сизов, Ю.С. Язвический

ИССЛЕДОВАНИЕ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ РЕАКЦИИ
 $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p\gamma) ^{14}\text{N}$

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

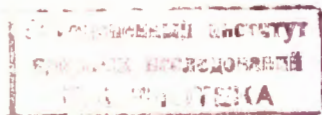
1967.

P6 - 3463

Ю.Д. Мареев, Г.М. Осетинский, Б. Савицка,*
И.В. Сизов, Ю.С. Язвickий

ИССЛЕДОВАНИЕ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ РЕАКЦИИ
 $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p\gamma) ^{14}\text{N}$

Направлено в "Acta Physica Polonica"



*) Институт ядерной физики, Краков, Польша.

5291/1 нр.

В в е д е н и е

Исследованию реакций $^{12}\text{C}(\text{}^3\text{He}, \text{p}\gamma)^{14}\text{N}$ посвящен ряд экспериментальных работ ^{1,2/}. Наряду с ценной информацией, полученной в этих работах, из-за недостаточно высокой разрешающей способности сцинтилляционных детекторов, применяемых при этих исследованиях, ряд уровней мог быть не обнаружен и его квантовые характеристики определены с недостаточной точностью. В качестве примера можно указать на уровень 4,91 Мэв ядра ^{14}N , где из-за недостаточно высокого разрешения и присутствия близко расположенного уровня 5,1 Мэв спин ядра определен недостаточно надежно. В этой связи использование полупроводниковых германиевых детекторов с хорошим энергетическим разрешением может дать более точную и полную информацию о возможных уровнях ядра. Используя германиевые полупроводниковые детекторы, мы исследовали γ -излучение из реакции $^{12}\text{C}(\text{}^3\text{He}, \text{p}\gamma)^{14}\text{N}$. Высокое разрешение спектрометра позволило нам, используя доплеровское уширение пиков спектра, определить верхнюю границу времен жизни шести уровней ядра ^{14}N и на основании измеренных угловых распределений γ -квантов сделать оценку спинов для некоторых возбужденных состояний ядер ^{15}O и ^{14}N .

Техника эксперимента

Исследования проводились на электростатическом генераторе Объединенного института ядерных исследований. Ионы ^3He , ускоренные на электростатиче-

ском генераторе, пройдя магнитный анализатор, фокусирующую квадрупольную линзу и коллиматор диаметром 5 мм, попадают на мишень, установленную в центре вакуумной камеры. В качестве мишени использовалась тонкая углеродная пленка (20–50 мкг/см²), полученная методом испарения графита в вакууме на танталовую подложку. Мишень охлаждалась проточной дистиллированной водой. Кронштейн с мишенью изолировался от корпуса камеры и служил ловушкой тока. Величина тока измерялась интегратором с погрешностью $\pm 1\%$. В измерениях угловых распределений применялись два полупроводниковых германиевых γ -детектора. Один из них – неподвижный устанавливался под углом 90° и служил монитором. Второй детектор мог устанавливаться под различными углами в пределах $0-105^\circ$. Угловое разрешение детектора $\pm 0,5^\circ$.

При измерении угловых распределений импульсы от детектора и монитора для исключения просчетов регистрировались одним и тем же 2048-канальным амплитудным анализатором. Для этого импульсы от монитора выравнивались по амплитуде с помощью стандартного импульсного генератора с внешним запуском и подавались на вход предварительного усилителя вращающегося γ -детектора. Амплитуда импульсов генератора подбиралась так, чтобы импульсы от монитора регистрировались в свободных каналах анализатора. При измерении применялась система стабилизации амплитудного тракта. Калибровка энергетической шкалы производилась по γ -квантам, излучаемым ядрами ^{137}Cs , ^{60}Co , а также γ -квантам переходов $2,31 \rightarrow 0$; $5,016 \rightarrow 0$; $6,44 \rightarrow 0$ Мэв ядра ^{14}N , энергии перехода которых хорошо известны. Разрешающая способность установки определялась по измерению ширины γ -линий ^{137}Cs и ^{60}Co на половине высоты пика. Заключение о разрешении спектрометра для больших энергий γ -квантов делалось путем экстраполяции данных, полученных с ^{137}Cs и ^{60}Co к этим значениям энергии. Величина разрешения составляла для γ -квантов с энергией 1,3 Мэв (^{60}Co) $\approx (16,4 \pm 1)$ кэв, достигая при энергии 5 Мэв $\approx (20 \pm 1)$ кэв. В целях проверки возможностей аппаратуры нами измерен энергетический спектр γ -квантов реакции $^{12}\text{C}({}^3\text{He}, p\gamma){}^{14}\text{N}$ под углом 90° при энергии ионов $1,8$; $2,0$; $2,5$; $2,8$; $3,1$ Мэв. Результаты показали возможность наблюдения при энергиях ионов ${}^3\text{He}$, меньших 2,5 Мэв, переходы, соответствующие возбуждениям уровней ядра ${}^{14}\text{N}$ с энергиями $2,31$; $3,95$; $4,91$; $5,1$ Мэв. В интервале энергий от 2,5 до 3,1 Мэв к наблюдаемым переходам добавились хорошо различимые уровни $5,88$; $5,83$; $6,21$ Мэв, а при энергии

$E_{\gamma, He} = 3,1$ Мэв – дополнительные переходы из уровня 0,44 Мэв. Интересно отметить, что при $E_{\gamma, He} = 2,8$ и $3,1$ Мэв наблюдался пик 4,60 Мэв, на существование которого впервые указано в работе Варбургера [3].

Представленные на рис. 1, 2 и 3 каскады в рамках обозначенных энергиями возбуждений начального и конечного состояний ^{14}N . Каскады обозначены буквой (ϕ), пик с высшим двух энергетических γ -квантов – буквой (ψ).

§ 1. Определение верхней границы времени жизни уровня ядра ^{14}N

Определение верхней границы времени жизни уровня ядра производится на основании измерений уширения пиков спектров γ -квантов из-за эффекта Доплера. γ – переходы, используемые для измерения указанного уширения, представлены в первом столбце табл. 1. При взаимодействии гелия-3 с углеродом образуется составное ядро ^{15}O . После распада составного ядра с испусканием протона остаточное ядро ^{14}N движется в направлении полученного импульса и тормозится в материале мишени и подложки. Если наблюдать γ – кванты, вылетающие из движущегося ядра под углом 90° к пучку ионов 3He , пики в спектре γ -квантов из-за эффекта Доплера будут уширены. Максимальная величина этого уширения будет определяться формулой

$$\Delta \lambda_{max} = 2 E_0 \frac{v}{c} \quad (1)$$

где E_0 – энергия γ -кванта, испускаемого неподвижным ядром;
 v – скорость ядра до торможения;
 c – скорость света.

Допплеровское уширение будет наблюдаться при условии, что время торможения ядра в кристаллической решетке подложки и мишени больше времени жизни уровня ядра.

В таблице 1 представлены данные о ширине экспериментальных пиков $\Delta \lambda_{экс}$, в которые введена поправка на дополнительное уширение пика, вызванное конечным разрешением аппаратуры. В таблице представлены также зна-

чения максимального уширения Δ_{\max} , вычисленные по формуле. Как видно из сравнения $\Delta_{\text{экс}}$ и Δ_{\max} , эти величины для всех рассматриваемых переходов близки друг к другу. Таким образом, мы должны сделать вывод, что все состояния, ответственные за перечисленные γ -переходы, имеют время жизни меньше, чем время торможения ядра ^{14}N . Принимая, что время торможения ядра в решетке кристалла составляет $5 \cdot 10^{-13}$ сек^{/3,4/}, мы получаем ограничения на времена жизни исследуемых нами уровней ядра ^{14}N :

$$\tau < 5 \cdot 10^{-13} \text{ сек.}$$

Обсуждение данных об угловых распределениях

Качественные данные о спинах ядер, участвующих в реакции, были получены на основании измерения угловых распределений γ -квантов. Измерения проводились для углов 0, 15, 30, 45, 60, 75, 90, 104° при $E_{\text{з He}} = 3,1$ Мэв. В общем случае теория угловых распределений^{/5/} для реакций типа (α, γ) дает выражения для дифференциального сечения выхода γ -квантов в виде ряда полиномов Лежандра. Коэффициенты разложения при полиномах Лежандра содержат матричные элементы матрицы рассеяния S , элементы гамма-перехода и набор различных квантовомеханических величин. Попытка разложения измеряемых угловых распределений по полиномам Лежандра с параметрами, указанными выше, наталкивается на трудности, поскольку элементы матрицы содержат значительно больше неизвестных параметров, чем число уравнений, которые можно получить из данных измерений угловых распределений. Тем не менее, имеется возможность получить некоторые сведения о параметрах возбужденных состояний промежуточного ядра, а также о значениях спинов уровней конечного ядра. В данном случае нами сделана проверка спина уровня 4,91 Мэв ядра ^{14}N , значение которого определено недостаточно точно. Сведения о спине уровня 4,91 Мэв получены из следующих рассмотрений: согласно теории угловых распределений, если спин ядра имеет значение нуль, то угловое распределение, соответствующее γ -переходу с этого уровня, изотропное. Это утверждение в случае уровня 4,91 Мэв проверялось Варбуртоном и др.^{/2/},

которые подтвердили изотропность. Однако эти измерения из-за недостаточно высокой разрешающей способности сцинтилляционных детекторов и трудностей в разрешении пиков γ -переходов 4,91 Мэв и близлежащего уровня 5,10 Мэв содержат некоторую неопределенность. Это вызвало необходимость нового измерения этого перехода с помощью германиевого детектора.

На рис. 4 представлены угловые распределения γ -переходов 2,31 \rightarrow 0 и 4,91 \rightarrow 0 Мэв. Распределение, соответствующее переходу 2,31 \rightarrow 0, принято нами как контрольное, поскольку спин уровня 2,31 Мэв хорошо известен и равен нулю ^{16/}. Как видно из рисунка, оба распределения изотропны. Это означает, что уровень 4,91 Мэв может иметь спин, равный нулю. Более определенных заключений относительно этого уровня из наших измерений, к сожалению, сделать нельзя.

Определение параметров составного ядра ¹⁵O осуществлялось на основании анализа угловых распределений γ -квантов соответствующих переходов с использованием теории угловых распределений реакции типа $(a, b\gamma)$ ^{15/}. Согласно этой теории, при данных значениях полного момента составного ядра J орбитального углового момента ℓ и спина входного канала s , дифференциальные сечения определяются выражением вида:

$$\sum_{\Lambda} (-1)^{\Lambda} \sqrt{(2s'_1 + 1)(2s'_2 + 1)} C(L, L, 1-1; \Lambda 0) Z(\ell J \ell J; s \Lambda) W(j s'_1 j s'_2; \ell' \Lambda) \times \\ \times W(s'_1 j s'_2 j; j_b \Lambda) W(j L j L; j_t \Lambda) P_{\Lambda}(\cos \theta),$$

где: C - коэффициент Клебша-Жордана;

Z, W - коэффициенты Рака;

$$\lambda = -\frac{1}{2} \Lambda + \ell' + s'_1 - s'_2 + s + j_b - j_t;$$

j - спин уровня, испускающего гамма-квант;

j_t - спин конечного уровня;

L - мультипольность γ -излучения.

Для исследуемой нами реакции:

s'_1, s'_2 - спины выходного канала $p + {}^{14}\text{N}$;

ℓ' - орбитальный момент выходного канала;

s - спин входного канала ${}^3\text{He} + {}^{12}\text{C}$ равный 1/2;

ℓ - орбитальный момент входного канала;

j_b - спин протона равный 1/2.

Нами измерены угловые распределения для пяти переходов ($2,31 \rightarrow 0$; $4,91 \rightarrow 0$; $5,10 \rightarrow 0$; $6,21 \rightarrow 2,31$; $6,44 \rightarrow 0$ Мэв). Переход $6,44 \rightarrow 0$ Мэв. изучен в работе /1/. Переходы $2,31 \rightarrow 0$; $4,91 \rightarrow 0$; $5,10 \rightarrow 0$ из-за изотропности их угловых распределений описать трудно, поскольку они могут быть описаны большим числом параметров. В связи с этим из измеренных величин сдается возможность определения спина составного ядра для перехода $6,21 \rightarrow 2,31$ Мэв. Однако даже для указанного перехода это определение затруднено, так как, согласно теории, однозначное определение параметров составного ядра возможно лишь для изолированного уровня этого ядра. В нашем же случае экспериментальных данных о существовании такого изолированного уровня, с которого возможен переход на уровень $6,21$ Мэв конечного ядра, — нет. Таким образом, при определении параметров составного ядра мы все же предполагаем, что такой изолированный уровень существует и, пользуясь теорией, находим такие его параметры, которые бы не противоречили экспериментальным данным.

Расчет производился по следующей схеме. Поскольку спины уровней $6,21$ и $2,31$ Мэв принимают соответственно значения 1^+ и 0^+ , между ними имеет место переход типа $M1^{6/}$. Принимая во внимание свойство коэффициентов Клебша-Жордана, можно заметить, что только коэффициенты при трех первых полиномах Лежандра — P_0 , P_1 и P_2 не равны нулю. Как известно из свойств коэффициентов Z формулы (2), они не равны нулю только для четных Δ . Тогда угловое распределение γ -перехода $6,21 \rightarrow 2,31$ Мэв может быть описано выражением вида $P_0 + AP_2$. Как видно из экспериментальных данных, полученное угловое распределение не изотропно, так что коэффициент A значительно отличается от 0. Из этого следует, что $\ell > 1$ и $J \geq 3/2$, поскольку только тогда коэффициент Z , входящий в A , не равен нулю (см. уравнение (2)).

В таблице II представлены выражения для угловых распределений, полученные по формуле (2), для всех комбинаций s'_1 и s'_2 , четырех наименьших значений ℓ и J и возможных значений ℓ' при данных ℓ и J . Спины s'_1 и s'_2 принимают значения $1/2$ и $3/2$. Экспериментальным данным удовлетворяют только два варианта набора параметров:

$$\begin{array}{llll}
 \ell = 1 \text{ или } 2 & J = 3/2 & \ell' = 2 & s'_1 = s'_2 = 3/2 \\
 \ell = 3 \text{ или } 4 & J = 7/2 & \ell' = 4 & s'_1 = s'_2 = 3/2
 \end{array}$$

Для более определенных выводов о спине уровня ^{15}O необходимы дополнительные данные, которые в настоящее время отсутствуют. О четности этого уровня можно сделать вполне определенный вывод. Так как в обоих вариантах ℓ' четные, четность уровня ^{15}O должна быть одинакова с четностью уровня 6,21 Мэв ядра ^{14}N , т.е. быть положительной. Отсюда следует, что в каждом из вариантов возможны только четные значения ℓ , поскольку получение ядра ^{15}O в состоянии с положительной четностью в реакции $^{12}\text{C} + ^3\text{He}$ возможно только при четных ℓ .

$$\begin{array}{llll} \ell = 2 & J = 3/4 & \ell' = 2 & s'_1 = s'_2 = 3/2 \\ \ell = 4 & J = 7/2 & \ell' = 4 & s'_1 = s'_2 = 3/2 \end{array}$$

Таблица 1

Сравнение экспериментальных и вычисленных значений доплеровских шири

Переход (Мэв)		$\Delta_{\text{экс}}$ (кэв)	Δ_{max} (кэв)
2,31 \rightarrow 0	(ϕ)	21 + 3	33
2,31 \rightarrow 0	(n)	22 + 4	33
3,95 \rightarrow 2,31	(ϕ)	19 + 5	19
5,10 \rightarrow 0	(n)	40 + 5	47
5,69 \rightarrow 2,31	(n)	22 + 8	27
5,69 \rightarrow 0	(n)	26 + 10	45
5,83 \rightarrow 0	(n)	35 + 12	44
6,21 \rightarrow 0	(n)	38 + 7	40
6,21 \rightarrow 2,31	(n)	24 + 3	28
6,44 \rightarrow 0	(n)	35 + 4	37
6,44 \rightarrow 3,95	(n)	17 + 5	22

Таблица 2

Выражения для угловых распределений, полученные по формуле (2)

ρ	J	ρ'	s'_1	s'_2	Угловое распределение
1,2	3/2	0	3/2	3/2	$P_0 - 0,500 P_2$
1,2	3/2	1	1/2	1/2	P_0
1,2	3/2	1	1/2	3/2	P_2
1,2	3/2	1	3/2	3/2	$P_0 - 0,100 P_2$
1,2	3/2	2	1/2	1/2	P_0
1,2	3/2	2	1/2	3/2	P_2
1,2	3/2	2	3/2	3/2	$P_0 - 0,300 P_2$
1,2	3/2	3	3/2	3/2	$P_0 - 0,100 P_2$
2,3	5/2	1	3/2	3/2	$P_0 - 0,5875 P_2$
2,3	5/2	2	1/2	1/2	P_0
2,3	5/2	2	1/2	3/2	P_2
2,3	5/2	2	3/2	3/2	$P_0 - 0,1714 P_2$
2,3	5/2	3	1/2	1/2	P_0
2,3	5/2	3	1/2	3/2	P_2
2,3	5/2	3	3/2	3/2	$P_0 + 0,1714 P_2$
2,3	5/2	4	3/2	3/2	$P_0 + 0,9426 P_2$
3,4	7/2	2	3/2	3/2	$P_0 - 0,357 P_2$
3,4	7/2	3	1/2	1/2	P_0
3,4	7/2	3	1/2	3/2	P_2
3,4	7/2	3	3/2	3/2	$P_0 + 0,119 P_2$
3,4	7/2	4	1/2	1/2	P_0
3,4	7/2	4	1/2	3/2	P_2
3,4	7/2	4	3/2	3/2	$P_0 + 0,3095 P_2$
3,4	7/2	5	3/2	3/2	$P_0 - 0,1667 P_2$

Л и т е р а т у р а

1. Hsin-Min Kuan, T.W.Bonnev and J.R.Risser, Nucl.Phys. 51, 481 (1964).
2. E.K.Warburton, J.W.Olness, D.E.Alburger, D.J.Bredin and L.F.Chase, Jr., Phys.Rev. 134, B 338 (1964).
3. E.K.Warburton, J.W.Olness and D.E.Alburger, Phys.Rev. 140, B 1202 (1965).
4. A.E.Lithietland, M.J.L.Yates, B.M.Hinds, D.Eceleshale, Nucl.Phys. 44, 222 (1963).
5. A.Krauss Jr. J.P.Schiffer, F.W.Prosser, Jr, and L.C.Biedenharn, Phys.Rev. 104, 1667 (1956).
6. F.Ajzenberg-Selove and T.Lauritsen, Nucl.Data Sheets, Sets 5,6 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 июля 1967 года.

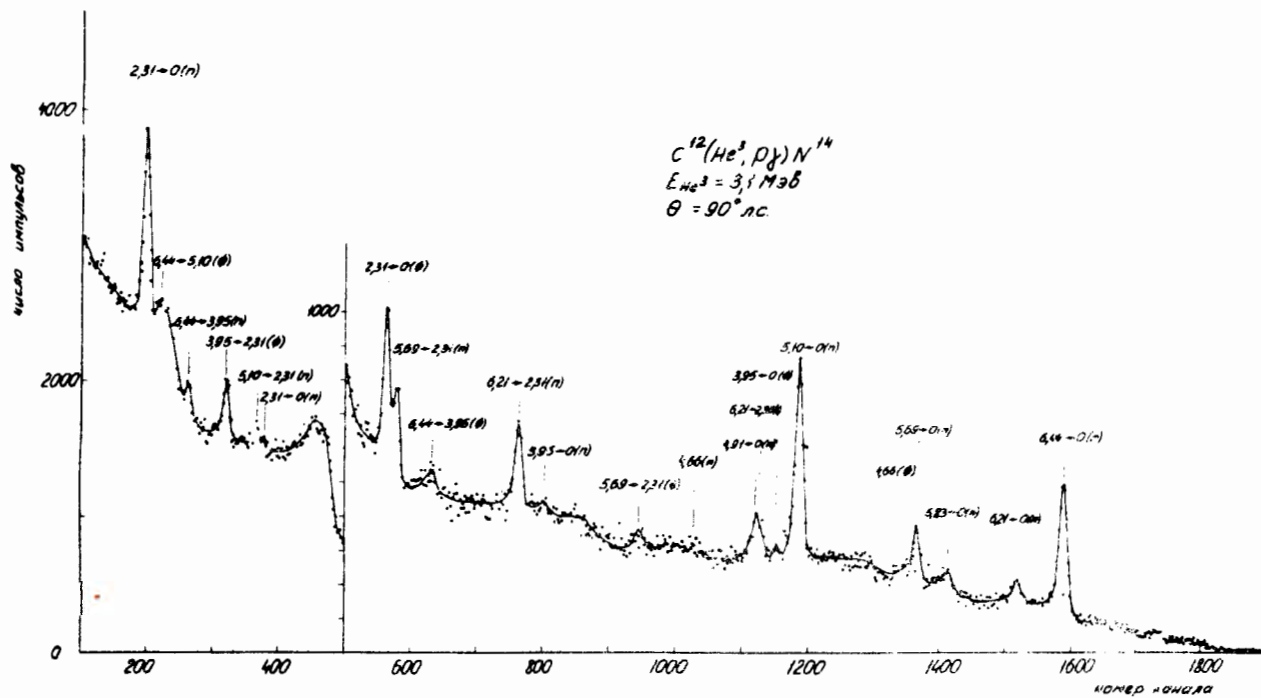


Рис. 1. Спектр γ -лучей из реакции $^{12}C(^3He, \rho\gamma)^{14}N$, измеренный при $E_{He^3} = 3,1 \text{ МэВ}$ под углом 90° (л.с.).

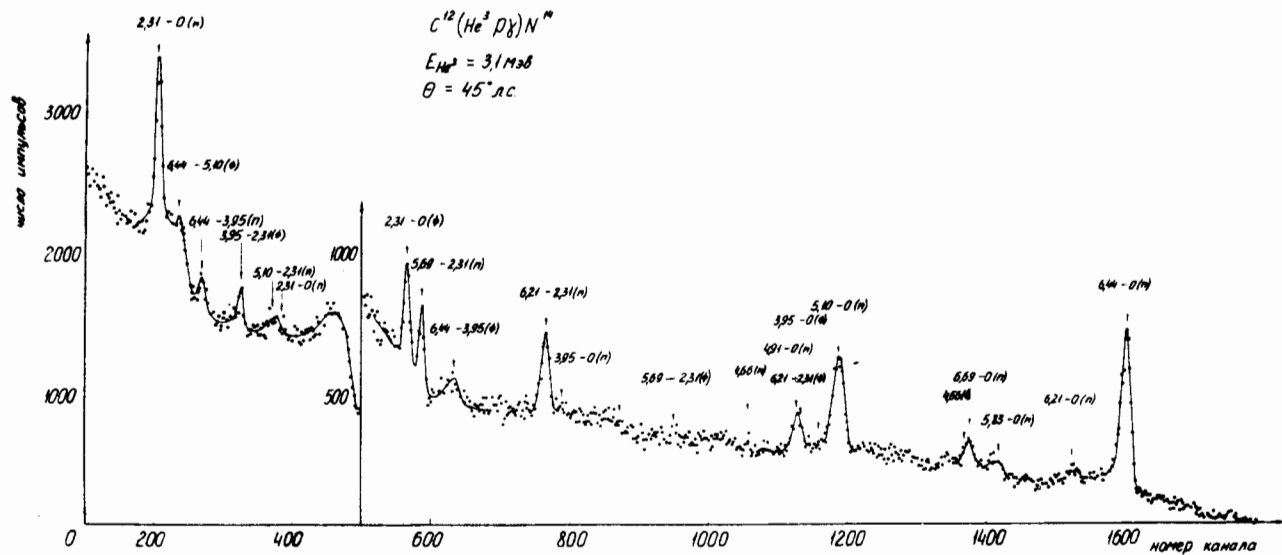


Рис. 2. Спектр γ -лучей из реакции $^{12}\text{C}(\text{}^3\text{He}, p\gamma)^{14}\text{N}$, измеренный при $E_{\text{He}^3} = 3,1 \text{ МэВ}$ под углом 45° (л.с.).

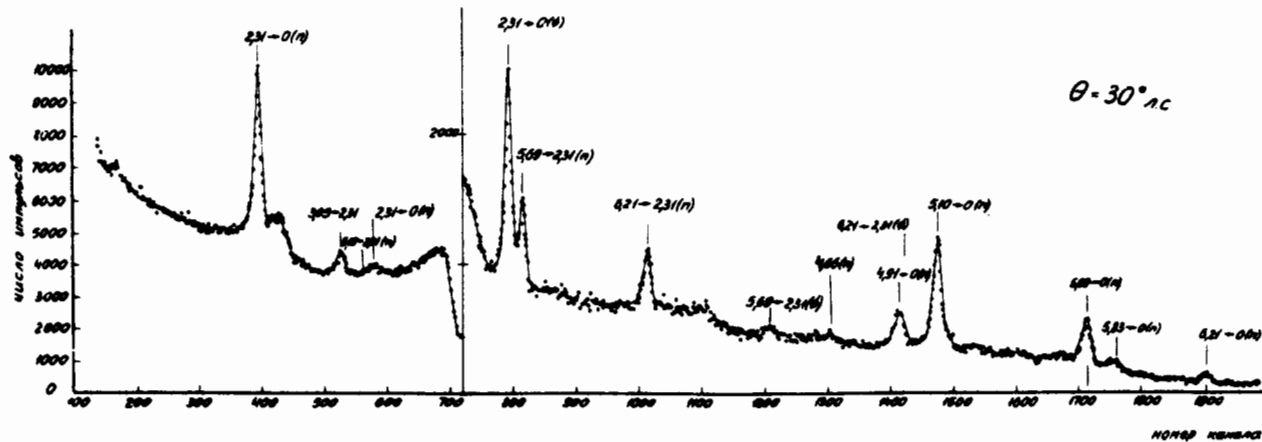
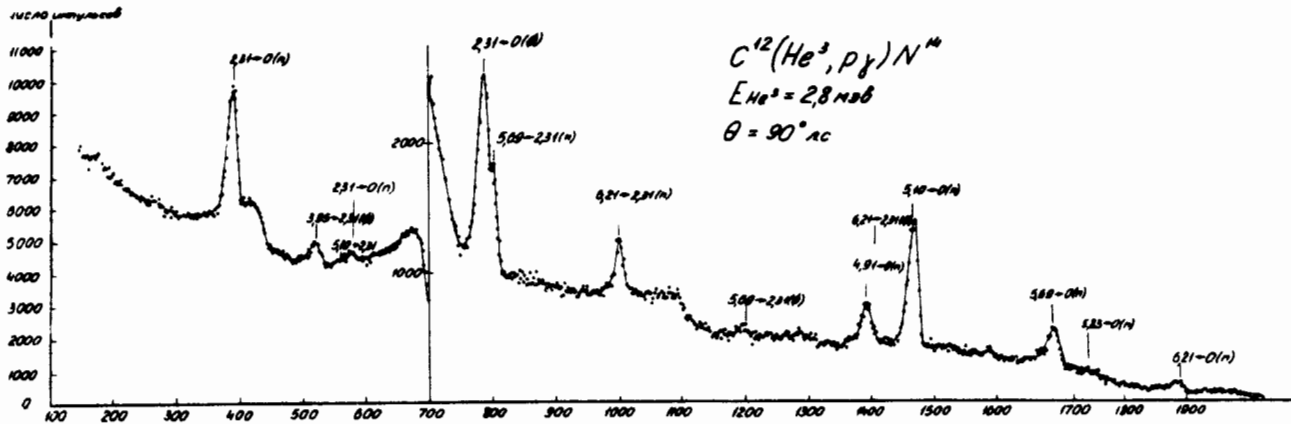


Рис. 3. Спектры γ -лучей из реакции $^{12}C(^3He, p\gamma)^{14}N$, измеренные при $E_{He^3} = 2,8 \text{ МэВ}$ под углами 90° (л.с.) и 30° (л.с.).

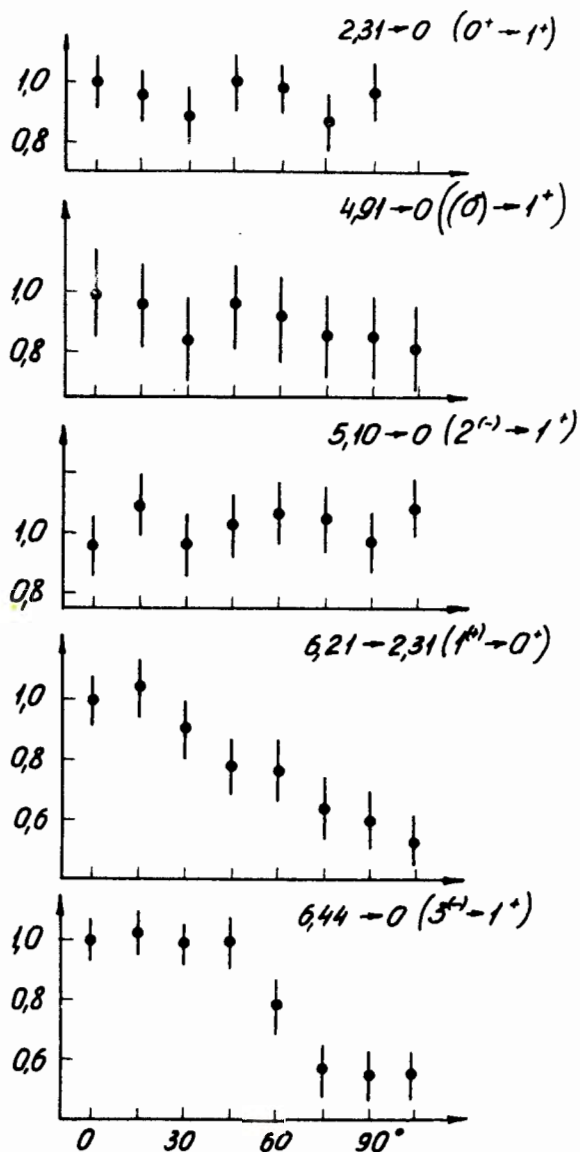


Рис. 4. Угловые распределения для γ -переходов $2,31 \rightarrow 0$; $4,91 \rightarrow 0$; $5,10 \rightarrow 0$; $6,21 \rightarrow 2,31$; $6,44 \rightarrow 0$ Мэв ядра ^{14}N .