

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P15-86-454

П.Козма

РЕАКЦИИ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА  $D+D$   
С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Направлено в "ЭЧАЯ"

1986

## ВВЕДЕНИЕ

В последние годы экспериментальное исследование реакций термоядерного синтеза  $d+d: {}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$  ( $Q = +3,269$  МэВ) и  ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$  ( $Q = +4,033$  МэВ) направлено на изучение поляризационных эффектов именно при низких энергиях дейтронов. Это связано с тем, что в области низких энергий эксперименты с поляризованными частицами могут предоставить полное описание системы  $d+d$  /1/ и также содействовать объяснению основных проблем изучения термоядерного синтеза и свойств дейтериевой плазмы. Рассматриваются вопросы существования возбуждённых состояний ядра  ${}^4\text{He}$  вблизи пороговой энергии  $d-d$ , при которой это ядро распадается на два дейтрона, и уточнения полных сечений термоядерных реакций  $d+d$  в области очень низких энергий дейтронов. Определение полных сечений находится в прямой связи с определением выхода "нагретой плазмы".

В настоящей работе рассмотрен анализ реализованных до сих пор поляризационных экспериментов  $d+d$  при энергиях дейтронов до 1 МэВ.<sup>1</sup> В рамках  $R$ -матричного приближения /2-4/ анализированы настоящие результаты измерения поляризации протонов\* в реакции  ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$  /6/, результаты измерений поляризации нейтронов в зеркальной реакции  ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$  других авторов /7-14/ вместе с измерениями анализирующих способностей  $\vec{d}+d$  /15-17/ (определение поляризационных величин смотри в работе /18/) и полных сечений /19,20/.

## I. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ

Поляризационные величины  $T_{Lq}$ , измеряемые в ядерных реакциях, могут быть развернуты в сумму присоединённых лежандровских полиномов  $P_L^q(\cos \theta)$ ,  $L = 0, 1, \dots, L_{\max}$ ;  $0 \leq q \leq L$  /21/:

$$\sigma_o(E, \theta) T_{Lq}(E, \theta) = k^{-2} \sum_L A_{Lq}(E) P_L^q(\cos \theta). \quad (1)$$

\* В согласии с Медисонской конвенцией /5/ обозначаем символом  $\vec{d}$  набор поляризованных частиц  $d$ .

$\sigma_0$  - дифференциальное сечение для неполяризованных частиц,  $E$  и  $\theta$  - энергия и угол в системе центра тяжести,  $k$  - волновое число. Коэффициенты развития  $A_{lq}$  являются билинейными функциями комплексных элементов матрицы реакции  $R = \langle l' s' j^{\pi} | R | l s j^{\pi} \rangle$ , где  $l$  - орбитальный угловой момент,  $s$  - спин,  $j$  - полный момент и  $\pi$  - чётность. Отметим, что штрихами обозначены величины в выходном канале реакции<sup>/5/</sup>. Ограничение для числа матричных элементов зависит от числа парциальных волн во входном канале  $l \leq 2$  и условия симметрии волновой функции двух дейтронов в этом канале. Набор матричных элементов реакций  $d+d$  при низких энергиях приведен в таблице.

Таблица. R-матричные элементы  $d+d$  реакций при  $E_d \leq 1$  МэВ

$l'$	$s'$	$j^{\pi}$	$l$	$s$	тип перехода	значение
0	0	$0^+$	0	0	$1S \rightarrow 1S$	$\alpha_0$
2	0	$2^+$	0	2	$5S \rightarrow 1D$	$\gamma_0$
2	1	$2^+$	0	2	$5S \rightarrow 3D$	$\gamma_1$
1	0	$1^-$	1	1	$3P \rightarrow 1P$	$\beta_{11}$
1	1	$0^-$	1	1	$3P \rightarrow 3P$	$\alpha_{10}$
1	1	$1^-$	1	1	$3P \rightarrow 3P$	$\alpha_{11}$
1	1	$2^-$	1	1	$3P \rightarrow 3P$	$\alpha_{12}$
3	1	$2^-$	1	1	$3P \rightarrow 3F$	$\beta_{12}$
2	0	$2^+$	2	0	$1D \rightarrow 1D$	$\alpha_2$
2	1	$2^+$	2	0	$1D \rightarrow 3D$	$\beta_2$

Для анализа экспериментальных поляризационных величин, измеряемых в реакциях  $d+d$  при низких энергиях, можно воспользоваться теоретическими подходами, сформулированными в работах<sup>/2-4/</sup>. Основой этой теоретической модели является предположение, что зависимость матричных элементов от энергии определяется только фактором проницаемости потенциального барьера во входном канале. Это предположение выполнено для низких энергий дейтронов, не превышающих значения  $Q$  - энергий изучаемых реакций. Таким образом, можно R-матричный элемент выразить формой произведения двух факторов, из которых один не зависит от энергии и другой выражает энергетическую зависимость проникновения парциальной волны с орбитальным угловым моментом  $l$  через потенциальный барьер:

$$\langle l' s' j^{\pi} | R | l s j^{\pi} \rangle = A_{l s, l' s'}^j \Omega_l(E). \quad (2)$$

В работе<sup>/3/</sup> показано, что  $\Omega_l(E)$  зависит от парциальных сечений  $\sigma_l$  и сдвигов фаз  $\phi_l$ :

$$\Omega_l(E) = \sqrt{\sigma_l(E)} \exp \{ i \phi_l(E) \}. \quad (3)$$

Сдвиги фаз нерезонансного рассеяния можно выразить посредством кулоновских функций  $F_l(r)$  и  $G_l(r)$ <sup>/22/</sup> для избранного радиуса взаимодействия  $r$ :

$$\phi_l = - \arctg \frac{F_l(r)}{G_l(r)}. \quad (4)$$

В рамках R-матричного приближения можно выразить парциальные сечения взаимодействия двух заряженных частиц в отсутствие резонанса<sup>/23/</sup>:

$$\sigma_l = \frac{2 \mu_e P_e}{(1 - \sqrt{\epsilon} S_e)^2 + \sqrt{\epsilon} P_e^2}; \quad (5)$$

$\mu_e$  и  $\sqrt{\epsilon}$  - параметры, не зависящие от энергии,  $P_e$  и  $S_e$  - факторы проницаемости и сдвига фаз. Они выражаются посредством кулоновских функций  $F_e$  и  $G_e$  и их производных:

$$P_e = \frac{kr}{F_e^2 + G_e^2}, \quad (6)$$

$$S_e = P_e (F_e F_e' + G_e G_e')^{-1}. \quad (7)$$

В рамках R-матричной теории можно в области низких энергий выразить поляризационные величины, измеряемые в  $d+d$  реакциях, только посредством факторов проницаемости для данного орбитального момента парциальной волны во входном канале и избранного радиуса взаимодействия. Отметим, что в работе<sup>/4/</sup> показано, что R-матричная теория  $d+d$  реакций в области низких энергий  $E \lesssim 200$  кэВ совпадает с приближением искаженных волн DWBA<sup>/24/</sup>.

## 2. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

### 2.1. Поляризация вылетающих нуклонов

Поляризация протонов, образующихся в реакции  ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$  при энергиях дейтронов ниже 1 МэВ, была измерена только недавно в эксперименте, проведенном в Институте ядерной физики ЧСАН, Ржеж<sup>/6/</sup>. Ускорение дейтронов проводилось на электростатическом ускорителе, мишень состояла из дейтеризованного полиэтилена<sup>/25/</sup>. Поляризация вылетающих

протонов была определена методом двухкратного рассеяния с применением поляриметра, регистрирующего асимметрию рассеяния поляризованных протонов на ядрах мишени анализатора поляризации. В поляриметре использовался кремниевый полупроводниковый детектор в качестве анализирующей мишени. Анализирующая способность прибора была определена применением R-матричной параметризации экспериментальных данных по упругому рассеянию  $\vec{p} + {}^{28}\text{Si} \rightarrow {}^{28}\text{Si} + \vec{p}$  /26/. Калибровка прибора проведена в эксперименте, выполненном на ускорителе-тандеме Института атомной энергии им. Курчатова в Москве, с применением поляризованных протонов, образующихся в рассеянии  ${}^2\text{C}(p, p) {}^2\text{C}$  /16/.

Обзор измерений поляризации нейтронов, образующихся в зеркальной реакции  ${}^2\text{H}(d, \vec{n}) {}^3\text{He}$ , и сравнение этих данных с измеренными нами величинами поляризации протонов в реакции  ${}^2\text{H}(d, \vec{p}) {}^3\text{H}$  приведено на рис. I. Для энергий дейтронов до 1 МэВ в нашем распоряжении было всего 38 экспериментальных данных по поляризации нейтронов из ранее выполненных работ /7-17/. В этих работах поляризация нейтронов определена по измерению асимметрии упругого рассеяния нейтронов на ядрах  ${}^4\text{He}$  и в одном случае /11/ по рассеянию нейтронов на очень малые углы на ядрах с высоким Z.

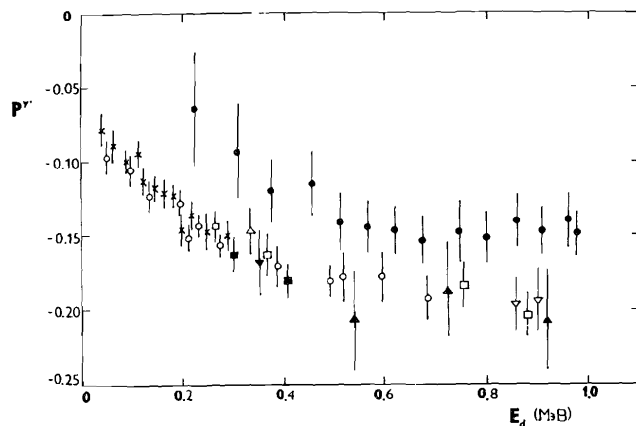


Рис. I. Поляризация нейтронов в реакции  ${}^2\text{H}(d, \vec{n}) {}^3\text{He}$  при  $E_d \leq 1$  МэВ:  $\triangle$  - /7/;  $\nabla$  - /8/;  $\blacktriangle$  - /9/;  $\nabla$  - /10/;  $\square$  - /11/;  $\circ$  - /12/;  $\times$  - /13/;  $\blacksquare$  - /14/; Поляризация протонов в реакции  ${}^2\text{H}(d, \vec{p}) {}^3\text{H}$  при  $E_d \leq 1$  МэВ:  $\bullet$  - /6/.

В области низких энергий  $E_d \leq 1$  МэВ развитие (I) для поляризации вылетающих нуклонов

$$G_0(E, \theta) P_n^y(E, \theta) = \frac{1}{36} k^{-2} \sum_L B_{L1} P_L^1(\cos \theta), \quad (8)$$

L четное,

можно ограничить первыми двумя членами. Коэффициенты развития

$$B_{21} = \text{Im} \left\{ -\frac{3}{2}(\beta_{11} \alpha_{12}^*) - \frac{1}{2}\sqrt{6}(\beta_{11} \beta_{12}^*) + \frac{3}{2}\sqrt{2}(\alpha_{11} \alpha_{12}^*) + \frac{3}{2}\sqrt{3}(\alpha_{11} \beta_{12}^*) + \sqrt{2}(\alpha_{10} \alpha_{12}^*) + \frac{2}{3}\sqrt{3}(\alpha_{10} \beta_{12}^*) - \frac{3}{2}(\beta_{11} \alpha_{11}^*) + \frac{5}{6}\sqrt{3}(\alpha_{12} \beta_{12}^*) + \frac{5}{3}\sqrt{3}(\alpha_{02} \beta_2^*) + \frac{25}{21}\sqrt{3}(\alpha_2 \beta_2^*) \right\} \quad (9)$$

и

$$B_{41} = \text{Im} \left\{ \frac{15\sqrt{5}}{7}(\alpha_2 \beta_2^*) \right\} \quad (10)$$

содержат комбинации матричных элементов (см. таблицу), соответствующих  $\ell = 1$  волне (первые 8 членов  $B_{21}$ ), интерференции  $\ell = 0$  и  $\ell = 2$  волн ( $\text{Im}(\alpha_0 \beta_2^*)$ ) и  $\ell = 2$  волне ( $\text{Im}(\alpha_2 \beta_2^*)$ ) во входном канале изучаемых реакций. В рамках R-матричной теории коэффициенты  $B_{21}$  и  $B_{41}$  можно переписать как

$$B_{21} = b_1 \frac{\Omega_1(E)}{E} + b_{02} \sqrt{\frac{\Omega_0(E) \Omega_2(E)}{E}} \sin(-\phi_0 + \phi_2 + \psi) + b_2 \frac{\Omega_2(E)}{E} \quad (11)$$

и

$$B_{41} = b_2 \frac{\Omega_2(E)}{E} \quad (12)$$

Набор энергетически независимых параметров  $b_1$ ,  $b_{02}$ ,  $\psi$  и  $b_2$  для избранного радиуса взаимодействия  $r$  в диапазоне от 1 до 15 фм мы искали посредством подгонки экспериментальных значений  $B_{21}$  и  $B_{41}$  методом наименьших квадратов. Построенная нами программа подгонки является модификацией известной программы SEARCH /27/. Для вычисления кулоновских функций мы пользовались программой RCWFN /28/.

Процедура подгонки окончена определением набора параметров, минимизирующего величину

$$\chi^2 = \frac{1}{N-p} \sum_{i=1}^N \left[ \frac{B_{L1}^{\text{ex}}(E_i) - B_{L1}^{\text{te}}(E_i)}{\Delta B_{L1}^{\text{ex}}(E_i)} \right]^2 ; \quad (13)$$

$p$  — число параметров подгонки,  $i=1, \dots, N$  обозначает экспериментальные точки измеряемой независимости. Лучшая подгонка экспериментальных значений для радиуса взаимодействия  $r=7,5$  фм и набора следующих параметров:

$$\begin{aligned} &^2\text{H}(d, \vec{n})^3\text{He}: \\ &b_1^n = -(0.157 \pm 0.011), \\ &b_{02}^n = +(0.014 \pm 0.020), \\ &\Psi^n = (125.0 \pm 10.5)^\circ, \\ &b_2^n = -(0.019 \pm 0.016), \end{aligned} \quad (14a)$$

и

$$\begin{aligned} &^2\text{H}(d, \vec{p})^3\text{H}: \\ &b_1^p = -(0.103 \pm 0.018), \\ &b_{02}^p = +(0.035 \pm 0.024), \\ &\Psi^p = (57.5 \pm 7.0)^\circ, \\ &b_2^p = -(0.017 \pm 0.015). \end{aligned} \quad (14b)$$

Надо отметить, что параметры (14) определяют вклады  $p$ -волны ( $b_1$ ),  $d$ -волны ( $b_2$ ) и интерференции  $s$ - и  $d$ -волны ( $b_{02}, \Psi$ ) во входном канале в поляризацию нуклонов, образующихся в реакциях  $d+a$ . Такие вклады в поляризацию протонов показаны на рис.2. Как видно, энергетическая зависимость  $\sigma_0^p$  во всем диапазоне энергий дейтронов определена именно  $p$ -волновым фактором проницаемости. Вклад  $d$ -волны и интерференции  $s$ - и  $d$ -волны является незначительным.

Аналогичная ситуация и в поляризации нейтронов. Экспериментальные значения  $B_{2I}$  коэффициентов обеих реакций  $d+a$ , обусловленные только вкладом от  $p$ -волны во входном канале, приведены на рис.3. Нами определено отношение вкладов  $p$ -волны в поляризацию нуклонов, образующихся в реакциях термоядерного синтеза  $d+a$ ,

$$b_1^n/b_1^p = (1,52 \pm 0,37). \quad (15)$$

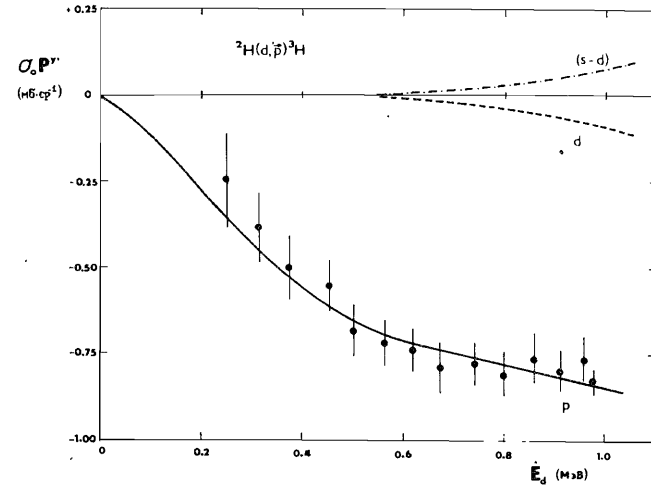


Рис.2. Вклад  $p$ -волны,  $d$ -волны и интерференции  $s$ - и  $d$ -волны во входном канале реакции  $^2\text{H}(d, \vec{p})^3\text{H}$  в дифференциальную поляризацию  $\sigma_0^p$ .

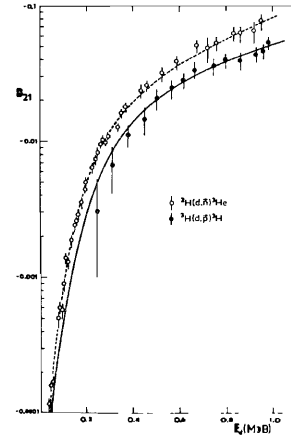


Рис.3. Зависимость  $B_{2I}$  от энергии дейтронов.

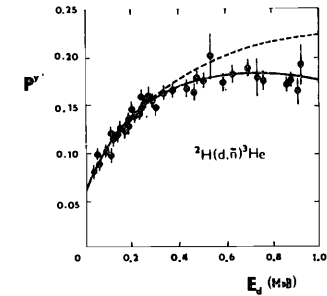


Рис.4. Анализ экспериментальных данных по поляризации нейтронов в рамках теоретических моделей DWBA (прерывная кривая) и  $R$ -матричного приближения (сплошная кривая).

Поляризация нейтронов при очень низких энергиях дейтронов  $E_d \lesssim 250$  кэВ оказалась предметом теоретического анализа в рамках приближения искаженных волн DWBA /13/. Исходя из этого теоретического подхода, сформулированного в работе /24/, для энергетической зависимости коэффициентов анизотропии  $A_{20}/A_{00}$  дифференциального сечения  $\sigma_0 = A_{00} + A_{20} P_2(\cos \theta)$  появляется возможность применить отношение

$$\frac{A_{20}}{A_{00}} = \frac{\beta(0.05+E)}{1 + \alpha(0.05+E)} \quad (16)$$

Из этого следует

$$P_1^{\nu} = c \frac{\beta(0.05+E)P_2^1(\cos \theta)}{1 + \alpha(0.05+E) + \beta(0.05+E)P_2(\cos \theta)}, \quad (17)$$

где  $E$  — энергия в МэВ,  $\alpha$ ,  $\beta$ , и  $c$  — параметры, не зависящие от энергии. Авторы работы /13/ проанализировали одновременно коэффициенты углового распределения нейтронов /29/ и собственные экспериментальные данные по поляризации нейтронов  $P_1^{\nu}$ , образующихся в реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d}, \vec{n}){}^3\text{He}$  при  $E_d \lesssim 250$  кэВ, и получили

$$\begin{aligned} \alpha &= 3,0, \\ \beta &= 5,0, \\ c &= -0,16. \end{aligned} \quad (18)$$

Сравнение результатов этого анализа (DWBA) с настоящими расчетами ( $R$ -матричная теория) в диапазоне энергий до 1 МэВ приведено на рис. 4. Согласие обоих подходов в области энергий до  $\sim 250$  кэВ является очевидным. Но при высших энергиях дейтронов оправдывает себя  $\bar{R}$ -матричное приближение. В согласии с авторами работы /4/ можно подтвердить, что приблизительное выражение кулоновских функций для вывода на основе DWBA теории коэффициента анизотропии (16) и поляризации (17) возможно только для энергий дейтронов ниже  $\sim 200$  кэВ.

## 2.2. Анализирующие способности

Из набора линейно независимых коэффициентов развития возможных поляризационных величин в реакциях  $d+d$  /1/ по соответствующим полиномам Лежандра только коэффициент  $C_{21}$  развития дифференциальной векторной анализирующей способности  $\bar{C}_{0A_y}$ ,

$$\bar{C}_0(E, \theta) A_y(E, \theta) = \frac{1}{36} k^{-2} \sum_L C_{L1} P_L^1(\cos \theta), \quad (19)$$

содержит комбинации матричных элементов, соответствующих только  $\ell = 1$  волне во входном канале:

$$C_{21} = \text{Im} \left\{ \frac{3}{2}(\alpha_{10} \alpha_{12}^*) - \frac{3}{4}\sqrt{6}(\alpha_{10} \beta_{12}^*) + \frac{3}{4}(\alpha_{11} \alpha_{12}^*) + \frac{3}{4}\sqrt{6}(\alpha_{12} \beta_{12}^*) \right\}. \quad (20)$$

Поэтому желательно проанализировать именно экспериментальные данные этого типа и узнать, возможно ли коэффициенты  $C_{21}$  аппроксимировать формулой

$$C_{21} = c_1 P_1(E)/E, \quad (21)$$

следующей из  $R$ -матричного приближения. Отметим, что в рамках этого теоретического подхода хорошо проанализированы данные по поляризации нуклонов, образующихся в реакциях  $d+d$ , с учетом радиуса взаимодействия.

Векторная анализирующая способность для обеих рассматриваемых реакций была определена точнее всего в экспериментах, проведенных в ИАЭ /17/ для энергий в диапазоне от 60 до 485 кэВ (всего 12 экспериментальных точек для каждой реакции). В нашем распоряжении имеются также измерения  $A_y$  в реакции  ${}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}$  для энергий 150, 230, 340 и 460 кэВ /15/, в том числе и измерения для 1 МэВ /16/.

Подгонка экспериментальных данных  $C_{21}$ , определенных из соответствующих зависимостей  $\bar{C}_0(E, \theta) A_y(E, \theta)$ , проведенных для  $r=7,5$  фм, установила следующие параметры:

$$c_1^n = -(0.162 \pm 0.004) \quad \text{для } {}^2\text{H}(\vec{d}, n){}^3\text{He} \quad (22a)$$

и

$$c_1^p = -(0.105 \pm 0.002) \quad \text{для } {}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}. \quad (22b)$$

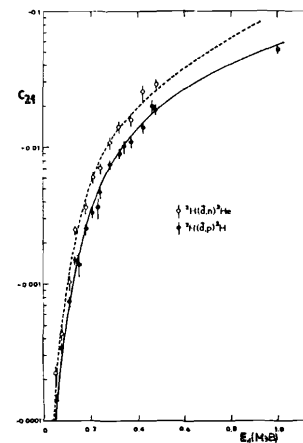
Отметим, что зависимость коэффициентов развития  $C_{21}$  от энергии (рис. 5) можно хорошо описать в рамках  $R$ -матричного приближения. Такой результат находится в согласии с результатом анализа экспериментальных данных по поляризации протонов и нейтронов во входном канале  $d+d$  реакций в той же самой области энергий дейтронов  $E_d < 1$  МэВ.

Отношение

$$c_1^n / c_1^p = (1,54 \pm 0,07) \quad (23)$$

представляет собой вклады "чистой"  $p$ -волны в векторных анализирующих способностях  $A_y^n$  и  $A_y^p$ , в рамках ошибок измерений и точности аппроксимации сходится с отношением  $b_1^n / b_1^p$  (15), полученным из данных по поляризации нейтронов  $P_1^{\nu}$  и протонов  $P_1^{\nu}$  в реакциях  ${}^2\text{H}(\vec{d}, n){}^3\text{He}$  и  ${}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}$  соответственно.

Рис. 5. Зависимость  $C_{21}$  от энергии дейтронов.



### 2.3. Полные сечения

Полные сечения

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{36} k^{-2} A_{00} \quad (24)$$

соответствующий коэффициент  $A_{00}$  выражается для набора матричных элементов  $d+d$  реакций при низких энергиях (см. таблицу) как

$$A_{00} = |\alpha_0|^2 + 5|\gamma_0|^2 + 5|\gamma_1|^2 + |\alpha_{10}|^2 + 3|\alpha_{11}|^2 + 3|\beta_{11}|^2 + 5|\alpha_{12}|^2 + 5|\beta_{12}|^2 \quad (25)$$

Отметим, что в отношении (25) содержатся только матричные элементы, соответствующие  $\ell = 0$  и  $\ell = 1$  волне во входном канале. Таким образом, в рамках  $R$ -матричного подхода возможно переписать (25) как

$$A_{00} = a_0^p + a_1^p \quad (26)$$

где  $a_0$  и  $a_1$  - параметры, не зависящие от энергии, и  $R_\ell$  - факторы проницаемости (6) через потенциальный барьер.

Последние доступные значения полных сечений  $\sigma_{tot}$  обеих реакций  ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$  и  ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$  в диапазоне энергий от 0,025 до 0,703 МэВ<sup>[19,20]</sup> - рис.6 - проанализированы для радиуса взаимодействия  $r=7,5$  фм. Определены параметры

$$a_0^n = (0,267 \pm 0,019), \quad a_1^n = (0,162 \pm 0,017) \quad (27)$$

$$a_0^p = (0,316 \pm 0,022), \quad a_1^p = (0,110 \pm 0,018)$$

Отношения вкладов  $s$ - и  $p$ -волн в обоих каналах реакций  $d+d$

$$a_0^n/a_0^p = (0,84 \pm 0,12) \quad (28)$$

$$a_1^n/a_1^p = (1,47 \pm 0,18) \quad (29)$$

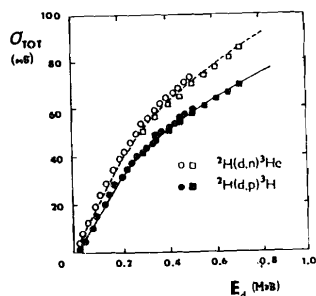


Рис.6. Полные сечения реакций  $d+d$ .

### 3. ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДРА ${}^4\text{He}$ В БЛИЗИ $d+d$ ПОРОГОВОЙ ЭНЕРГИИ

Для изучения термоядерного синтеза  $d+d$  и свойств дейтериевой плазмы важным вопросом является существование возбужденных состояний ядра  ${}^4\text{He}$  вблизи пороговой энергии  $E_d = 23,848$  МэВ, при которой это ядро распадается на два дейтрона. Но до сих пор нельзя сделать окончательные выводы об энергетических уровнях  ${}^4\text{He}$  в этой области энергий. Резонансы вблизи пороговых уровней, предсказанные теоретически<sup>[30]</sup>, были экспериментально проверены у других лёгких ядер, например в системе  $A = 5$ <sup>[21]</sup>.

Аномальный ход энергетических зависимостей измеряемых величин реакций  $d+d$  в области энергий дейтронов  $E_d \sim 100$  кэВ, интерпретированный как резонанс, соответствующий возбужденному состоянию  $J^\pi = 2^+$  ядра  ${}^4\text{He}$ , был наблюден в измерениях поляризации нейтронов<sup>[31]</sup> и анализирующих способностей<sup>[32]</sup>. Проведенные позже эксперименты по измерению поляризации нейтронов<sup>[11-14]</sup> и анализирующих способностей<sup>[17]</sup>, резонансное поведение при  $E_d \sim 100$  кэВ не подтвердили. Дальше было указано<sup>[33]</sup>, что аномалия нейтронной поляризации в эксперименте<sup>[31]</sup> связана с существованием узкого резонанса анализирующей способности упругого рассеяния  ${}^{12}\text{C}(\vec{n},n){}^{12}\text{C}$  при энергии 2,85 МэВ. Отметим, что в цитированном эксперименте упругое рассеяние нейтронов на углероде оказалось способом определения поляризации нейтронов. Остальные измерения поляризации нейтронов, образующихся в реакции  ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$  с использованием упругого рассеяния  $\vec{n} + {}^4\text{He}$  и рассеяния нейтронов на ядрах с высоким  $Z$  как анализирующих процессов, не выявили этот резонанс, соответствующий возможному состоянию  $J^\pi = 2^+$ . Результаты настоящего анализа сходятся с отрицательными выводами о существовании обсуждаемого резонанса  $2^+$  ядра  ${}^4\text{He}$  при  $E_x({}^4\text{He}) \sim 23,9$  МэВ в последних цитированных работах: монотонный ход кривых возбуждения поляризации протонов и нейтронов (рис.2,3), в том числе и анализирующих способностей реакций  $d+d$ , позволяет утверждать, что это состояние в изучаемом диапазоне энергий не возбуждается.

На основе анализа измеряемых данных по дифференциальному сечению и анализирующей способности реакции  ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$  в диапазоне энергий от 1 до 3 МэВ в работе<sup>[16]</sup> намечено возможное существование уровня  $J^\pi = 1^-$  ядра  ${}^4\text{He}$  при энергии возбуждения  $E_x({}^4\text{He}) \sim 24,1$  МэВ. В работе<sup>[21]</sup> показано, что резонансные состояния ядер с малым числом нуклонов можно определить из кривых возбуждения по нормировочным коэффициентам развития (отношенным к полному сечению) поляризационных величин по

соответствующим полиномам Лежандра. Несмотря на то, что при очень низких энергиях обстановка значительно осложняется эффектами проницаемости, авторы работы<sup>16</sup> подтверждают, что поведение кривых возбуждения по нормировочным коэффициентам может отражать присутствие резонанса  $p$ -волны или её интерференцию с  $s$ -волной во входном канале вблизи  $E_d \sim 500$  кэВ. Из обсуждения вкладов отдельных матричных элементов, входящих в соответствующие нормировочные коэффициенты, определяют резонансное состояние как  $J^{\pi} = 1^{-}$ . Ширину уровня  $\sim 1 - 2$  МэВ оценивают из энергетической зависимости нормировочных коэффициентов при  $E_d > 1$  МэВ. Но в цитированной работе<sup>16</sup> не были учтены точные измерения поляризационных эффективностей реакций  $d+d$ , проведенных в ИАЭ<sup>17</sup>, и даже не были анализированы поляризации нуклонов, образующихся в исследованных реакциях. Поэтому мы рассматривали, выявляют ли резонансы энергетические зависимости нормировочных коэффициентов поляризации протонов и нейтронов в реакциях  ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$  и  ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$  при  $E_d \leq 1$  МэВ. Вклад матричных элементов, соответствующих  $p$ -волне во входном канале реакций  $d+d$ , - самый важный в области до 1 МэВ (абзац 2.1.), поэтому энергетическая зависимость нормировочных коэффициентов по поляризации нуклонов должна показать резонанс, возбуждаемый  $p$ -волной. Это относится также к векторной анализирующей способности  $d+d$ , потому что коэффициент  $C_{21}$  содержит только матричные элементы, принадлежащие  $p$ -волне во входном канале (абзац 2.2.).

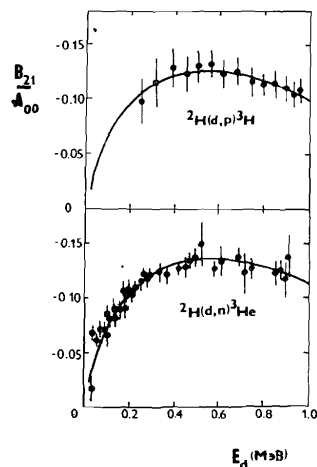


Рис.7. Зависимость  $B_{21}/A_{00}$  от энергии дейтронов.

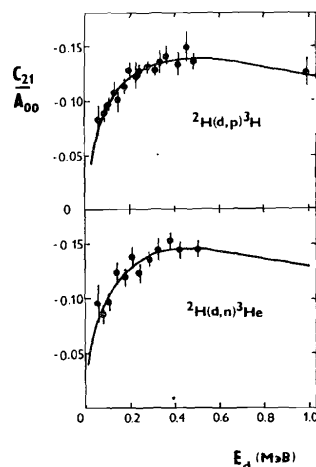


Рис.8. Зависимость  $C_{21}/A_{00}$  от энергии дейтронов.

На рис.7 приведены экспериментальные значения нормировочных коэффициентов  $B_{21}/A_{00}$  вместе с теоретической зависимостью

$$\frac{B_{21}}{A_{00}} = \frac{b_1 P_{\ell=1}}{a_0 P_{\ell=0} + a_1 P_{\ell=1}}$$

и использованием выведенных параметров  $b_1$  (14),  $a_0$  и  $a_1$  (27) из  $R$ -матричного анализа. Аналогичный подход мы применили в случае нормировочных коэффициентов  $C_{21}/A_{00}$  по векторной анализирующей способности реакций  $d+d$ : экспериментальные значения вместе с теоретической зависимостью

$$\frac{C_{21}}{A_{00}} = \frac{c_1 P_{\ell=1}}{a_0 P_{\ell=0} + a_1 P_{\ell=1}}$$

для соответствующих значений  $R$ -матричных параметров  $c_1$  (22),  $a_0$  и  $a_1$  (27) показаны на рис.8.

Отметим, что приведенные нормировочные коэффициенты по поляризации нуклонов  $P_{\ell}^i$  и анализирующих способностей  $A_{\ell}$  реакций  $d+d$  в зависимости от энергии можно описать только посредством факторов проницаемости  $P_{\ell}(E)$  во входном канале. Сделанный нами анализ доказывает, что не является необходимым предполагать возбуждение резонанса  $J^{\pi} = 1^{-}$  для объяснения энергетических зависимостей нормировочных коэффициентов  $B_{21}/A_{00}$  и  $C_{21}/A_{00}$ . Это подчеркивает отсутствие такого резонанса ядра  ${}^4\text{He}$  вблизи его пороговой энергии.

#### 4. ЭКСТРАПОЛЯЦИЯ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $d + d$ В ОБЛАСТЬ ОЧЕНЬ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ ДЕЙТРОНОВ

Знание величин полных сечений  $\sigma_{tot}(d+d)$  ядерных реакций  ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$  и  ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$  в области очень низких энергий дейтронов необходимо для корректного расчёта интенсивности быстрых заряженных частиц, возникающих при столкновениях дейтронов в нагретой плазме:

$$\xi_{DD} = \frac{n^2}{2} \langle \sigma_{tot} \cdot v \rangle \quad (30)$$

В отношении (30)  $n$  - объёмная концентрация дейтерия,  $v$  - относительная скорость сталкивающихся ядер. Но прямое экспериментальное определение полных сечений реакций при очень низких энергиях является слишком сложной экспериментальной задачей и при  $E_d \leq 10$  кэВ оно практически



невозможно. Различные экстраполяции экспериментальных значений сечений  $\sigma_{tot}$  в область очень низких энергий дейтронов используют различные теоретические соотношения<sup>/34/</sup>, выведенные по основе формулы Гамова:

$$\sigma_{tot}(E_d) = \frac{S(E_d)}{E_d} \exp(-\sqrt{E_G/E_d}), \quad (31)$$

где  $E_G = \sqrt{4\pi Z_1 Z_2 \alpha} Mc^2$ , причём  $Z_1$  и  $Z_2$  — заряды взаимодействующих ядер,  $M$  — масса системы и  $\alpha = e^2/\hbar c$  постоянная тонкой структуры. С использованием формулы (31) были сделаны экстраполяции<sup>/35-37/</sup> экспериментальных значений  $\sigma_{tot}(d+d)$ , в которых  $S(E_d)$  считали постоянной или функцией, слабо меняющейся в зависимости от энергии дейтронов. Параметры функций  $S(E_d)$  были определены эмпирическим путем.

Как показано в работе Адысевича и др.<sup>/38/</sup>, полные сечения можно экстраполировать также с помощью параметров, полученных из анализа экспериментов с поляризованными частицами. В работе<sup>/38/</sup> выведены вклады обеих наименьших парциальных волн во входном канале реакций  $d+d$  из измеренных векторных анализирующих способностей  $A_y$  в диапазоне энергий от 60 до 485 кэВ. С учетом зависимостей парциальных сечений от энергии были экстраполированы полные сечения реакций в область очень низких энергий дейтронов.

Параметры, полученные путём анализа поляризационных экспериментов  $d+d$  при низких энергиях в рамках  $R$ -матричного подхода, могут быть тоже применены в решении этой задачи, важной для управляемого синтеза. Результат проведенной нами экстраполяции сечения  $\sigma_{tot}$  реакции  ${}^2H(d,p){}^3H$  приведен на рис. 9. Мы воспользовались ходом кулоновских функций  $F_l(r)$  и  $G_l(r)$  для  $l = 7, 5$  фм, параметрами подгонки (27) и отношениями (24) и (26), соответственно. Зависимость полного сечения от энергии очень низких дейтронов для зеркальной реакции  ${}^2H(d,n){}^3He$  можно получить аналогичным образом. Результаты сделанной нами экстраполяции являются значениями полных сечений при  $E_d = 0,5$  кэВ

$$\sigma_{tot} = \begin{cases} 1,5 \times 10^{-25} \text{ мб} & \text{для } {}^2H(d,n){}^3He, \\ 1,3 \times 10^{-25} \text{ мб} & \text{для } {}^2H(d,p){}^3H. \end{cases} \quad (32)$$

Отношения значений экстраполированных полных сечений  $\sigma_{tot}^{(i)}$  реакции  ${}^2H(d,p){}^3H$  по эмпирическим формулам из работ<sup>/35-37/</sup> и работы Адысевича и др.<sup>/38/</sup> к выведенным значениям настоящей экстраполяции в диапазоне энергий от 0,5 до 20,0 кэВ приведены на рис. 10. Наша экстраполяция практически совпадает с экстраполяцией Адысевича

и др.<sup>/38/</sup> (отношение 1,15 при энергии 0,5 кэВ), но отличается от экстраполяции Козлова<sup>/35/</sup> и Аршимовича<sup>/36/</sup> (отношения 1,5 и 1,85 при энергии 0,5 кэВ, соответственно) и разительно от экстраполяции Дуана<sup>/37/</sup> (отношение 0,25 при энергии 0,5 кэВ).

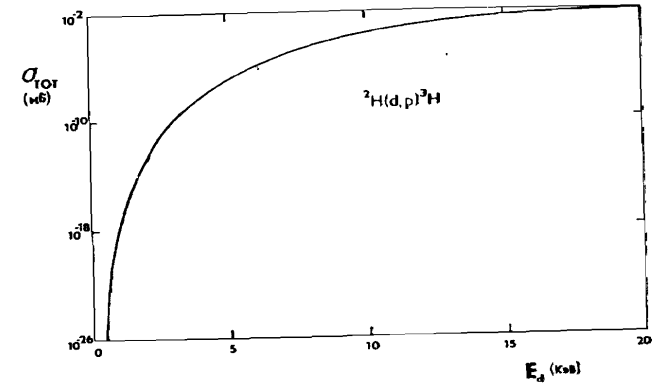
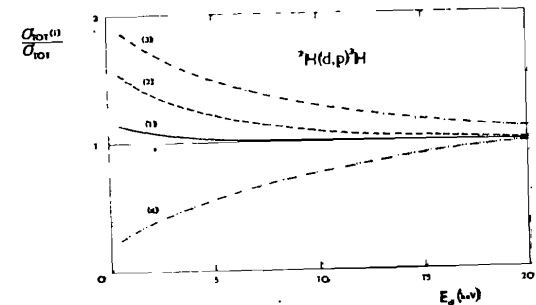


Рис. 9. Экстраполяция полного сечения  $\sigma_{tot}$  реакции  ${}^2H(d,p){}^3H$  в область очень низких энергий дейтронов.

Рис. 10. Сравнение результатов экстраполяции сечений  $\sigma_{tot}^{(i)}$  реакции  ${}^2H(d,p){}^3H$  по эмпирическим формулам из работ<sup>/35/</sup> (кривая (2)),<sup>/36/</sup> (кривая (3)),<sup>/37/</sup> (кривая (4)) и из работы Адысевича и др.<sup>/38/</sup> (кривая (1)) с результатами настоящей работы  $\sigma_{tot}$  условно принятых за единицу, при энергиях в диапазоне от 0,5 до 20,0 кэВ.



Зависимость величины  $\langle \sigma_{tot} \cdot v \rangle$  от энергии и соответственно от температуры дейтерия ( $1 \text{ кэВ} = 1.16 \times 10^7 \text{ OK}$ ) была вычислена в работе<sup>/38/</sup> методом численного интегрирования с учетом максвелловского распределения скоростей. Ввиду подобного хода экстраполированных полных сечений реакций  $d+d$  при очень низких энергиях дейтронов, можно считать настоящие результаты подтверждением расчётов  $\sigma_{DD}$ , сделанных в работе Адыяевича и др.<sup>/38/</sup>

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ настоящих и других доступных экспериментальных данных реакций термоядерного синтеза  $d+d$  с поляризованными частицами доказал, что в области низких энергий дейтронов  $E_d \lesssim 1 \text{ МэВ}$  можно для теоретической интерпретации поляризационных данных применить с успехом  $R$ -матричное приближение. Эта теоретическая модель хорошо описывает энергетическую зависимость измеряемых величин (поляризацию вылетающих нуклонов, анализирующие способности) и сечений. Можно отметить, что при низких энергиях столкновения дейтронов с дейтронами идут как прямой процесс.

Анализ поляризационных экспериментов в ядерных реакциях  ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$  и  ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$  при низких энергиях представляет возможность обсуждения важного вопроса о существовании возбужденных состояний ядра  ${}^4\text{He}$  вблизи пороговой энергии  $d-d$ . Не подтвердились состояния  $J^\pi = 2^+$  и  $1^-$  этого ядра при энергиях возбуждения  $E_x({}^4\text{He}) = 23,9 \text{ МэВ}$  и  $24,1 \text{ МэВ}$ , соответственно. Такие состояния не подтверждаются также и энергетической зависимостью измеряемых и анализированных величин.

С помощью приведенных выше параметров  $R$ -матричного анализа настоящих и других доступных данных по  $d+d$  реакциям полные сечения были проэкстраполированы от экспериментально изученной области к энергиям до  $0,5 \text{ КэВ}$ , где получены значения  $\sigma_{tot}(d+d)$  порядка  $10^{-25} \text{ мб}$ .

Важным результатом является также определение отношения вкладов  $p$ -волны в зеркальных реакциях  ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$  и  ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$ . Такие вклады при низких энергиях в полтора раза больше в выходном нейтронном канале.

Примечательно и то, что отношение вкладов  $p$ -волны в обеих реакциях одинаково по различным поляризационным величинам и также сечениям.

Автор выражает благодарность Б.П. Адыяевичу, В.Г. Антоненко, А.М. Балдину, К.Д. Толстову и И. Тучеку за интерес к работе и поддержку.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ad'yusevich B.P., Antonenko V.G., Bém P., Kozma P., Mares J., Czech. J. Phys., 1982, B 32, p.1349.
2. Beiduk F.M., Pruett J.R., Konopinski E.J., Phys. Rev., 1950, 77, p.622 and p.628.
3. Rook J.R. and Goldfarb L.J.B., Nucl. Phys., 1961, 27, p.79.
4. Fick D., Weiss U., Z.Physik, 1973, 265, p.87.
5. The Madison Convention, in Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Ed. H.H. Barschall and W. Haeblerli, University Wisconsin Press, Wisconsin, 1971, p.XXV.
6. Kozma P., Bém P., Nucl. Phys., 1985, A 442, p.17.
7. Boersma H.J., Jonker C.C., Nijenhuis J.G., van Hall P.J., Nucl. Phys., 1963, 46, p.660.
8. Behof A.F., May T.H., McGarry W.I., Nucl. Phys., 1968, A 108, p. 250.
9. Röding P., Schölermann H., Nucl. Phys., 1969, A 125, p.585.
10. Smith J., Thornton C., Can. J. Phys., 1972, C 37, p.293.
11. Davie H., Galloway R.B., Nucl. Instr. and Meth., 1973, 108, p.581.
12. Sikkema C.P., Steendam S.P., Nucl. Phys., 1974, A 245, p.1.
13. Alsoraya A.M., Galloway R.B., Nucl. Phys., 1977, A 280, p.61.
14. Galloway R.B., van Hall A.S., Phys. Rev., 1980, C 21, p.453.
15. Jeltsch K., Huber P., Janett A., Striebel H.R., Helv. Phys. Acta, 1970, 43, p.279.
16. Grüebler W., König V., Schmelzbach P.A., Jenny B., Vybiral J., Nucl. Phys., 1981, A 369, p.381.
17. Адыяевич Б.П., Антоненко В.Г., Фоменко Д.Г., Ядерная физика, 1981, 33, стр.601.
18. Ohlsen G.G., Rep. Prog. Phys., 1972, 35, p.792.
19. Ruby L., Crawford R.B., Nucl. Instr. and Meth., 1963, 24, p.413.

20. Ying N., Cox B.B., Barnes B.K., Barrows A.W., Nucl. Phys., 1973, A 206, p.483.
21. Seiler F., Nucl. Phys., 1972, A 187, p.379.
22. Abramowitz M., Stegun I.A., Handbook of Mathematical Functions, NBS Applied Mathematics 55, Washington, 1966.
23. Monahan J.E., Elwyn A.J., Serduke F.J.D., Nucl. Phys., 1976, A 269, p.71.
24. Boersma H.J., Nucl. Phys., 1969, A 135, p.609.
25. Kozma P., Bém P., Benda F., Nucl. Instr. and Meth., 1985, 228, p.579.
26. Kozma P., Bém P., Czech. J. Phys., 1984, B 34, p.1308.
27. Smith W.R., Comp. Phys. Comm., 1969, 1, p.135.
28. Barnett A.R., Feng D.H., Steed J.W., Goldfarb L.J.B., Comp. Phys. Comm., 1974, 8, p.377.
29. Liskien H., Paulsen A., Nucl. Data Tables, 1973, 11, p.569.
30. Hackenbroich H.H., Seligman T.H., Phys. Lett., 1972, B 41, p.102.
31. Hänsgen H., Pose H., Schirmer G., Seeliger D., Nucl. Phys., 1965, 76, p.417.
32. Franz H.V., Fick D., Nucl. Phys., 1968, A 122, p.591.
33. Hänsgen H., Nitzsche M., Nucl. Phys., 1971, A 165, p.401.
34. Kukulin V.I., Krasnopolskij V.M., J. Phys. G., Nucl. Phys., 1984, 10, p. L 213.
35. Козлов В.Н., Атомная энергия, 1962, 12, стр 238
36. Арцимович Л.А., Управляемые термоядерные реакции, Физматгиз, Москва, 1961, стр.6.
37. Duane P.L., Naval Research Laboratory Memorandum Report, 1961.
38. Адьясевич Б.П., Антоненко В.Г., Брагин В.Н., Ядерная физика, 1981, 33, стр II67.

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 июля 1986 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

- |               |  |             |
|---------------|--|-------------|
| D2-82-568     | Труды совещания по исследованиям в области релативистской ядерной физики. Дубна, 1982.   | 1 р. 75 к.  |
| D9-82-664     | Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.  | 3 р. 30 к.  |
| D3,4-82-704   | Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.  | 5 р. 00 к.  |
| D11-83-511    | Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.                                   | 2 р. 50 к.  |
| D7-83-644     | Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.  | 6 р. 55 к.  |
| D2,13-83-689  | Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.   | 2 р. 00 к.  |
| D13-84-63     | Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.   | 4 р. 50 к.  |
| D2-84-366     | Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.   | 4 р. 30 к.  |
| D1,2-84-599   | Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.  | 5 р. 50 к.  |
| D17-84-850    | Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/  | 7 р. 75 к.  |
| D10,11-84-818 | Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983 | 3 р. 50 к.  |
|               | Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/  | 13 р. 50 к. |
| D4-85-851     | Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.   | 3 р. 75 к.  |
| D11-85-791    | Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.                                      | 4 р.        |
| D13-85-793    | Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.  | 4 р. 80 к.  |

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Козма П.  
Реакции термоядерного синтеза D+D  
с поляризованными частицами

P15-86-454

Дан обзор измерений поляризационных величин в реакциях термоядерного синтеза  ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$  и  ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$  при энергиях дейтронов до 1 МэВ. Результаты анализа этих экспериментов позволяют предположить наличие возбужденных состояний ядра  ${}^4\text{He}$  вблизи порога энергии d+d и провести экстраполяцию полных сечений в область очень низких энергий дейтронов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод автора

Kozma P.  
The Reactions of Thermonuclear Synthesis  
D+D with Polarized Particles

P15-86-454

Polarization measurements from the  ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$  and  ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$  thermonuclear reactions at deuteron energies below 1 MeV are analyzed. Results of analysis enable to discuss the existence of  ${}^4\text{He}$  excited states in the vicinity of d+d threshold energy as well as to extrapolate total cross-sections  $\sigma_{\text{tot}}(d+d)$  into the region of very low energies.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986