

T-547

Лаборатория ядерных реакций

Д.И.Толченко

На правах рукописи.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕР СРЕДНЕГО АТОМНОГО ВЕСА В

( *d.n* ) РЕАКЦИЯХ

055: ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Автореферат диссертации на соискание  
ученой степени кандидата физико-матема-  
тических наук

г. Дубна, 1968 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных реакций

Д. Л. Толченков

На правах рукописи.

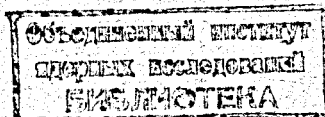
ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕР СРЕДНЕГО АТОМНОГО ВЕСА В

(*d, n*) РЕАКЦИЯХ

055: ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Автореферат диссертации на соискание  
ученой степени кандидата физико-матема-  
тических наук

г. Дубна, 1968 г.



Работа выполнена в Институте теоретической и экспериментальной физики г. Москва.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник В.В.Окороков.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник Н.А.Власов /ИАЭ/

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Ю.Г.Абов (ИТЭФ)

Ведущее предприятие: Ленинградский Государственный Университет

Автореферат разослан 18/X 1968 г.

Защита диссертации состоится 22/XII 1968 г. на заседании Об"единенного Ученого Совета ЛФ и ЛЯР ОИЯИ Дубна, Московской области, конференц-зал ЛЯР.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ

*Горюх*

Ю.Т.ЧУБРКОВ.

Изучение прямых ядерных реакций позволяет получить ряд ценных сведений о структуре ядра. С развитием экспериментальной техники за последние годы прямые ядерные реакции стали еще шире применяться при изучении атомных ядер.

Особенно большой вклад в исследование ядерной структуры внесли реакции срыва ( $d, p$ ) и ( $d, n$ ). В реакциях ( $d, p$ ) нейтрон переходит из дейтрона в ядро-мишень, при этом происходит заполнение нейтронных оболочек, в первую очередь здесь получают информацию о нейтронных состояниях начальных и конечных ядер.

Реакции срыва ( $d, n$ ), в свою очередь, позволяют исследовать протонные оболочки ядер. Широко распространенным методом обработки экспериментальных данных, получаемых из реакций ( $d, p$ ) и ( $d, n$ ) является метод искаженных волн (м.и.в.) [1], учитывающий искажения падающей и уходящей волн; в отличие от метода плоских волн [2].

Метод искаженных волн, учитывающий кулоновское и ядерное искажения, есть первое приближение теории возмущений. Т.к. в этом методе к гамильтониану сильного взаимодействия применяется теория возмущений, то м.и.в. является теоретически необоснованным. В связи с этим были проведены специальные исследования для проверки м.и.в. (см. например [3]), в которых получено, что метод при коррентном подборе потенциалов позволяет предсказывать абсолютные сечения с точностью  $\sim 20\%$ . Недавно была предложена дисперсионная



теория прямых реакций [4], которая свободна от недостатков, присущих м.и.в. Однако здесь трудно отбирать диаграммы, существенные в каждом конкретном случае. По-видимому, в дальнейшем будут составлены программы для численного расчета сечений реакций  $(d,p)$  и  $(d,n)$ , использующие эту теорию.

Если в реакциях  $(d,p)$  нейтронные оболочки ядер среднего атомного веса ( $A \sim 40-70$ ) изучены достаточно полно, то аналогичное изучение протонных состояний в реакциях  $(d,n)$  практически до настоящего времени не проведено. Это было связано с экспериментальными трудностями при изучении  $(d,n)$  реакций (большой фон  $\gamma$ -лучей, трудности измерения спектров быстрых нейтронов с хорошим разрешением и т.д.).

Диссертация посвящена изучению реакций срыва  $(d,n)$  на ядрах среднего атомного веса:  $Co^{59}(d,n)Ni^{60}$ ,

$Ni^{58}(d,n)Cu^{59}$ ,  $Ni^{60}(d,n)Cu^{61}$ ,  $Ni^{62}(d,n)Cu^{63}$ ,  
 $Ni^{64}(d,n)Cu^{65}$ ,  $Cu^{63}(d,n)Zn^{64}$ ,  $Cu^{65}(d,n)Zn^{66}$ ,  
 $Zn^{64}(d,n)Ga^{65}$ ,  $Zn^{66}(d,n)Ga^{67}$ ,  $Zn^{68}(d,n)Ga^{69}$  [5-10].

Диссертация состоит из четырех глав. В первой главе рассматривается м.и.в. для прямых ядерных реакций  $(d,n)$ . М.и.в. позволяет определить дифференциальное сечение реакции, а из сравнения теоретического и экспериментального хода угловых распределений найти угловой момент захваченного протона. Так как м.и.в. [1] учитывает искажения во входном и выходном каналах, то он дает лучшее согласие с экспериментом, чем метод плоских волн Батлера [2].

Рассматривается также модель парных корреляций [II], которая применяется для расчета вероятностей незаполненности  $u_j^2$  оболочек ядер-мишеней  $Ni$  и  $Zn$ .

В диссертации предложено правило сумм для  $(d,n)$  реакций, которое основывается на правилах сумм Йошиды [12], а также Манфарлейна и Френга [13]. Введенное правило сумм позволяет рассчитать одночастичные силы переходов  $(2j+1)c^2S$  в  $(d,n)$  реакциях с учетом расщепления конечных состояний по изобарическому спину и применением модели парных корреляций.

Во второй главе описываются основные методы спектроскопии быстрых нейтронов. Здесь вводятся характеристики нейтронного спектрометра. Основное внимание уделено методу времени пролета, при помощи которого проведено измерение спектров нейтронов в эксперименте.

Хотя метод времени пролета применялся для исследований на медленных нейтронах в течение многих лет, однако его распространение на область быстрых нейтронов стало возможным лишь в последние 10-15 лет. Это было связано с экспериментальными трудностями, т.к. необходимо было регистрировать временные интервалы  $10^{-9}-10^{-7}$  сек. Возможность создания спектрометров быстрых нейтронов появилась благодаря развитию наносекундной техники. Наиболее эффективный и точный спектрометр по времени пролета можно создать, используя импульсный источник нейтронов.

В диссертации рассматриваются требования, предъявляемые к основным узлам спектрометра:

- импульсному источнику нейтронов;
- схемам получения "меток времени";
- детектору быстрых нейтронов;
- временному анализатору, использующему различные способы расширения временного масштаба.

Особенно широкое распространение получило использова-

ние радиочастотного варьберного метода расширения времени для измерения коротких временных интервалов (принцип "нионуса"). На основе этого метода построен и спектрометр быстрых нейтронов ИТЭФ.

В третьей главе даны характеристики спектрометра ИТЭФ [14, 15] (рис. 1), который использует циклотрон в качестве импульсного источника нейтронов. Описана работа спектрометра в условиях отсутствия стабилизации основных параметров циклотрона.

Далее рассматривается принцип работы системы регистрации и схемы получения "меток времени", разработанных автором совместно с В.В.Окороковым. Спектры нейтронов в ( $d, n$ ) реакциях на ядрах-мишенях  $Co^{59}$ ,  $Ni^{58,60,62,64}$ ,  $Cu^{63,65}$ ,  $Zn^{64,66,68}$  были измерены методом времени пролета на циклотроне ИТЭФ с применением многоканального спектрометра быстрых нейтронов наносекундного диапазона [14, 15]. Пролетное расстояние равнялось 15 м и 14,1 м (при изучении аналоговых состояний ядер  $Cu^{59,61}$ ). Энергия ускоренных дейтронов  $E_d = (11,7 \pm 0,07)$  Мэв и  $E_d = (11,2 \pm 0,07)$  Мэв (при исследовании аналоговых состояний). Мишени представляли собой самоподдерживающиеся металлические фольги, использовались также мишени, нанесенные электролизом на платиновую подложку.

Ширина канала временного анализатора, работающего по принципу "нионуса"; составляла  $\sim 1$  нсек. Нейтроны регистрировались сцинтилляционным счетчиком с кристаллом стильбена размером:  $\phi = 40$  мм,  $h = 50$  мм. Эффективность регистрации  $\gamma$ -лучей была резко снижена, благодаря введению дискриминации по форме сцинтилляционной вспышки от  $\gamma$ -лучей и нейтронов.

В четвертой главе содержатся полученные экспериментальные результаты из реакций  $Co^{59}(d, n)Ni^{60}$ ,  $Ni^{58,60,62,64}(d, n)Cu^{59,61,63,65}$ ,  $Cu^{63,65}(d, n)Zn^{64,66}$  и  $Zn^{64,66,68}(d, n)Ga^{65,67,69}$ . Как уже отмечалось, м.и.в. является наиболее распространенным методом расчета прямых ядерных реакций. Здесь рассматриваются основные предположения м.и.в. и неточности в определении абсолютных сечений ( $d, n$ ) реакций, к которым эти предположения могут привести. Входными параметрами для расчета по м.и.в. служили: энергия бомбардирующих дейтронов  $E_d$ ;  $Q$  - реакции;  $A, Z, J_0$  для ядра - мишени; масса и заряд дейтронов и протонов; масса нейтрона; параметры оптического потенциала  $V_0, \tau_{0s}, a_s, W, \tau_{0l}, a_l, \tau_{0c}$  для дейтронов и нейтронов;  $\tau_{0p}$  и  $a_p$  для захваченных протонов;  $l_p$  - орбитальный угловой момент захваченного протона и  $l$  - главное квантовое число. Потенциал, в котором рассчитывалась волновая функция захваченного протона был взят в виде потенциала Будса-Саксона без учета спин-орбитального взаимодействия. Глубина потенциала определялась по энергии связи последнего протона в ядре. Величины геометрических параметров потенциала для всех исследованных ядер были выбраны следующими:  $\tau_{0p} = 1,25$  ф,  $a_p = 0,60$  ф.

Действительные и мнимые части дейтронного оптического потенциала имели следующие величины: для реакции  $Co^{59}(d, n)Ni^{60}$ ; ( $V_d = 89,1$  Мэв,  $W_d = 20,9$  Мэв);  $Ni^{60}(d, n)Cu^{61}$  ( $V_d = 92,0$  Мэв,  $W_d = 23,7$  Мэв);  $Cu^{63}(d, n)Zn^{64}$  ( $V_d = 94,6$  Мэв,  $W_d = 22,2$  Мэв);  $Zn^{64}(d, n)Ga^{65}$  ( $V_d = 94,8$  Мэв,  $W_d = 22,5$  Мэв). Геометрические параметры потенциала для всех реакций:  $\tau_{0s} = 1,15$  ф,  $\tau_{0l} =$

$$= 1,34 f, a_c = 0,81 f, a_I = 0,68 f, z_{oc} = 1,25 f$$

В нейтронном канале для всех ядер использовались одинаковые параметры оптического потенциала:  $V_n = 44,0$  Мэв,  $W_n = 11,0$  Мэв,  $z_{os} = 1,25 f$ ,  $z_{oI} = 1,25 f$ ,  $a_c = 0,65 f$ ,  $a_I = 0,98 f$ . Расчеты по м.и.в. проводились на вычислительной машине М-20 ЛУ по программе составленной Гридневым К.А. и др. [16]. Там же был проведен расчет вероятностей незаполненности  $u_j^2$  по модели парных корреляций. Константа парного взаимодействия была взята равной  $G = 24/A$

Экспериментальные значения сечений  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  в  $(d,n)$  реакциях определялись сравнением интенсивности разрешенных нейтронных пиков с интенсивностью нейтронов в реакции  $D(d,n)He^3$ .

Относительный код углового распределения нейтронов был получен измерением выхода нейтронов для разрешенных групп в интервале углов  $2^\circ + 35^\circ$ .

В диссертации приведены спектры нейтронов и угловые распределения для разрешенных групп нейтронов из реакций  $Co^{59}(d,n)Ni^{60}$ ,  $Ni^{58,60,62,64}(d,n)Cu^{59,61,63,65}$ ,  $Cu^{63,65}(d,n)Zn^{64,66}$ ,  $Zn^{64,66,68}(d,n)Ga^{65,67,69}$  (для иллюстрации на рис. 2 приведены спектры нейтронов в реакциях  $Ni^{58,60}(d,n)Cu^{59,61}$ , а на рис. 3 угловые распределения в реакции  $Ni^{58}(d,n)Cu^{59}$ ).

Для большинства разрешенных уровней конечных ядер были определены: энергия возбуждения с точностью  $\sim 50$  кэв; орбитальный угловой момент захваченного протона  $\ell_p$ ; величина абсолютного сечения переходов в конечные состояния для углов  $2^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 14^\circ, 17^\circ, 23^\circ, 30^\circ$  и  $35^\circ$  л.с., значения одночастичных сил разрешенных уровней  $\frac{2j+1}{2j_0+1} c^2 s$ ; для неко-

торых уровней, используя предложенное правило сумм, указан полный момент  $J$ . Основные результаты, полученные из реакций  $Ni^{58,60,62,64}(d,n)Cu^{59,61,63,65}$ ,  $Zn^{64,66,68}(d,n)Ga^{65,67,69}$  следующие (в скобках указано  $(2j+1)c^2 s$ ,  $J_0 = 0$  для  $Ni$  и  $Zn$ ).

$Cu^{59}(\ell = 1)$ :  $E^* = 0,0(2,71)$ ;  $0,50(1,86)$ ;  $2,31(0,36)$ ;  $[3,12 + 2,99](0,19)$ ;  $3,88(1,12)$ ;  $4,33(0,35)$ ;  $4,79(0,08)$ ;  $5,19(0,21)$ ; ( $\ell = 2$ ):  $E^* = 3,59(1,16)$ ; ( $\ell = 3$ ):  $E^* = 0,91(5,35)$ ; ( $\ell = ?$ ):  $E^* = 1,29$ ;

$Cu^{61}(\ell = 0)$ :  $E^* = 3,84$ ;  $5,68$ ; ( $\ell = 1$ ):  $E^* = 0,0(2,76)$ ;  $0,48(1,52)$ ;  $1,94(0,65)$ ;  $2,82(0,21)$ ;  $3,05(0,27)$ ;  $6,42(0,37)$ ;  $6,68(0,29)$ ;  $7,13$ ; ( $\ell = 2$ ):  $E^* = 3,46$ ;  $4,47$ ; ( $\ell = 3$ ):  $E^* = 0,98(3,46)$ ;  $1,41(2,01)$ ; ( $\ell = ?$ ):  $E^* = 2,34, 3,23, 4,90, 5,24, 5,91, 7,37, 7,62$ ;

$Cu^{63}(\ell = 1)$ :  $E^* = 0,0(2,44)$ ;  $0,70(1,56)$ ;  $2,02(0,58)$ ;  $2,65(0,16)$ ;  $2,81(0,53)$ ;  $3,47(0,36)$ ;  $4,03(0,19)$ ; ( $\ell = 3$ ):  $E^* = 1,39$ .

$Cu^{65}(\ell = 1)$ :  $E^* = 0,0(2,41)$ ;  $0,77(1,36)$ ;  $1,72(0,10)$ ;  $2,22(0,68)$ ;  $[2,65 + 2,91](0,66)$ ;  $3,11(0,15)$ ;  $3,49(0,24)$ ; ( $\ell = 3$ ):  $E^* = 1,54(6,65)$ ; ( $\ell = ?$ ):  $E^* = 4,05$ .

$Ga^{65}(\ell = 1)$ :  $E^* = 0,00(3,00)$ ;  $0,72(1,24)$ ;  $1,62(0,14)$ ;  $2,00(0,41)$ ; ( $\ell = 3$ ):  $E^* = 2,00(4,1)$ ; ( $\ell = ?$ ):  $E^* = 1,21, 2,30$ .

$Ga^{67} (\ell = 1) E^* = [0.00 + 0.28 + 0.59] \quad (3.18);$   
 $1.10 (0.51); 2.70 (0.83); 3.46 (0.68); (\ell = 3):$   
 $E^* = 1.97.$

В реакциях  $Ni^{58,60,62,64} (d,n)$   $Cu^{59,61,63,65}$   
и  $Zn^{64,66,68} (d,n)$   $Ga^{65,67,69}$  происходит заполнение ( $2p_{3/2}$ )<sub>p</sub> - протонной оболочки. Основное состояние конечных ядер  $Cu$  и  $Ga$  должно соответствовать конфигурации ( $\ell_p = 1$ ), а низколежащие возбужденные состояния относятся к  $1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2} \dots$  состоянием. Полученные данные в общем не противоречат этому. Были обнаружены уровни относящиеся к  $\ell_p = 1$  и  $\ell_p = 3$ ; состояния с  $\ell_p = 4$  ( $1g_{9/2}$ ) не проявляются, по-видимому, из-за небольшой вероятности их образования.

Описание структуры низколежащих уровней  $Cu^{59,61,63,65}$  в рамках модели возбужденного остова [17] вероятно, не совсем точно, т.к. они носят в основном одночастичный характер, а не коллективный, как это следует из работы [17]. Рассчитанные величины спин-орбитального расщепления для  $2p$  состояний в  $Cu^{59,61,63,65}$  меньше обычно принятых значений для этих ядер. Одночастичные силы переходов  $\Sigma(2j+1)c^2s$  для  $2p$  - состояний ядер хорошо согласуются с расчетами по модели оболочек и парной модели, а для ядер  $Zn$  только с расчетами по парной модели. Это указывает на влияние остаточных парных взаимодействий в ядрах  $Zn$ . Было также проведено сравнение реакций  $Ni^{58,60,62,64} (He^3, d)$   $Cu^{59,61,63,65}$  и реакций  $Ni^{60,62,64} (He^4, t)$   $Cu^{61,63,65}$  с ( $d,n$ ) реакциями на тех же ядрах - мишенях [6].

Результаты, полученные в этих реакциях практически совпадают. Это свидетельствует о том, что, несмотря на разли-

чие падающих и вылетающих частиц, в реакциях ( $d,n$ ) и ( $He^3, d$ ), ( $He^4, t$ ) возбуждаются одни и те же протонные состояния в конечных ядрах с примерно одинаковой вероятностью. Таким образом, между этими, казалось бы различными ядерными реакциями, есть глубокая внутренняя связь, обусловленная тем, что одинаковые ядра мишени захватывают одну и ту же частицу - протон.

В последнее время возрос интерес к изучению аналоговых изобарных состояний, открытых Андерсоном и Уангом [18] в реакциях ( $p,n$ ). В этих реакциях было обнаружено сильное и избирательное возбуждение состояний, которые являются аналогом основного состояния ядра-мишени по изобарическому спину.

В реакциях срыва ( $d,n$ ) также возможно наблюдение этих состояний. Действительно, т.к. в этих реакциях захватывается протон, имеющий проекцию изобарического спина  $-1/2$ , то конечные состояния могут образовываться, как в состоянии  $T_f = T_0 - 1/2$ , так и в  $T_f = T_0 + 1/2$  ( $T_f$  и  $T_0$  - изобарспины конечного и начального состояний). Тогда уровни конечных ядер, имеющие  $T_f = T_0 + 1/2$ , можно интерпретировать, как аналоги по изобарспину низколежащим уровням конечных ядер, образующих в ( $d,p$ ) реакциях. Энергия возбуждения аналоговых состояний должна равняться кулоновской энергии добавляемого протона в соответствующем ядре с учетом разности масс сравниваемых ядер. Критерием того, что высоковозбужденные уровни конечных ядер, возникающих в ( $d,n$ ) реакциях, являются аналоговыми изобарными состояниями для уровней конечных ядер из ( $d,p$ ) реакций, может служить совпадение энергетического расстояния между ними, совпадение угловых моментов захваченных нуклонов и близость



одночастичных сил переходов  $(2j+1)c^2s$ .

Нами были исследованы аналоговые изобарные состояния конечных ядер  $Cu^{59}$  и  $Cu^{61}$  [9] образующихся в результате реакций  $Ni^{58}(d,n)Cu^{59}$  и  $Ni^{60}(d,n)Cu^{61}$ . Уровни с  $E^* = 3,88$  Мэв, 4,33 Мэв, 4,79 Мэв и 5,19 Мэв для  $Cu^{59}$  интерпретируются, как аналоги основного и соответствующих возбужденных уровней  $Ni^{59}$ , а уровни с  $E^* = 6,42$ ; 6,68; 7,13; 7,37; 7,62 Мэв, как аналоги соответствующих уровней  $Ni^{61}$ . Положение указанных уровней, их квантовые и спектроскопические характеристики близки к результатам, полученным в соответствующих  $(d,p)$  реакциях.

Представляет интерес сравнить спектры нейтронов и протонов из реакций  $(d,n)$  и  $(d,p)$  на ядрах, имеющих одинаковые заполняемые оболочки. Следуя модели оболочек можно ожидать подобие спектров вылетающих частиц, что действительно наблюдается для групп нейтронов и протонов, соответствующих первым возбужденным уровням конечных ядер из реакций  $Ni^{58,60,62,64}(d,n)Cu^{59,61,63,65}$  и  $Fe^{54}(d,p)Fe^{55}$ ,  $Cr^{52}(d,p)Cr^{53}$  (рис. 4). Это указывает на сходную одночастичную структуру протонной оболочки ядер  $Cu$  и нейтронной  $Fe^{55}$  и  $Cr^{53}$ .

В работе также изучены четно-четные ядра  $Ni^{60}$ ,  $Zn^{64,66}$  в реакциях  $Co^{59}(d,n)Ni^{60}$ ,  $Cu^{63,65}(d,n)Zn^{64,66}$ . При изучении четно-четных ядер среднего атомного веса обычно предполагают, что низколежащие уровни имеют коллективную природу, но с увеличением энергии возбуждения интерпретация уровней затруднена. Однако были высказаны соображения о том, что в области больших энергий возбуждения можно ожидать уровней, описыва-

емых оболочечной моделью [7]. Эти уровни могут принадлежать к частично-дырочным конфигурациям и должны проявляться в  $(d,n)$  реакциях в виде максимумов сечения при больших энергиях возбуждения.

В реакциях  $Co^{59}(d,n)Ni^{60}$ ,  $Cu^{63,65}(d,n)Zn^{64,66}$  уровни с  $E^* > 3$  Мэв идентифицированы, как частично-дырочные конфигурации. Следует отметить, что найденные из эксперимента положения "центров тяжести" частично-дырочных конфигураций, хорошо совпадают с положениями состояний рассчитанными по модели оболочек. Основные результаты, полученные при изучении реакций  $(d,n)$  на ядрах  $Co^{59}$  и  $Cu^{63,65}$  следующие:

$Ni^{60}(\ell = 1): E^* = 1,32(0,15); 2,19(0,23);$   
 $2,56(0,21); 3,64(1,71); 4,38(1,77); 4,95(0,68); 5,31(0,60);$   
 $5,8(0,61); 6,15(0,50); (\ell = 3); E^* = 0,00(1,27);$   
 $3,17(3,40); (\ell = ?): E^* = 6,52.$

$Zn^{64}(\ell = 1): E^* = 0,00(0,55); 1,03(1,16);$   
 $1,85(0,39); 3,12(2,44); 3,40(0,65); 3,85(1,13);$   
 $4,42(0,94); 5,05(0,46); 5,48(0,48); (\ell = ?): E^* = 2,23.$

$Zn^{66}(\ell = 1): E^* = 0,00(0,26); 1,02(0,54);$   
 $1,85(0,31); 2,85(0,91); 3,36(1,82); 3,70(2,34); 4,07(0,75);$   
 $4,71(0,15); 5,00(0,28); (\ell = ?): E^* = 2,40.$

В скобках указаны значения  $\frac{2j+1}{2j_0+1}c^2s$ , полученные сравнением экспериментальных сечений  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  и рассчитанных по методу искаженных волн.

В реакциях срыва  $(d,n)$  можно также исследовать зависимость потенциала ядра от изобар-спина [10].

Как показал Лэйн [19] действительная часть оптически-



го потенциала, соответствующая потенциальной яме модели оболочек, может быть представлена в виде:

$$U = U_0 + U_1 (\vec{t}, \vec{\tau}) A^{-1} \quad (1)$$

Здесь  $U_1$  - амплитуда изобар-спиновой части. Величина сдвига одночастичного протонного состояния при добавлении к ядру двух нейтронов имеет вид [19]:

$$\delta E_p = \frac{U_1}{2A} + \frac{\partial E_p}{\partial R} \delta R \quad (2)$$

В выражении (2) первый член учитывает сдвиг одночастичного уровня из-за наличия изобар-спиновой части в ядерном потенциале, а второй - сдвиг уровня за счет увеличения радиуса. Если использовать экспериментальные значения  $\delta E_p$  (рис.5) и взять второй член в (2) равным  $2\delta/A$ , можно получить изобар-спиновый член  $U_1$  для исследованных ядер. Вычисленные значения  $U_1$  для Mn, Cu и Ga несколько меньше величин изобар-спиновой части, полученной другими методами ( $U_1 \sim 100-120$  Мэв). Нами получены следующие значения  $U_1$ : Mn -  $(94 \pm 16)$  Мэв, Cu -  $(89 \pm 19)$  Мэв; Ga -  $(74 \pm 15)$  Мэв.

Кроме того обнаружена аномально большая величина  $U_1$ , для конечных ядер Co,  $U_1 = (178 \pm 22)$  Мэв. Рассмотренное выше спектроскопическое исследование ядер среднего атомного веса в  $(d,n)$  реакциях проведено впервые.

Основные выводы из материалов диссертации следующие:

1. Получено положение уровней из реакций  $(d,n)$  для конечных ядер Ni<sup>60</sup>, Cu<sup>59,61,63,65</sup>, Zn<sup>64,66</sup>, Ga<sup>65,67,69</sup>.

2. Для разрешенных уровней из сравнения экспериментальных данных и расчетов по м.и.в. определен угловой момент

захваченного протона  $\epsilon_p$  и спектроскопические факторы  $\frac{2j+1}{2J_0+1} c^2 s$ .

3. Проведено сравнение спектроскопических характеристик конечных ядер, получаемых в реакциях  $(d,n)$ ,  $(He^3,d)$  и  $(He^4,t)$  для ядер Cu<sup>59,61,63,65</sup>. Это сравнение указывает в основном на одинаковый механизм этих реакций.

4. Исследованы изобарные аналоговые состояния, возбуждаемые в реакциях Ni<sup>58,60</sup>  $(d,n)$  Cu<sup>59,61</sup>.

5. Проведено сравнение реакций  $(d,n)$  и  $(d,p)$  на ядрах - мишенях с одинаковыми заполняемыми оболочками. Из этого сравнения видно, что одночастичные характеристики рассматриваемых конечных ядер достаточно близки.

6. В  $(d,n)$  реакциях на изотопах данного элемента (Ni<sup>58,60,62,64</sup>  $(d,n)$  Cu<sup>59,61,63,65</sup>, Cu<sup>63,65</sup>  $(d,n)$  Zn<sup>64,66</sup>, Zn<sup>64,66,68</sup>  $(d,n)$  Ga<sup>65,67,69</sup>) обнаружены идентичные по расположению, интенсивности, спектроскопическим и квантовым характеристикам группы нейтронов.

Поскольку для каждого элемента происходит заполнение одной и той же протонной оболочки, то идентичность возбуждаемых групп служит наглядной иллюстрацией одинаковой одночастичной природы уровней изотопов данного элемента, которая качественно не зависит от заполнения нейтронной оболочки.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [5-10,15], докладывались на сессии АН УССР в г. Киеве, 1966 г. и на XIII ежегодной конференции по ядерной спектроскопии и структуре ядра в г. Риге, 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Toboeman. *The Theory of Direct Nuclear Reactions*, Oxford, 1961.
2. S.T. Butler. *Proc. Roy. Soc.* A208, 559, 1951.
3. L.L. Lee et al. *Phys. Rev.* 135, B971, 1964.
4. И.С. Шапиро. "Дисперсионная теория прямых ядерных реакций". Атомиздат, 1963 г.
5. В.В. Окороков, В.М. Серезин, В.А. Смотряев, Д.Л. Толченков, И.С. Тростин, Ю.Н. Чеблуков. *Ядерная физика*, 4, 975, 1966г.
6. В.В. Окороков, В.П. Бочин, В.С. Романов, В.М. Серезин, В.А. Смотряев, Д.Л. Толченков, И.С. Тростин, Ю.Н. Чеблуков. *ЯФ*, т. 8, вып. 4, 1968 г. Препринт ИТЭФ № 595, Москва, 1968.
7. В.В. Окороков, В.М. Серезин, В.А. Смотряев, Д.Л. Толченков, И.С. Тростин, Ю.Н. Чеблуков. *ЯФ*, т. 8, вып. 5, 1968. Препринт ИТЭФ № 596, Москва, 1968 г.
8. V.V. Okozokov, V.M. Seregin, V.A. Smotryaev, D.L. Tolchenkov, I.S. Trostin, Yu. N. Cheblukov. *Phys. Lett.* 20, 676, 1966.
9. В.В. Окороков, Д.Л. Толченков, Ю.Н. Чеблуков, *ЯФ*, 1968 (в печати), Препринт ИТЭФ № 633, Москва, 1968 г.
10. Д.Л. Толченков, *ЯФ*, 1968 (в печати). Препринт ИТЭФ № 597 Москва, 1968.
11. L.S. Kisslinger, R.A. Sorensen. *Mat. Fys. Medd. Danske Vid. Selsk.* 32, n9, 1960.
12. S. Yoshida. *Phys. Rev.* 123, 2133, 1961.
13. J.B. French, M.H. Macfarlane. *Nucl. Phys.* 26, 168, 1961.
14. А.А. Курашов, В.А. Сидоров, *ПТЭ*, 6, 69, 1961.
15. В.В. Окороков, Д.Л. Толченков, *ПТЭ*, 5, 53, 1965 г.
16. К.А. Гриднев, Л.В. Краснов и др. Препринт ОИЯИ, 2458, Дубна, 1965.

17. M. Bouten, van Leuven. *Nucl. Phys.* 32, 499, 1962.
18. J.D. Anderson, C. Wong. *Phys. Rev. Lett.* 7, 250, 1961.
19. A.M. Lane. *Nucl. Phys.* 35, 624, 1962.

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. Блок-схема спектрометра быстрых нейтронов ИТЭФ.

Рис. 2. Спектры нейтронов, возникающих в реакциях

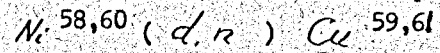


Рис. 3. Угловые распределения нейтронов в реакции

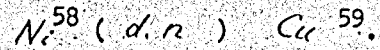
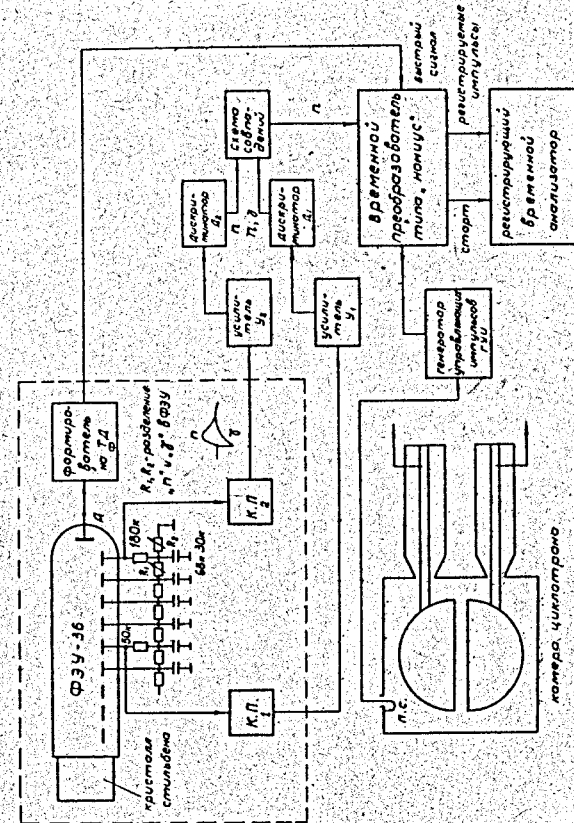


Рис. 4. Сравнение реакций  $Ni (d, n) Cu$  и соответствующих  $(d, p)$  реакций, в которых образуются одинаковые протонные и нейтронные конфигурации конечных ядер.

Рис. 5. Изотопический сдвиг одночастичных протонных состояний в ядрах.



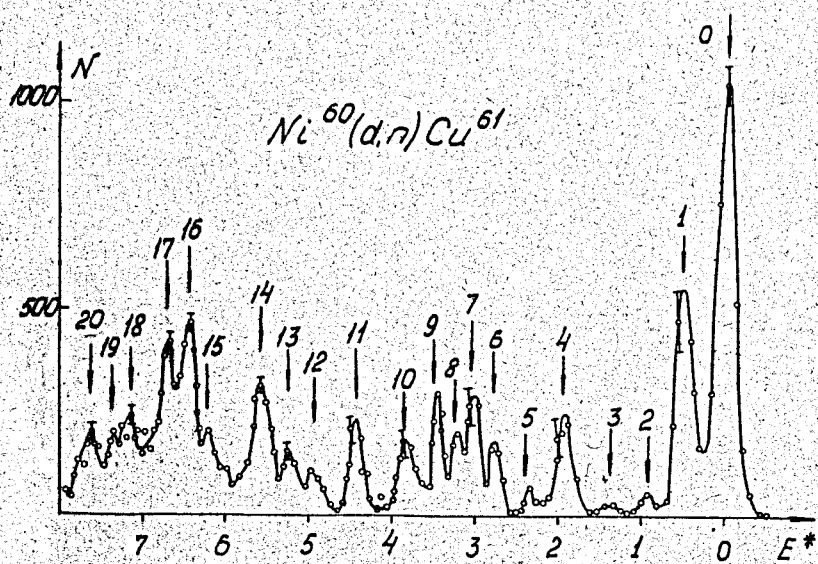
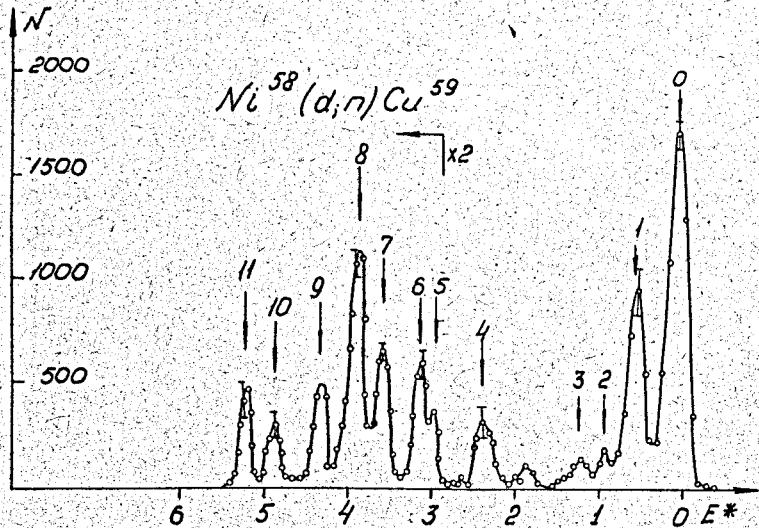
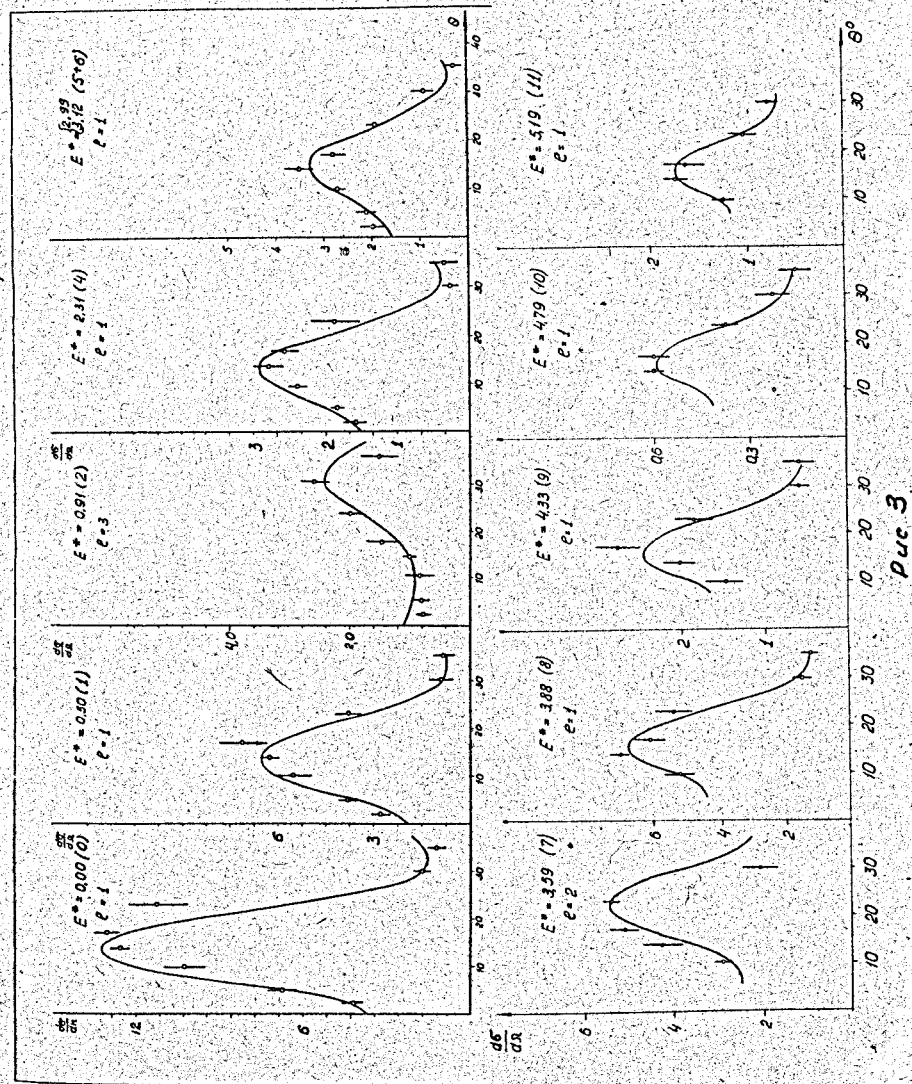


Рис. 2





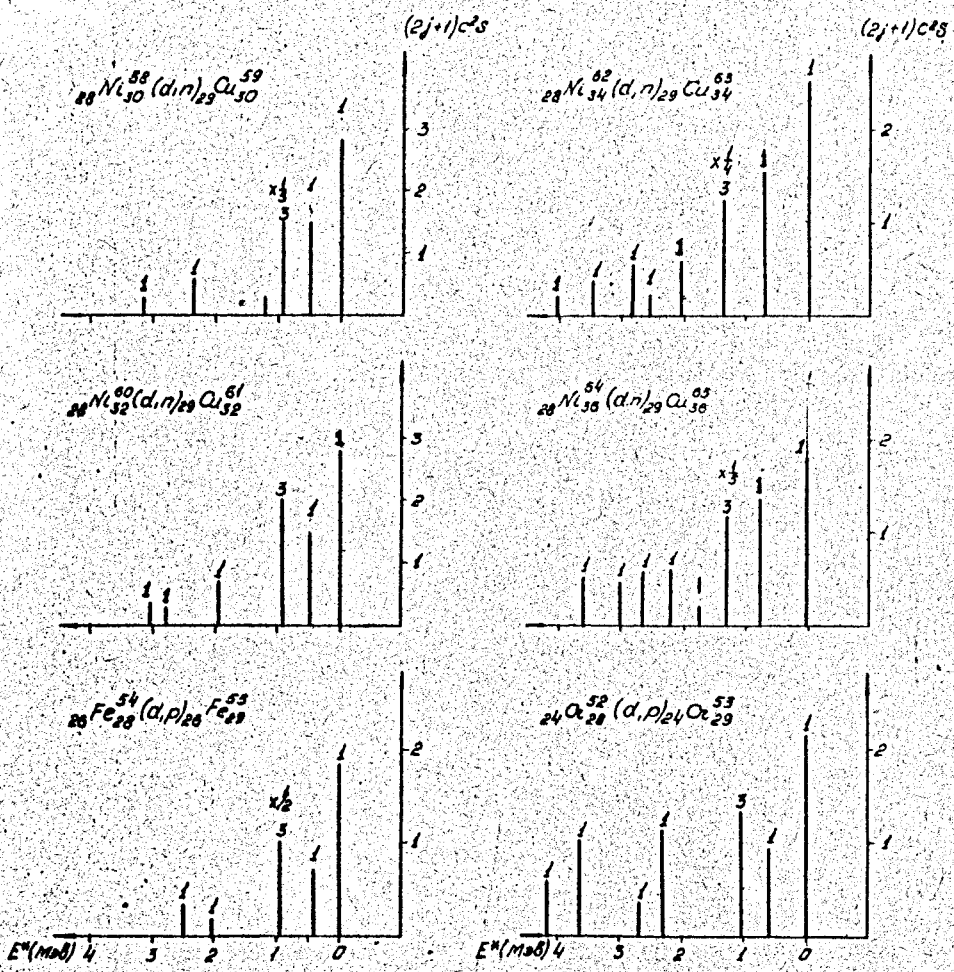
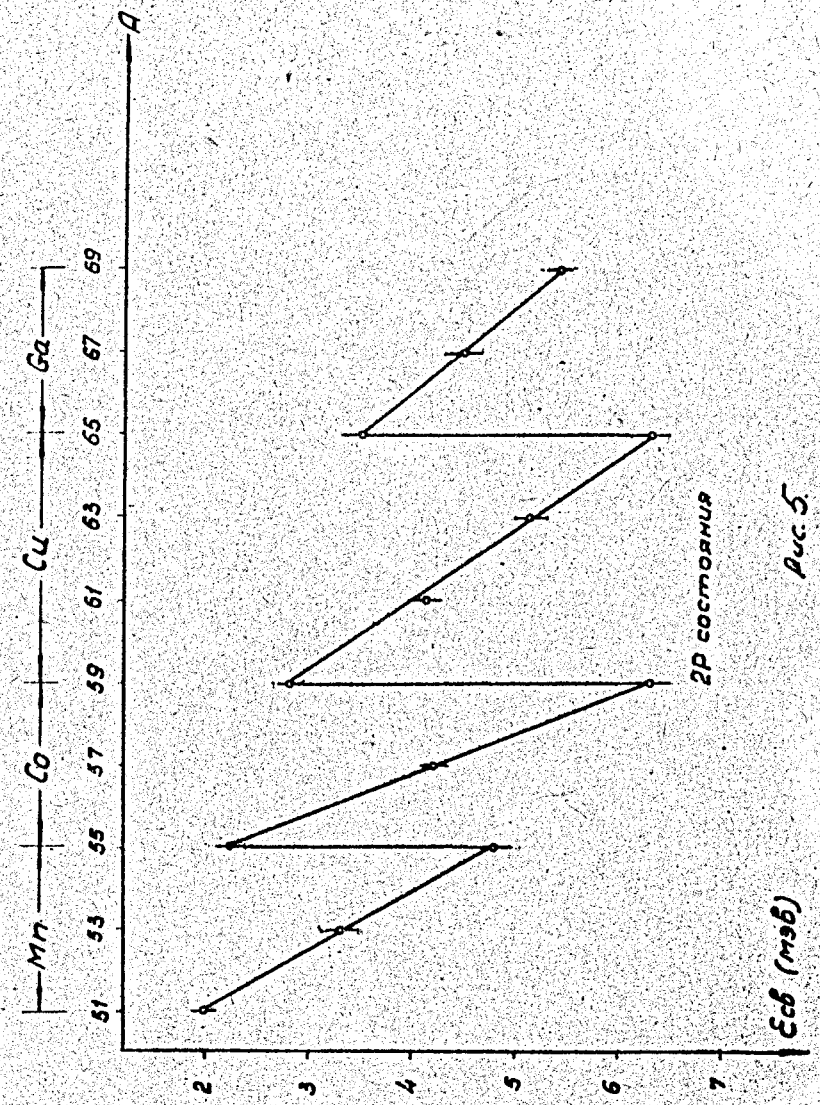


Рис. 4



Есб (мэв)

Рис. 5