

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗУ6.22
К-63

20/2-24

P1 - 7784

1966 / 2 - 24

В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, Е.С.Кузьмин,
А.Г.Молоканов, Г.П.Решетников, О.В.Савченко,
З.Теш

СПЕКТРЫ БЫСТРЫХ ЯДЕР ГЕЛИЯ-3,
ТРИТИЯ И ГЕЛИЯ-4, ОБРАЗУЮЩИХСЯ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ
665 МЭВ С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

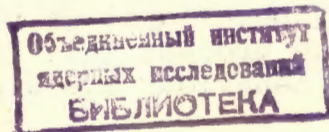
1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P1 - 7784

В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, Е.С.Кузьмин,
А.Г.Молоканов, Г.П.Решетников, О.В.Савченко,
З.Теш

СПЕКТРЫ БЫСТРЫХ ЯДЕР ГЕЛИЯ-3,
ТРИТИЯ И ГЕЛИЯ-4, ОБРАЗУЮЩИХСЯ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ
665 МЭВ С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ



S u m m a r y

The high energy parts of the spectra of ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ and ${}^4\text{He}$ nuclei from ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ and ${}^{12}\text{C}$ targets at the lab. angle of 5.5° with incident 665 MeV protons have been measured. A combination of the magnetic spectrometer analysis, time-of-flight technique and energy loss measurement for particle identification has been used. The experimental data have been corrected for multiple Coulomb scattering effects the amount of which has been experimentally estimated using deuterons from reaction (20). Reaction (20) also was used for absolute calibration of the particle spectra. The cross sections of ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ and ${}^4\text{He}$ nuclei are tabulated in Tables 1, 2, 3 and shown in Figs. 4-6. From measurements of elementary reactions (1) and (18) the following cross sections have been found:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{pd} \rightarrow \pi^0 {}^3\text{He}) = (3.2 \pm 0.4) \mu\text{b/sr}$$

and

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{pd} \rightarrow \pi^+ {}^3\text{H}) = (6.8 \pm 1.0) \mu\text{b/sr}$$

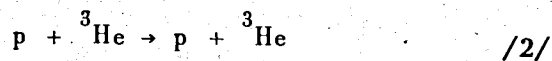
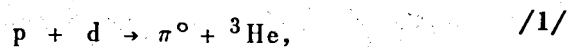
(full dots in Figs. 4a, 5a). In the ${}^3\text{He}$ and ${}^3\text{H}$ spectra besides the maximum of quasielastic proton scattering on three-nucleon clusters near $P = 1800$ MeV/c a significant gain of cross sections at energies kinematically corresponding to the one-pion production processes (5) and (7) on two-nucleon clusters at $P = 1500$ MeV/c is observed. The integrated cross sections for this momentum region are given in Table 4. In the ${}^4\text{He}$ spectra the cross sections with lower momentum monotonously rise without any peculiarities near $P = 1600$ MeV/c due to process (6). Possible reasons for such a behaviour are discussed qualitatively.

1. ВВЕДЕНИЕ

При взаимодействии протонов средней энергии с легкими и средними ядрами в спектрах вторичных частиц, образующихся под малыми углами к пучку, наблюдаются быстрые легкие фрагменты с энергией в сотни МэВ. Так, при энергии протонов 665 МэВ с заметной вероятностью /дифференциальные сечения порядка $10^{-29} - 10^{-32}$ см²/стер МэВ/с/ генерируются ядра d , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ с энергиями до 500-600 МэВ ^{1,2}.

Механизм образования фрагментов столь высокой энергии представляет значительный интерес для исследования кластерной структуры ядер. Так, наиболее высокоэнергетичная часть наблюдаемых спектров может быть связана с процессом квазиупругого рассеяния протонов нуклонными ассоциациями. Сравнение дифференциального сечения образования фрагментов в области пика квазиупругого рассеяния с сечением соответствующего "свободного" рассеяния позволяет оценить полные эффективные числа ассоциаций в ядре-мишени. Можно ожидать, что в тех же условиях проявляются и другие возможные прямые реакции квазисвободного взаимодействия протонов с ассоциациями, в частности, прямые реакции мезообразования на ассоциациях. В этом случае относительно интенсивными могут быть реакции, имеющие бинарный характер, когда в "элементарном" акте взаимодействия протона с ассоциацией возникают две частицы - пион и легкое ядро (${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$).

Действительно, сопоставление дифференциальных сечений процессов



на свободных ядрах d и ${}^3\text{He}$ показывает /2/, что при энергии протонов 660 МэВ сечение образования быстрых ядер ${}^3\text{He}$ под малыми углами в реакции мезообразования заметно больше, чем в упругом рассеянии. В аналогичных условиях дифференциальное сечение образования ядер ${}^4\text{He}$ в реакции



больше, чем в упругом рассеянии



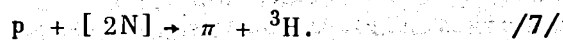
Поэтому генерация ядер гелия в каналах мезообразования на нуклонных ассоциациях типа



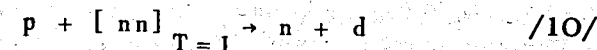
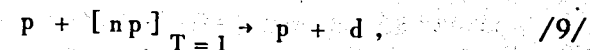
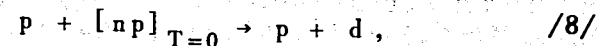
и



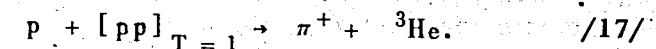
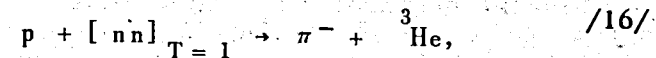
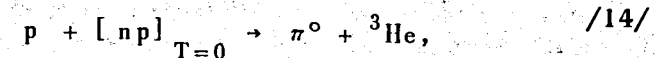
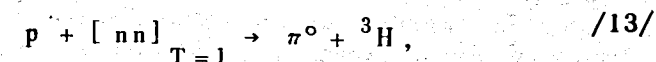
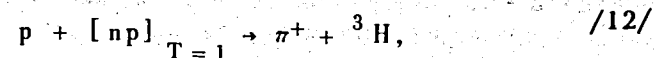
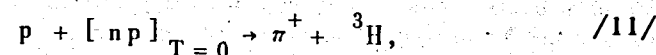
может быть более интенсивной, чем при квазиупругом рассеянии, и давать под малыми углами значительный вклад в спектрах быстрых ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$. /Здесь и ниже квадратные скобки обозначают, что прямая ядерная реакция идет на нуклонах и нуклонных ассоциациях, находящихся в ядрах/. Такую же особенность следует ожидать и в спектрах быстрых ядер трития вследствие протекания процесса



Изучение квазисвободных процессов мезообразования на нуклонных ассоциациях позволяет получить дополнительную информацию о вероятности нуклонного ассоциирования по сравнению с процессами квазиупругого рассеяния. Так, например, при квазиупругом выбивании дейтронов возможны процессы



с участием только $[np]$ - и $[nn]$ -пар в различных изоспиновых состояниях. В то же время в процессах мезообразования на двухнуклонных ассоциациях возможны квазисвободные бинарные реакции, в которых представлены все типы парных ассоциаций нуклонов, включая и ассоциации идентичных нуклонов:



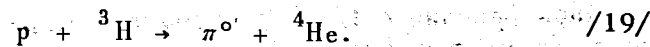
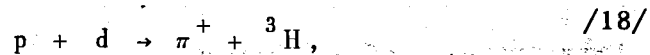
Регистрация обеих быстрых частиц в конечном состоянии реакций /11/-/17/ позволяет в принципе определить относительную вероятность ассоциирования для

каждого типа нуклонных пар в ядре. Некоторые реакции, например /8/, /11/, /14/, дают независимую информацию об ассоциировании определенного типа, и их совместное изучение может служить для оценки точности получаемой информации.

Кроме того, сравнительное изучение различных каналов мезонообразования позволяет проверить выполнимость изотопических соотношений между сечениями этих каналов. Тем самым может быть, в частности, установлена точность полюсного приближения для описания такого типа прямых ядерных реакций.

Перспективность изучения реакций квазисвободного бинарного мезонообразования на ассоциациях зависит от того, насколько отчетливо они могут быть выделены на фоне сопутствующих реакций. Такими реакциями могут быть: а/ прямые реакции неупругого взаимодействия протона с кластером /например, $p + [{}^4\text{He}] \rightarrow p + n + {}^3\text{He}$ /; б/ прямые реакции двойного мезонообразования /например, $p + {}^3\text{He} \rightarrow 2\pi + N + {}^3\text{He}$ /; в/ выбивание кластеров нуклонами каскада, развивающегося в ядре под действием первичного протона и т.д. Последний из упомянутых механизмов обсуждался, например, в работах /3/.

В качестве первого шага важно оценить вклад бинарного канала мезонообразования в спектрах быстрых ядер гелия и трития, измеряемых без совпадения с пионом. Такая информация в настоящее время практически отсутствует. Кроме экспериментов /2/, проведенных в области квазиупругих пиков, известны только измерения спектров ядер гелия, выполненные в области энергий не выше ≈ 100 МэВ фотозмульсионной методикой /см., например, /4/. В связи с этим в настоящей работе были измерены спектры ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$, образующихся при соударении протонов / $T_p = 665$ МэВ/ с ядрами лития, бериллия и углерода в области энергии ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$, кинематически соответствующей процессам мезонообразования в реакциях /1/, /3/ и



2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения проводились на выведенном протонном пучке синхроциклотрона ОИЯИ. Постановка опытов близка к описанной ранее в работе /2/.

В эксперименте использовались мишени из CH_2 , CD_2 , ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}$ толщиной от 0,2 до 1,0 г/см². Ядра ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$, образованные в мишени, отбирались системой щелевых коллиматоров под углом $5,5^\circ$ к пучку и детектировались системой сцинтилляционных счетчиков, разнесенных на базе 12,3 м. Идентификация ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ в потоке частиц с определенным эффективным импульсом осуществлялась отбором по времени пролета между базовыми счетчиками и по значению ионизационных потерь в двух сцинтилляторах. Для выделения ядер ${}^3\text{H}$, кроме того, дополнительно использовался отбор по пробегу в фильтре, помещенном перед счетчиком анти-совпадений.

Некоторые усовершенствования по сравнению с условиями работы /2/ были введены в методику эксперимента. В описываемых измерениях мишени устанавливались в вакуумном боксе, сочлененном с вакуум-проводом, так что регистрируемые частицы проходили весь путь от мишени до последних счетчиков в вакууме. Это позволило исключить поправку на рассеяние в воздушном зазоре отклоняющего магнита. Кроме того, было уменьшено с 0,78 г/см² до 0,22 г/см² количество вещества в первом счетчике на базе, где измерялось время пролета частиц, что также уменьшило поправку на многократное рассеяние.

Блок-схема электроники, использованной в эксперименте /рис. 1/, позволяла осуществлять одномерный и двумерный анализ регистрируемых частиц в амплитудном анализаторе типа АИ-4096 с последующей обработкой спектров на ЭВМ "Минск-22". Возможные просчеты в спектрах, обусловленные мертвым временем анализатора, контролировались путем одновременной регистрации сигналов сцинтилляционного счетчика С6 быстрой пересчетной схемой и анализатором. Величина просчетов при измерениях спектров гелия в основной части экспозиций

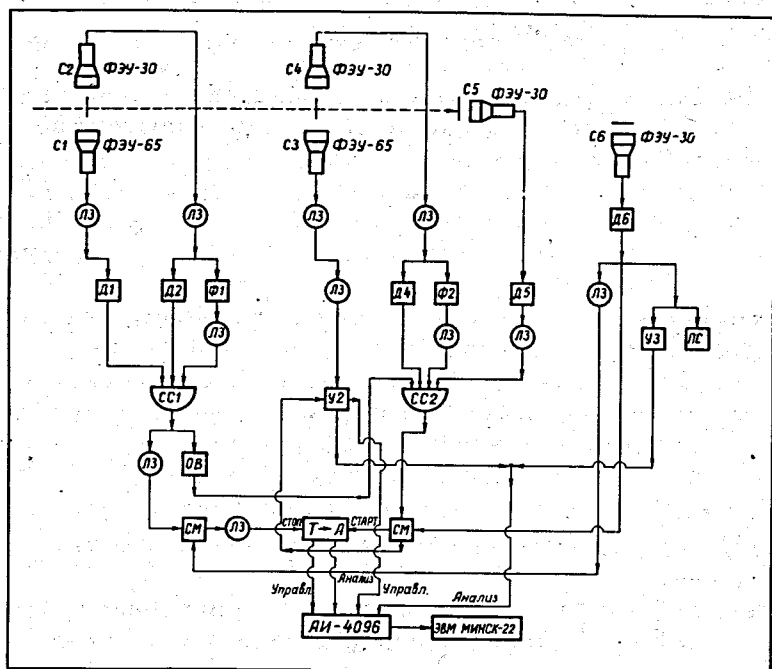


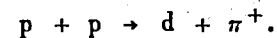
Рис. 1. Блок-схема использованной в эксперименте электронной аппаратуры. С1, С2 - сцинтилляционные счетчики, регистрирующие прохождение частиц через первый /и С3, С4 - через второй/ сцинтиллятор на базе, где измеряется время пролета; С5 - счетчик антисовпадений; С6 - сцинтилляционный счетчик для контроля просчетов; ЛЗ - линия задержки; Д - интегральный дискриминатор; Ф - формирователь; У - усилитель; СМ - сумматор; СС - схема совпадений; Т-А - время-амплитудный конвертор; ПС - пересчетная схема.

не превышала 25%, но в некоторых измерениях достигала 60%.

Выбранные условия регистрации позволяли достаточно четко идентифицировать ядра ^3He , ^4He и ^3H . На рис. 2 показан один из двумерных спектров, полученных при измерении спектров гелия. Эффективность регистрации ядер ^3He , ^3H и ^4He в потоке частиц, отобранных магнитным полем отклоняющего магнита и попадающих в телесный

угол регистрации установки, в наших измерениях близка к 100%.

Для абсолютной калибровки спектров в тех же условиях измерялся выход дейтронов из реакции



/20/

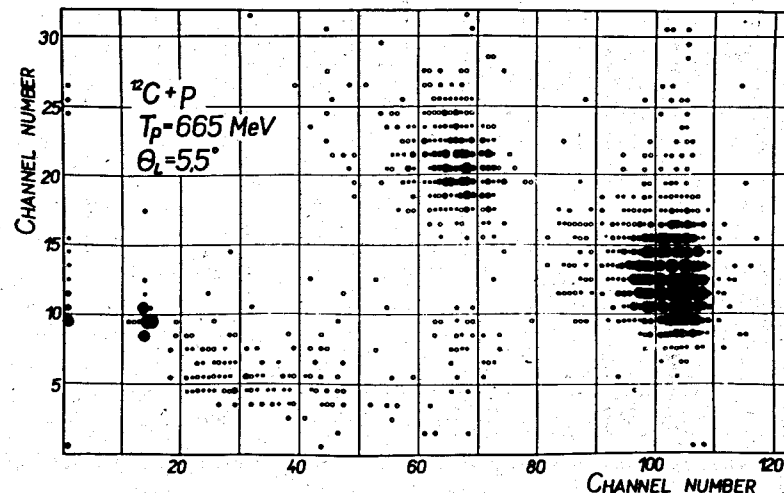


Рис. 2. Двумерный спектр /время пролета - амплитуда/, записанный при регистрации частиц с эффективным импульсом $P = 1540 \text{ МэВ/с}$. Область регистрации ^4He - 55-75 каналы и ^3He - 90-110 каналы по оси время пролета. В 14-15 каналах - пик измерения просчетов. Точки на спектре обозначают: ● - 60 событий; ● - 15-60 событий; ● - 9-14 событий; ● - 5-8 событий; ○ - 2-4 события; ○ - 1 событие.

Типичный импульсный спектр для разностного счета дейтронов от $\text{CH}_2 - \text{C}$ мишеней показан на рис. 3. Для уменьшения возможных систематических погрешностей при калибровке выбирались дейтроны с импульсом, близким к эффективному импульсу регистрируемых ядер: спектры

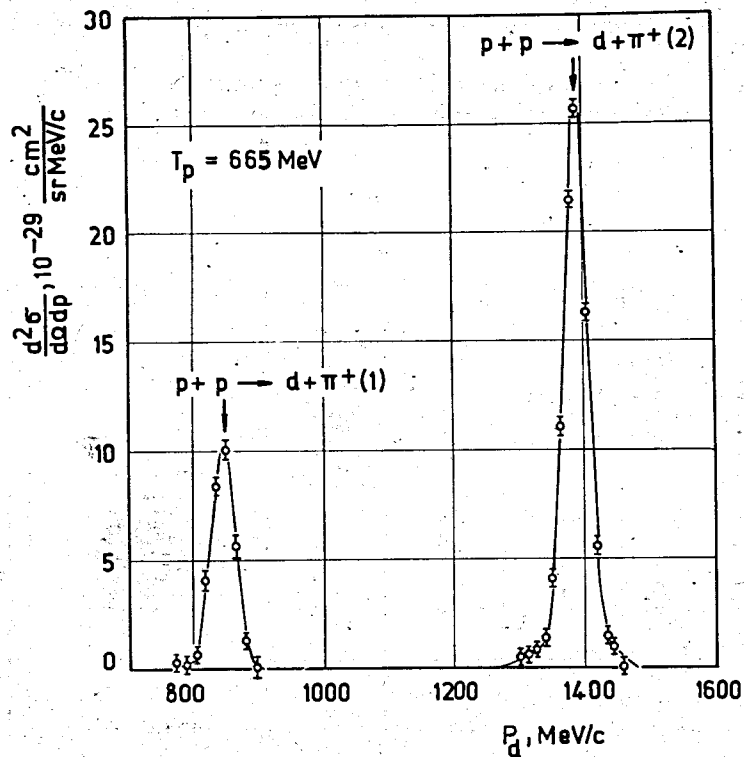


Рис. 3. Спектр дейтронов из реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+$, использованный для калибровки абсолютных значений выхода быстрых фрагментов / $T_p = 665 \text{ МэВ}$, $\theta_d = 5,3^\circ \text{ л.с.}$ /.

гелия нормировались на выход дейтронов низкоэнергетического пика реакции /20/ / $\theta \text{ с.ц.м. } 162^\circ$ /, а спектры ^3He - высокоэнергетического пика /20/ / $\theta \text{ с.ц.м. } 32^\circ$ /.

При калибровке и измерении спектров напряженность магнитного поля в линзах, фокусирующих регистрируемые частицы, устанавливалась пропорционально напряженности поля в отклоняющем магните. Такая процедура не вносила заметных систематических ошибок при измерениях, так как в рабочей области эффективного импульса

акцептанс слабо зависит от напряженности поля в линзах: изменение поля на 5% вызывает изменение скорости счета на 6%.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В интервале импульсов 1000-2000 МэВ/с были измерены спектры ядер ^3He и ^4He с мишенями D , ^6Li , ^9Be , ^{12}C и спектры ядер ^3H с мишенями D , ^6Li и ^{12}C . При обработке спектров учтено небольшое изменение шкалы импульсов, вызываемое подтормаживанием в мишени, и внесена поправка, обусловленная многократным кулоновским рассеянием в сцинтиляторе первых базовых счетчиков. Эта поправка определялась экспериментально измерением зависимости скорости счета дейтронов обоих пиков реакции /20/ от толщины дополнительного рассеивателя, вносимого на пути частиц, вблизи первого сцинтилятора. Величина поправки не превышает 5% в высокоэнергетической части спектра и достигает при наименьших значениях импульса регистрируемых ядер 25% для ^3He и 45% для ^4He .

Указанные в табл. 1-3 и на рис. 4-6 ошибки экспериментальных точек являются чисто статистическими. Кроме того, все точки спектров имеют общую 7-10%-ную погрешность, связанную с абсолютной калибровкой. Неопределенность, обусловленная поправкой на рассеяние, в высокоэнергетической части спектров составляет около процента и возрастает до заметной величины порядка 15% в низкоэнергетической части спектра ^4He и $\approx 20\%$ в низкоэнергетической части спектра ^3He .

Для контроля общей эффективности регистрации ^3He и ^3H время-амплитудным конвертором в некоторых сеансах спектры измерялись методикой задержанных совпадений. Полученные спектры хорошо согласуются в пределах указанных ошибок. Определенной проверкой эффективности регистрации является и сделанное нами измерение дифференциальных сечений реакций /1/ и /18/: $d\sigma/d\Omega (pd \rightarrow \pi^0 ^3\text{He}) = /3,2 \pm 0,4/ \text{ мкбн/стер}$ и $d\sigma/d\Omega (pd \rightarrow \pi^+ ^3\text{H}) = /6,8 \pm 1,0/ \text{ мкбн/стер}$. Экспериментальное значение

Таблица 1
 Энергетические спектры ядер ${}^3\text{He} / T_p = 665 \text{ МэВ}$,
 $\theta_{{}^3\text{He}} = 5,5^\circ /$

${}^6\text{Li} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \dots$		${}^9\text{Be} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \dots$		${}^{12}\text{C} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \dots$	
T, МэВ	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dt}, 10^{-31} \frac{\text{см}^2}{\text{степ МэВ}}$	T, МэВ	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dt}, 10^{-31} \frac{\text{см}^2}{\text{степ МэВ}}$	T, МэВ	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dt}, 10^{-31} \frac{\text{см}^2}{\text{степ МэВ}}$
149	16,3 ± 1,1	163	24,52 ± 0,92	167	19,36 ± 0,36
169	13,8 ± 1,1	190	19,47 ± 0,88	191	17,41 ± 0,17
191	12,21 ± 0,94	207	15,18 ± 0,72	217	15,66 ± 0,30
210	11,77 ± 0,82	224	14,07 ± 0,21	245	13,77 ± 0,20
242	8,27 ± 0,20	236	12,79 ± 0,31	276	12,46 ± 0,27
255	7,00 ± 0,18	247	12,80 ± 0,30	308	10,83 ± 0,21
266	7,04 ± 0,17	270	11,27 ± 0,22	340	9,41 ± 0,13
290	5,85 ± 0,14	283	10,37 ± 0,14	375	7,58 ± 0,13
317	5,13 ± 0,14	297	9,24 ± 0,63	411	4,86 ± 0,08
343	4,93 ± 0,13	311	8,35 ± 0,67	426	4,13 ± 0,08
371	4,05 ± 0,11	324	8,84 ± 0,43	443	3,10 ± 0,08
386	3,61 ± 0,17	338	9,28 ± 0,18	472	2,08 ± 0,06
401	2,19 ± 0,08	348	8,39 ± 0,18	504	1,73 ± 0,06
431	1,08 ± 0,06	363	8,02 ± 0,22	538	1,57 ± 0,02
447	0,92 ± 0,04	390	5,23 ± 0,10	572	1,05 ± 0,05
462	0,65 ± 0,06	408	4,33 ± 0,06	606	0,48 ± 0,04
476	0,70 ± 0,04	420	2,91 ± 0,04	642	0,14 ± 0,01
492	0,80 ± 0,04	437	2,52 ± 0,03		
525	0,84 ± 0,04	452	1,85 ± 0,03		
543	0,65 ± 0,06	466	1,35 ± 0,03		
558	0,44 ± 0,02	482	1,29 ± 0,03		
572	0,20 ± 0,04	504	1,40 ± 0,08		
592	0,05 ± 0,01	519	1,89 ± 0,06		
		536	1,59 ± 0,06		
		545	1,07 ± 0,03		
		565	0,94 ± 0,02		
		581	0,60 ± 0,02		
		599	0,35 ± 0,02		
		613	0,17 ± 0,01		
		632	0,06 ± 0,01		

Таблица 2
 Энергетические спектры ядер ${}^3\text{H} / T_p = 665 \text{ МэВ}$,
 $\theta_{{}^3\text{H}} = 5,5^\circ /$

${}^6\text{Li} + p \rightarrow {}^3\text{H} + \dots$		${}^{12}\text{C} + p \rightarrow {}^3\text{H} + \dots$	
T, МэВ	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dt}, 10^{-31} \frac{\text{см}^2}{\text{степ МэВ}}$	T, МэВ	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dt}, 10^{-31} \frac{\text{см}^2}{\text{степ МэВ}}$
328	3,75 ± 0,92	314	9,9 ± 1,3
343	3,56 ± 0,51	360	6,76 ± 0,91
366	4,30 ± 0,75	378	5,51 ± 0,53
385	3,76 ± 0,44	410	4,26 ± 0,51
411	2,71 ± 0,37	447	2,42 ± 0,48
431	1,78 ± 0,24	472	2,02 ± 0,43
456	0,94 ± 0,22	500	0,96 ± 0,49
474	0,66 ± 0,39	521	0,91 ± 0,41
490	0,46 ± 0,21	545	0,66 ± 0,37
515	0,43 ± 0,19	567	0,54 ± 0,13
538	0,46 ± 0,22	592	0,20 ± 0,12
556	0,15 ± 0,13		
585	0,18 ± 0,21		

Таблица 3
Энергетические спектры ядер ${}^4\text{He}$ / $T_p = 665 \text{ МэВ}$,
 $\theta_{{}^4\text{He}} = 5,5^\circ /$

${}^6\text{Li} + p \rightarrow {}^4\text{He} + \dots$		${}^9\text{Be} + p \rightarrow {}^4\text{He} + \dots$		${}^{12}\text{C} + p \rightarrow {}^4\text{He} + \dots$	
$T, \text{МэВ}$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dt} \cdot 10^{-32} \frac{\text{см}^2}{\text{стер}} / \text{МэВ}$	$T, \text{МэВ}$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dt} \cdot 10^{-32} \frac{\text{см}^2}{\text{стер}} / \text{МэВ}$	$T, \text{МэВ}$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dt} \cdot 10^{-32} \frac{\text{см}^2}{\text{стер}} / \text{МэВ}$
206	$13,49 \pm 0,69$	170	$38,9 \pm 1,9$	174	$67,4 \pm 2,4$
225	$10,70 \pm 0,60$	180	$34,3 \pm 1,7$	182	$69,3 \pm 2,3$
246	$7,86 \pm 0,49$	187	$32,6 \pm 1,6$	189	$57,9 \pm 2,0$
268	$6,67 \pm 0,42$	195	$29,6 \pm 1,5$	198	$60,8 \pm 2,1$
290	$6,06 \pm 0,38$	203	$26,2 \pm 1,3$	202	$55,9 \pm 1,9$
313	$4,33 \pm 0,31$	212	$23,59 \pm 0,86$	217	$46,8 \pm 1,6$
337	$2,79 \pm 0,25$	222	$18,78 \pm 0,48$	236	$33,5 \pm 1,2$
347	$1,83 \pm 0,17$	232	$16,34 \pm 0,89$	254	$24,9 \pm 1,0$
360	$1,76 \pm 0,17$	242	$14,67 \pm 0,79$	275	$20,77 \pm 0,55$
385	$1,07 \pm 0,14$	252	$14,68 \pm 0,77$	298	$16,11 \pm 0,53$
398	$0,77 \pm 0,16$	263	$12,57 \pm 0,70$	307	$14,88 \pm 0,65$
410	$0,64 \pm 0,12$	272	$11,81 \pm 0,66$	319	$12,39 \pm 0,31$
424	$0,48 \pm 0,11$	283	$11,46 \pm 0,62$	332	$11,13 \pm 0,61$
439	$0,63 \pm 0,11$	294	$9,90 \pm 0,56$	342	$9,21 \pm 0,32$
449	$0,67 \pm 0,09$	306	$8,80 \pm 0,55$	355	$8,09 \pm 0,49$
470	$0,63 \pm 0,10$	316	$7,53 \pm 0,54$	367	$5,86 \pm 0,29$
477	$0,41 \pm 0,07$	328	$6,60 \pm 0,41$	379	$4,40 \pm 0,31$
497	$0,29 \pm 0,04$	338	$5,95 \pm 0,40$	392	$3,34 \pm 0,28$
506	$0,17 \pm 0,04$	351	$4,50 \pm 0,34$	404	$2,67 \pm 0,23$
		364	$3,70 \pm 0,29$	418	$2,02 \pm 0,16$
		377	$2,87 \pm 0,26$	430	$1,76 \pm 0,18$
		388	$2,08 \pm 0,24$	445	$1,87 \pm 0,18$
		402	$1,67 \pm 0,21$	458	$1,50 \pm 0,13$
		414	$0,80 \pm 0,14$	470	$1,09 \pm 0,13$
		426	$1,09 \pm 0,16$	486	$1,05 \pm 0,13$
		440	$0,72 \pm 0,11$	513	$0,69 \pm 0,11$
		455	$0,90 \pm 0,11$	543	$0,06 \pm 0,02$
		466	$0,98 \pm 0,13$		
		481	$0,86 \pm 0,11$		
		495	$0,60 \pm 0,06$		
		508	$0,40 \pm 0,08$		
		522	$0,37 \pm 0,06$		
		539	$0,14 \pm 0,04$		
		553	$0,08 \pm 0,02$		

Таблица 4
Дифференциальные сечения образования ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ пронигрированные по импульсу в интервале, кинематически соответствующем процессу одиночного мезообразования на двух- и трехнуклонных ассоциациях

Интервал импульса, МэВ/с	${}^3\text{He}$		${}^4\text{He}$	
	1300-1700	1400-1700	1400-1700	1400-1800
ядро-мишень	$\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot 10^{-29} \frac{\text{см}^2}{\text{стер}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot 10^{-29} \frac{\text{см}^2}{\text{стер}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot 10^{-29} \frac{\text{см}^2}{\text{стер}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot 10^{-30} \frac{\text{см}^2}{\text{стер}}$
${}^6\text{Li}$	$6,18 \pm 0,07$	$3,89 \pm 0,06$	$3,96 \pm 0,25$	$5,39 \pm 0,16$
${}^9\text{Be}$	$11,22 \pm 0,15$	$7,18 \pm 0,06$	—	$10,57 \pm 0,19$
${}^{12}\text{C}$	$13,03 \pm 0,10$	$8,50 \pm 0,08$	$7,19 \pm 0,43$	$17,24 \pm 0,23$

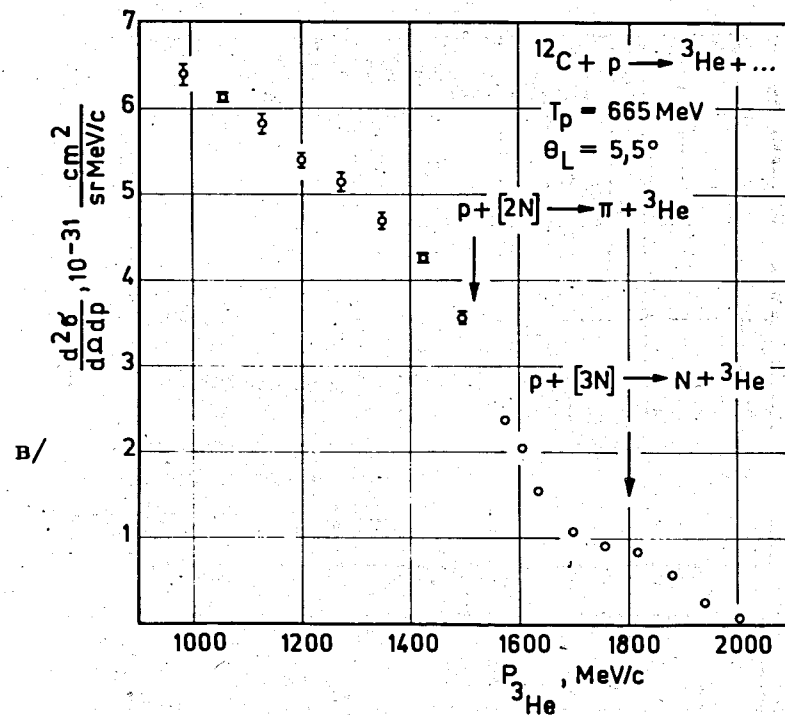
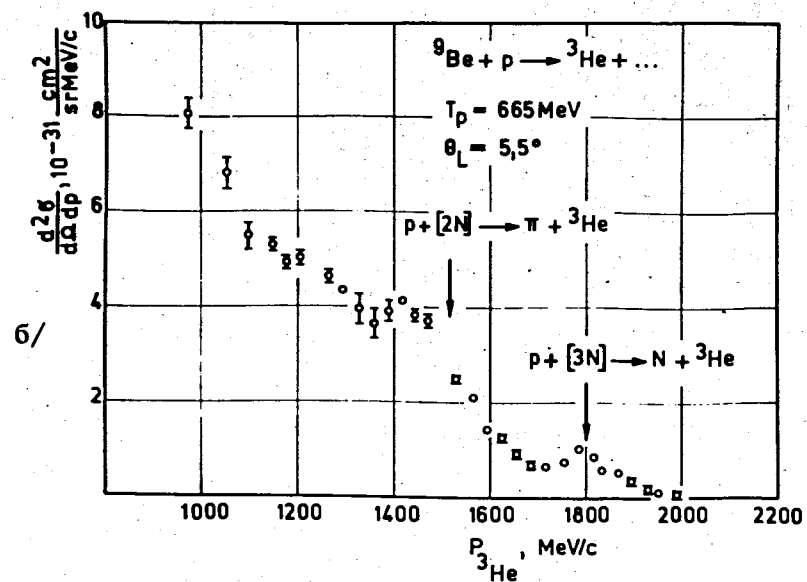
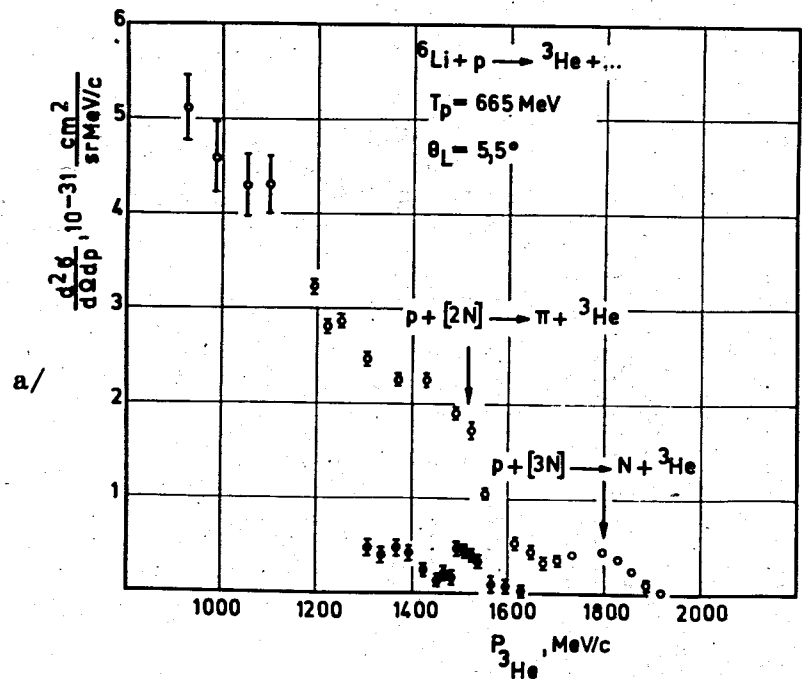


Рис. 4. Спектры ядер ${}^3\text{He}$, образованных при взаимодействии протонов с энергией 665 МэВ с ядрами ${}^6\text{Li}$ /а/, ${}^9\text{Be}$ /б/ и ${}^{12}\text{C}$ /в/ под углом $5,5^\circ$ в лаб. с. Стрелки указывают значения импульсов ядер ${}^3\text{He}$ от бинарных реакций на свободных ядрах d и ${}^3\text{He}$ /процессы /1/ и /2//. Черные точки на рис. 4а - выход ${}^3\text{He}$ из реакции /1/.

отношения этих сечений $2,1 \pm 0,3$ согласуется с величиной 2, вытекающей из изотопических соотношений для этих реакций.

Участки спектров ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, кинематически отвечающие квазиупругому рассеянию протонов на трех- и четы-

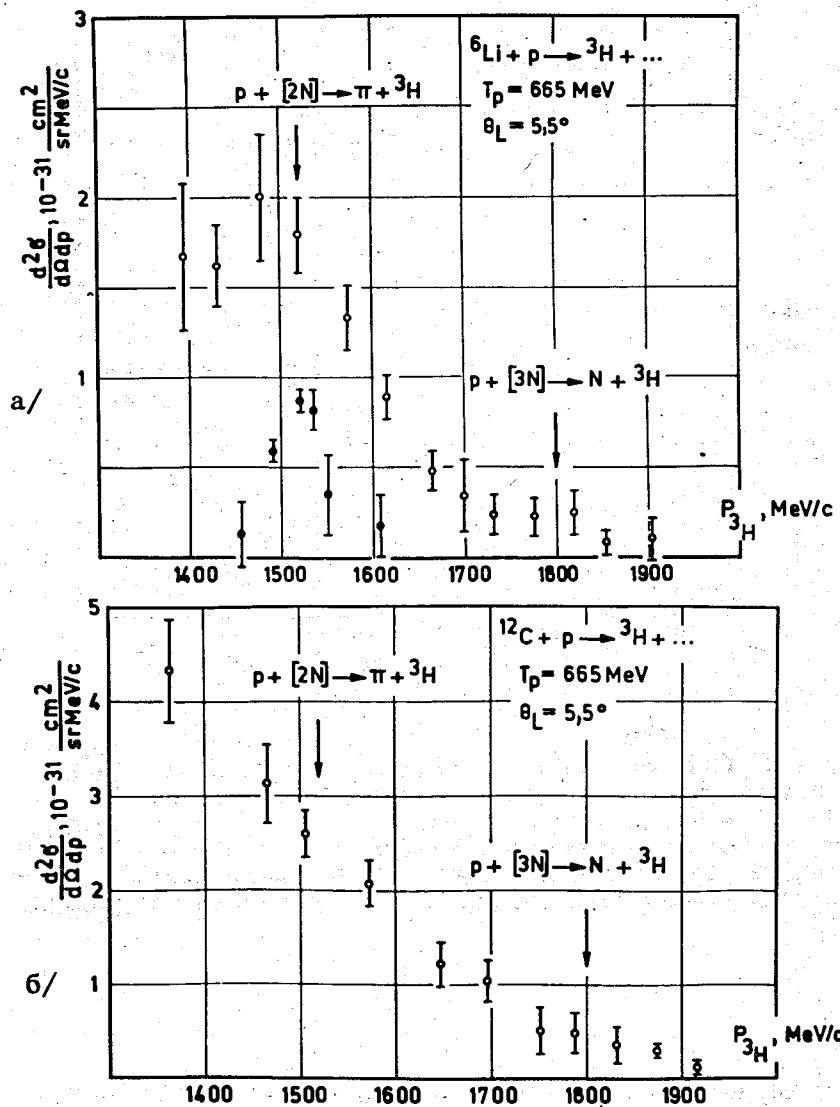
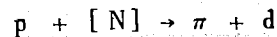


Рис. 5. Спектры ядер ${}^3\text{H}$, образованных при взаимодействии протонов с энергией 665 МэВ с ядрами ${}^6\text{Li}$ /а/ и ${}^{12}\text{C}$ /б/ под углом $5,5^\circ$ в лаб. с. Стрелки указывают значения импульсов ядер ${}^3\text{H}$ от бинарных реакций на свободных ядрах d и ${}^3\text{H}$. Черные точки на рис. 5а - выход ${}^3\text{H}$ из реакции /18/.

рехнуклонных ассоциациях, практически совпадают с такими же спектрами, полученными ранее в работе /2/.* Дифференциальные сечения образования ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$, проинтегрированные по импульсу в интервалах, кинематически соответствующих процессам /5/-/7/, приведены в табл. 4.

Как видно из рис.4-6, на спектрах ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$, полученных с мишенями ${}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$, достаточно четко выделяется только пик квазиупругого рассеяния. В области энергий, кинематически соответствующих квазисвободным бинарным процессам /11/-/17/, наблюдается только резкое увеличение выхода быстрых ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$.

Отсутствие четко выраженных пиков в спектрах вблизи $P_{3\text{H}} = P_{3\text{He}} = 1520 \text{ МэВ/с}$, $P_{4\text{He}} = 1600 \text{ МэВ/с}$ значительно отличает эти спектры от спектров дейтронов /7/, измеренных в аналогичных условиях: в спектрах дейтронов квазисвободный бинарный процесс мезообразования на нуклонах



/21/

проявляется в виде интенсивного пика при P_d около 1370 МэВ/с / $\theta_d = 6,5^\circ$.

Наблюдаемое различие спектров дейтронов и более тяжелых фрагментов качественно можно объяснить следующим:

1/ Угловая зависимость дифференциального сечения реакций /1/, /3/ и /20/ имеет различный характер, что приводит к отличию в отношении наблюдаемого выхода

* Отличие на постоянный коэффициент 1,3 обусловлено тем, что в /2/ для абсолютной калибровки использовалось сечение низкоэнергетичного пика реакции /20/, взятое из /5/, в то время как в данной работе бралось более точное значение сечения, полученное в /6/ на основе всех имеющихся в настоящее время измерений сечения этой реакции.

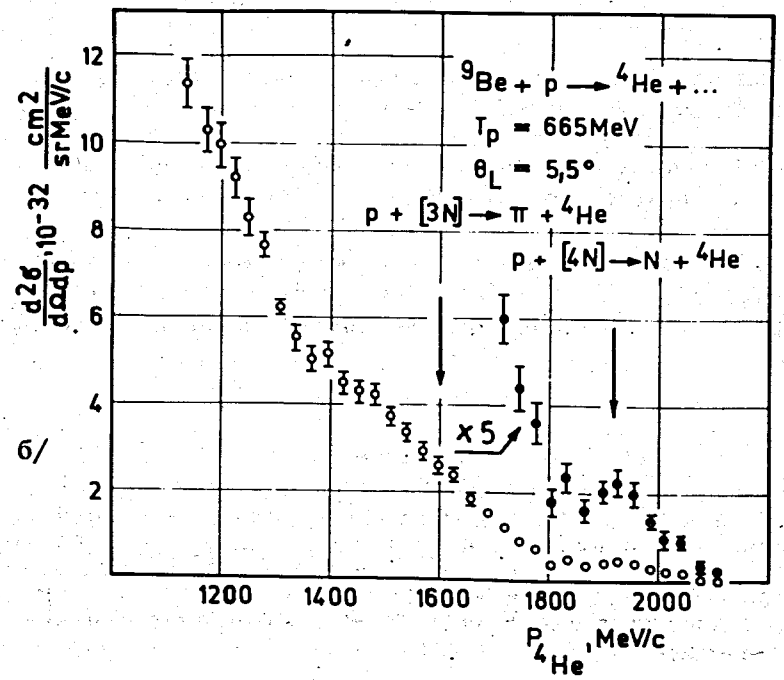
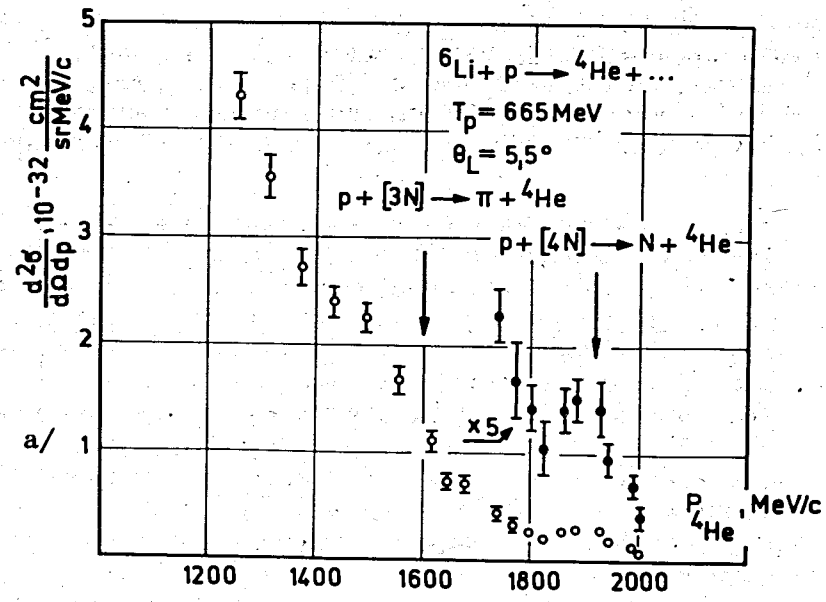
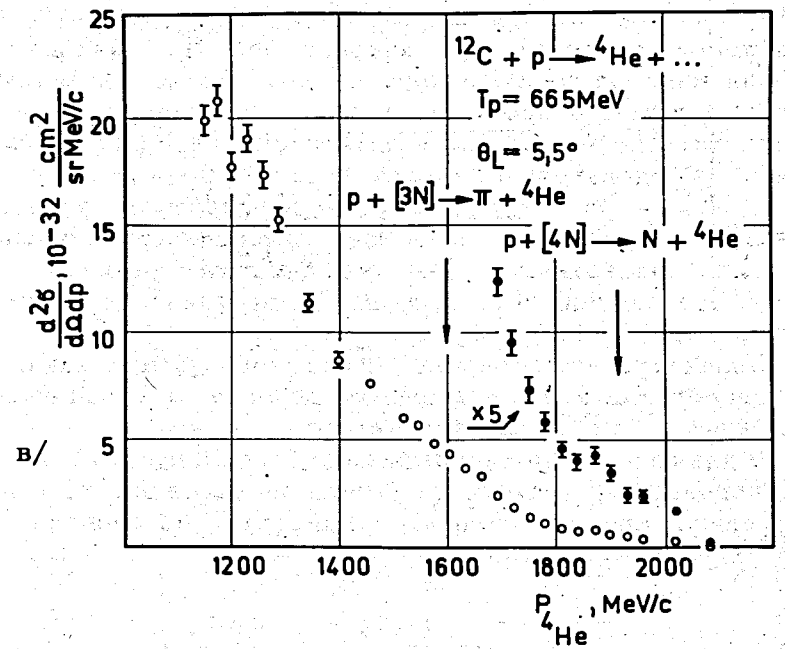


Рис. 6. Спектры ядер ${}^4\text{He}$, образованных при взаимодействии протонов с энергией 665 МэВ с ядрами ${}^6\text{Li}$ /а/, ${}^9\text{Be}$ /б/ и ${}^{12}\text{C}$ /в/ под углом $5,5^\circ$ в лаб.с. Стрелки указывают значения импульсов ядер ${}^4\text{He}$ от бинарных реакций на свободных ядрах ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ /процессы /3/ и /4//.



“высокоэнергетичных” и “низкоэнергетичных” дейтронов и ядер гелия и трития. Если в реакции /20/ выход дейтронов в “высокоэнергетичном” пике в 2,5 раза выше, чем в “низкоэнергетичном”, то соответствующее отношение для ${}^3\text{He}$ составляет согласно данным /8,9/ $0,3 \div 0,5$, а для ${}^4\text{He}$ согласно работам /10,11/ - $0,1 \div 0,2$. Это означает, что вклад каналов мезообразования увеличивает выход ядер гелия и трития преимущественно в “мягкой” части спектра / $P_{{}^3\text{He}} \approx P_{{}^3\text{H}} \approx 750 \text{ МэВ/с}$, $P_{{}^4\text{He}} \approx 700 \text{ МэВ/с}$ /. В сочетании с другими интенсивными механизмами, дающими ядра гелия и трития с энергиями

ниже 100-200 МэВ /“каскадный”, “испарительный”/, обсуждаемый механизм формирует монотонно спадающие с энергией спектры.

2/ С увеличением массы частицы, покоящейся в лаб. системе, при фиксированной энергии налетающих частиц возрастает доступная энергия в с.ц.м. взаимодействующих частиц. Поэтому, если парное мезообразование на отдельных нуклонах при энергии 665 МэВ находится вблизи кинематического порога, то при взаимодействии с двумя и тем более тремя нуклонами его вклад должен возрастать по отношению к одиночному мезообразованию /9/. Следовательно, каналы типа $p + [2N] \rightarrow 2\pi + {}^3\text{He}$ и $p + [3N] \rightarrow 2\pi + {}^4\text{He}$, дающие непрерывный участок спектра ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ между “высокоэнергетичным” и “низкоэнергетичным” пиками бинарных реакций /5/ и /6/, дополнительно сглаживают энергетическое распределение ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$.

Количественные оценки возможного вклада каналов мезообразования в измеренной области спектров будут обсуждаться в следующей работе.

В заключение авторы выражают благодарность Г. Мотцу, принявшему участие в проведении расчетов, которые позволили оценить точность спектров, обусловленную многократным кулоновским рассеянием.

Литература

1. Л.С.Ажгирей и др. ЖЭТФ, 33, 1185 /1957/.
2. В.И.Комаров и др. ЯФ, 11, 711 /1970/.
3. В.С.Барашенков, О.Б.Абдинов. ОИЯИ, Р2-4568, Дубна, 1969; ОИЯИ, Р2-5939, Дубна, 1971.
4. А.П.Жданов, П.И.Федотов. ЖЭТФ, 43, 835 /1962/.
5. М.Г.Мещеряков, Б.С.Неганов. ДАН СССР, 100, 677 /1955/.
6. В.И.Комаров и др. ЯФ, 16, 234 /1972/.
7. Л.С.Ажгирей и др. ОИЯИ, Р1-6308, Дубна, 1972.
8. Yu.K.Akimov et al. Nucl.Phys., 30, 258 (1962).
9. N.E.Booth. Phys.Rev., 132, 2305 (1963).
10. Ю.К.Акимов и др. ЖЭТФ, 41, 708 /1961/.
11. K.Gabathuler et al. Nucl.Phys., B40, 32 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел
7 марта 1974 года.

Комаров В.И., Косарев Г.Е., Кузьмин Е.С.,
Молоканов А.Г., Решетников Г.П., Савченко О.В.,
Теш З.

PI - 7784

Спектры быстрых ядер гелия-3, трития и гелия-4, образующихся при взаимодействии протонов с энергией 665 МэВ с легкими ядрами

Измерены высокоэнергетичные участки спектра ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ ($P_{{}^3\text{He}} > 900$ МэВ/с, $P_{{}^3\text{H}} > 1400$ МэВ/с, $P_{{}^4\text{He}} > 1200$ МэВ/с), образующихся при взаимодействии протонов с энергией 665 МэВ с ядрами ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}$ под углом $5,5^\circ$ к протонному пучку. Наблюдается значительное увеличение выхода этих ядер при энергиях, кинематически соответствующих квазисвободным бинарным реакциям мезообразования на 2- и 3-нуклонных ассоциациях в ядрах мишеней.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1974

Komarov V.I., Kosarev G.E., Kuzmin E.S.,
Molokanov A.G., Reshetnikov G.P., Savchenko O.V.,
Tesch S.

PI - 7784

Spectra of Fast Helium-3, Tritium and Helium-4
Nuclei Produced in Interactions of 665 MeV Protons with
Light Nuclei

See the Summary on the reverse-side of the title-page.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974