

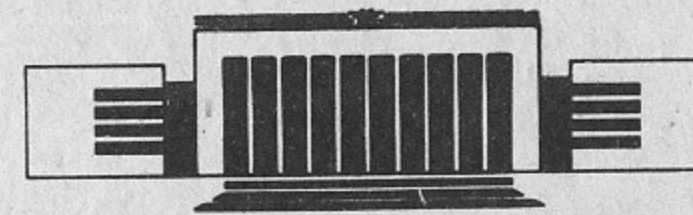


13
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

Б.Б. Войцеховский, С.И. Мишнев, Д.М. Николенко,
С.Г. Попов, И.А. Рачек, А.Б. Темных,
Д.К. Топорков, Е.П. Центалович, С.Л. Белостоцкий,
В.В. Нелюбин, В.В. Сулимов, В.Н. Стибунов

ИЗМЕРЕНИЕ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРНОЙ
АНАЛИЗИРУЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ T_{20} и T_{22}
В ФОТОДЕЗИНТЕГРАЦИИ ДЕЙТРОНА

ПРЕПРИНТ 92-19



НОВОСИБИРСК

Измерение компонент тензорной анализирующей способности T_{20} и T_{22} в фотодезинтеграции дейтрона

Б.Б. Войцеховский, С.И. Мишнев, Д.М. Николенко, С.Г. Попов,
И.А. Рачек, А.Б. Темных, Д.К. Топорков и Е.П. Центалович
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН
630090, г. Новосибирск, Россия

С.Л. Белостоцкий, В.В. Нелюбин и В.В. Сулимов
Институт ядерной физики РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

В.Н. Сибунов
Томский НИИ ЯФ ТПИ, г. Томск, Россия

АННОТАЦИЯ

Измерены компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\vec{d}(e, pn)e'$ T_{20} и T_{22} при малых углах рассеяния электрона (фотодезинтеграция дейтрона). Измерения произведены при $\vartheta_p^{cm} = 88^\circ$ и $E_\gamma = 40-550$ МэВ. Наблюдается качественное согласие с теоретическими предсказаниями.

© Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

Изучению фотодезинтеграции дейтрона посвящается множество как теоретических, так и экспериментальных работ [1]. Это не удивительно, так как на этом пути возможно достоверное исследование актуальных вопросов физики межнуклонных взаимодействий. Тем не менее, в одном из важных разделов - в экспериментах с тензорно-поляризованной мишенью - к настоящему времени проведено лишь одно измерение [2]. Настоящая работа проведена на 2-ГэВном пучке накопителя ВЭПП-3 в Новосибирске одновременно с измерением асимметрии в упругом ed рассеянии [3] и с использованием части аппаратуры этого эксперимента.

В эксперименте изучалась электродезинтеграция тензорно-поляризованного дейтрона при малых углах рассеяния электрона. Это эквивалентно изучению его фотодезинтеграции [4], ниже мы приведем некоторые аргументы в обоснование этого положения.

Сечение фотодезинтеграции поляризованного дейтрона, следуя [5], запишем:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left\{ 1 - \frac{\sqrt{3}}{2} P_z \sin\vartheta_d \sin\varphi_d T_{11} + \frac{\sqrt{2}}{2} P_{zz} \left(\frac{3\cos^2\vartheta_d - 1}{2} T_{20} + \right. \right. \\ \left. \left. + \sqrt{\frac{3}{8}} \sin 2\vartheta_d \cos\varphi_d T_{21} + \sqrt{\frac{3}{8}} \sin^2\vartheta_d \cos 2\varphi_d T_{22} \right) \right\} \quad (1)$$

здесь $d\sigma_0/d\Omega$ - сечение реакции с неполяризованным дейтроном, P_z и P_{zz} - степени векторной и тензорной поляризации мишени, определяемые как $P_z = (n^+ - n^-)$, $P_{zz} = (n^+ + n^- - 2n^0)$, где n^+ , n^- , n^0 - заселенности состояний дейтрона с различными проекциями ядерного спина на направление ведущего магнитного поля, сферические углы ϑ_d и φ_d описывают направление поляризации дейтрона в системе отсчета, ось Z которой совпадает с направлением гамма-кванта, а плоскость Z X - с плоскостью реакции. T_{11} - векторная, а T_{20} , T_{21} , T_{22} - компоненты тензорной анализирующей способности реакции. Они зависят только от угла вылета протона и энергии

гамма-кванта E_γ . Изучение анализирующих способностей представляет большой интерес, так как они должны быть чувствительны к волновым функциям дейтрона, мезонным обменным токам, взаимодействию нуклонов в конечном состоянии и т. д. [6-8]. Важно, что в ряде случаев такая информация не может быть получена в неполяризованных экспериментах.

Было произведено два измерения. В первом измерении в качестве внутренней мишени использовалась струя поляризованных атомов дейтерия [9], как это было сделано в [2], с той разницей, что струя пересекала пучок электронов под углом 30° . Толщина мишени составляла 10^{11} ат/см². Степень тензорной поляризации мишени находилась следующим образом. Определялась, как в [9], степень поляризации струи $P_{zz}^0 = .970 \pm .070$. Затем учитывалось наличие неполяризованного дейтерия в вакуумной камере накопителя, для чего было произведено моделирование динамики откачки дейтерия ($k_1 = .890$), делалась расчетная поправка на деполаризацию струи в ч. поле электронного пучка ($k_2 = .924$) [10], учитывался эффект удержания электронным пучком ионов дейтерия ($k_3 = .975$). В результате $P_{zz} = P_{zz}^0 \cdot k_1 \cdot k_2 \cdot k_3 = .778 \pm .075$. При вычислении ошибки P_{zz} учтены ошибки поправок.

Во втором наборе для увеличения толщины мишени была применена накопительная ячейка [11, 3]. В этом случае струя поляризованного дейтерия инжектировалась в накопительную ячейку, что приводило к возникновению внутри нее некоторого давления газа поляризованных атомов дейтерия. Этот газ вместе со струей и служил мишенью. Толщина мишени, просматриваемая детекторами, составила $3 \cdot 10^{11}$ ат/см² (полная толщина - на порядок больше). Степень тензорной поляризации мишени была определена по результатам упругого рассеяния на малый угол [3]: $P_{zz} = .573 \pm .053$. К этой величине в данном эксперименте были сделаны небольшие ($\approx 4\%$) поправки, связанные с тем, что детектор просматривал различные участки мишени при различных E_γ , что приводило к изменению доли струи в толщине мишени, а, следовательно, и к изменению поляризации (P_{zz} струи почти вдвое выше P_{zz} газа).

Набор данных производился при токе пучка электронов 100 - 200 мА, интегралы тока пучка электронов 160 и 400 ККулон в первом и втором наборе соответственно.

Основная часть данных получена при регистрации совпадений протон-нейтронных пар, несколько измерений проделано с использованием мечения виртуальных фотонов - с регистрацией ($e'p$) совпадений.

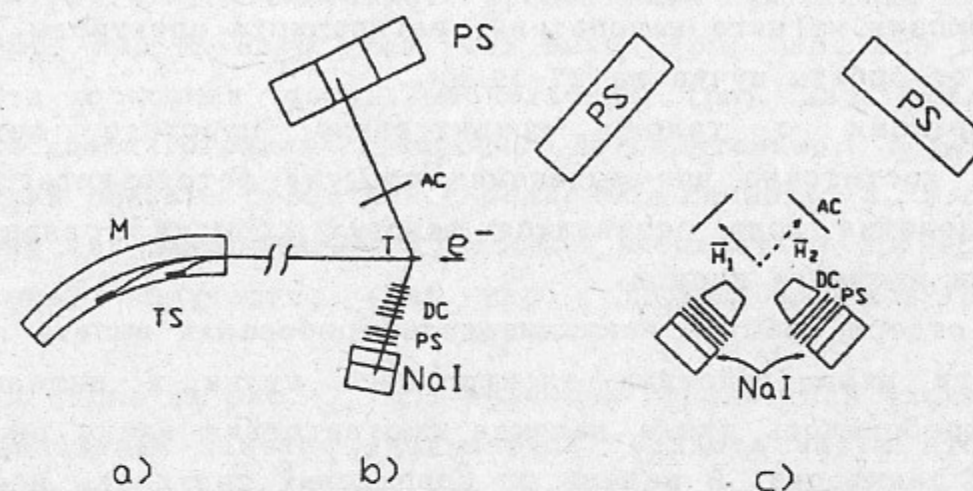


Рис. 1. Схематическое изображение детектирующих систем. а) Вид сверху на поворотный магнит ВЭПП-3 (М) со станциями мечения электронов (TS), б) вид сбоку на одну из систем регистрации протон-нейтронных пар; в) вид на системы регистрации в плоскости, перпендикулярной оси электронного пучка; Т - поляризованная дейтериевая мишень, DC - дрейфовые камеры, PS - пластмассовые сцинтилляционные счетчики, АС - счетчики антисовпадений.

Имелись две идентичные системы регистрации (рис. 1) [12]. В протонном плече каждой системы 6 дрейфовых камер определяли направление движения протона, а с помощью 3-х пластмассовых сцинтилляционных счетчиков (4, 10 и 10 мм толщиной) и 2-х слоев счетчиков NaI (50 и 110 мм) определялась их энергия. Диапазон измеряемых энергий протона был разбит на несколько интервалов (границы соответствующих интервалов по E_γ приведены в табл. 1). Нахождение границ интервалов базировалось на информации о пробегах протонов в счетчиках.

Нейтронные детекторы содержали по 3 пластмассовых сцинтиллятора размерами $20 \times 20 \times 100$ см³. Каждый сцинтиллятор просматривался с торцов двумя ФЭУ. Определялись координаты пролета нейтронов (одна - по номеру счетчика, другая - по разнице времени движения света к торцам счетчика) и время пролета на базе 1.7 м, что позволило вычислить энергию нейтрона. Перед нейтронными детекторами располагались счетчики антисовпадений.

Детекторы перекрывали значительный телесный угол: $\Delta\varphi = 32^\circ$, $\Delta\theta \approx 10^\circ$. Средний угол вылета протона $\vartheta_p^{cm} \approx 88^\circ$ (графа 3 табл. 1).

В системе мечения было две станции для регистрации электронов, потерявших $W \approx 200$ и ≈ 400 МэВ. Станция - это 4-х ламельный (4 интервала по E_γ) полупроводниковый детектор (ППД) и ливневый сэндвич - три ППД и три конвертора. Станции находились между полюсами магнита накопителя, регистрируя электроны, отклонившиеся от орбиты пучка на 27-39 мм.

Информации с такого сравнительно простого детектора оказалось достаточно для выделения событий фотодезинтеграции и для определения доли оставшихся фоновых событий, связанных с процессами рождения пионов.

При отборе событий накладывалось требование вылета протона из области взаимодействия электронного пучка и мишени. При мечении требовалось также наличие соответствия между энергиями протона и электрона. В канале pn совпадений считалось необходимым наличие корреляций двухчастичной реакции: корреляций углов вылета протона и нейтрона, корреляции их энергий.

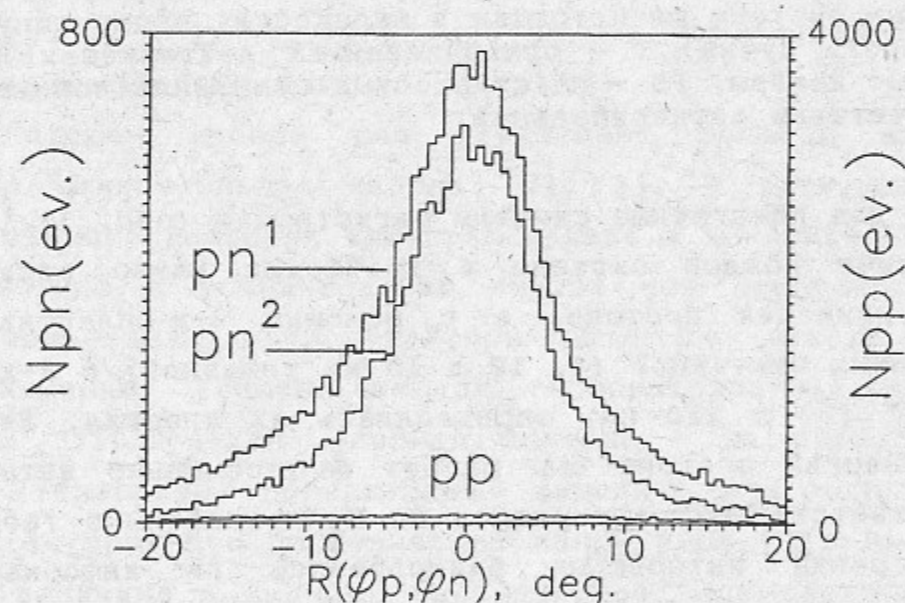


Рис. 2. Гистограммы по корреляционному параметру $R(\varphi_p, \varphi_n)$. Цена деления вертикальной шкалы гистограммы по событиям (pp) совпадений выбрана впятеро большей, чтобы отразить низкую эффективность регистрации нейтронов и наглядно показать соотношение выходов двух каналов реакции.

На рис. 2 приведены три гистограммы по одному из этих корреляционных параметров $R(\varphi_p, \varphi_n) = \varphi_p + \varphi_n - \pi$: по всем (pn) событиям (гистограмма помечена значком $pn1$), по событиям (pn) , оставшимся после введения ограничений по параметрам $R(\vartheta_p, \vartheta_n)$ и

$R(E_p, E_n)$ (метка $pn2$), а также гистограмма по событиям (pp) совпадений. События последнего типа находятся среди событий зарегистрированных детекторами (pn) пар, так как счетчик анти-совпадений не включен в триггер, и выделяются в *off line* анализе по амплитуде в этом счетчике. Из сравнения гистограмм видно, что выход (pp) пар намного ниже, чем выход (pn) пар. Это говорит о том, что основная часть наблюдаемых (pn) пар рождается в процессе дезинтеграции дейтрона. Действительно, события (pp) совпадений обязаны процессам с рождением пионов, а, в следствие изотопической инвариантности, должно наблюдаться примерно такое же (малое) количество (pn) пар, сопровождающихся рождением пионов.

Как видно из рис. 2, при введении ограничений число событий (pn) совпадений заметно уменьшается. Большая часть отброшенных событий связана со случаями рассеяния электронов на углы, которые детектор способен отличить от нулевого. Этот граничный угол ϑ_B определяется угловым и энергетическим разрешением детектора и равен $\approx 1^\circ$ при $E_\gamma \approx 100$ МэВ и $\approx 3^\circ$ при $E_\gamma \approx 300$ МэВ. На рис. 3 приведен расчет [13] отношения сечения дезинтеграций дей-

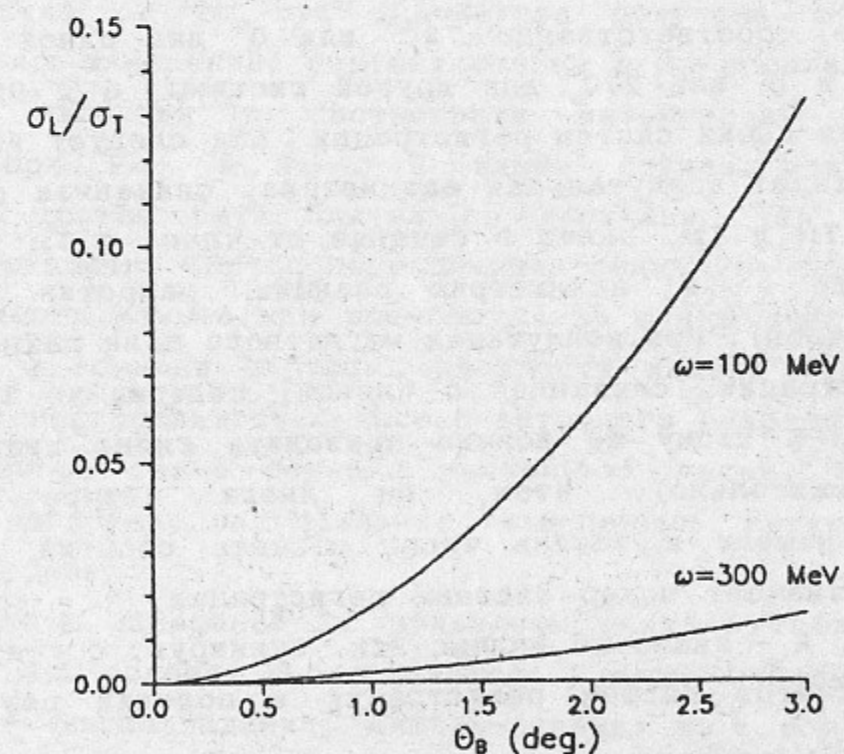


Рис. 3.

трона продольными фотонами (σ_l) к сечению дезинтеграции поперечными фотонами (σ_t), проинтегрированных по азимутальному углу рассеянного электрона и по ϑ от 0° до граничного угла ϑ_B , в зависимости от величины ϑ_B . При расчете вводилось упрощающее предположение равенства матричных элементов векторных компонент ядерного тока. Видно, что для наших ϑ_B вклад продольных фотонов в сечение пренебрежимо мал, и полученные результаты можно рассматривать как относящиеся к фотодезинтеграции.

Количество событий (pp) совпадений, сопровождающихся рождением пионов, (фон к событиям фотодезинтеграции), не отброшенных при введении ограничений, было оценено как количество (pp) совпадений с теми же ограничениями (4%), умноженное на два (в случае однопионных процессов, в канале реакции (pp) появляется π^0 -мезон, рождающийся на обоих нуклонах).

В настоящем эксперименте для измерения тензорных анализирующих способностей и с целью подавления систематических ошибок при этих измерениях использовались, как и в [2], две системы детекторов, переключалось направление магнитного поля, управляющего ориентацией поляризации мишени, менялся знак P_{zz} . Как видно из рис. 1, системы детекторов развернуты на 90° одна относительно другой по азимутальному углу. Магнитное поле принимало попеременно одно из двух направлений \vec{H}_1 или \vec{H}_2 , так что φ_d равно соответственно 90° или 0° для одной из систем регистрации и 0° или 270° для другой системы, а $\vartheta_d=90^\circ$ в обоих случаях и для обеих систем регистрации. Как следует из (1), при $\vartheta_d=90^\circ$ существует азимутальная асимметрия, связанная с членами, содержащими T_{11} и T_{22} , вклад в сечение от члена с T_{21} зануляется (отметим, что в [2] асимметрию реакции, напротив, определял именно этот член). При коммутации магнитного поля разность счета систем регистрации, связанная с членом, содержащим T_{22} , должна менять знак. К этому же должна приводить смена знака P_{zz} (P_z всегда положительно). Итак, мы имели четыре состояния поляризации мишени и восемь чисел отсчета событий детекторов N_{jk}^i , где i означает номер системы регистрации, j - совпадает с индексом \vec{H}_j , k - знаковый индекс P_{zz} . Суммируя, с учетом знака, разности отсчетов систем регистраций и поделив результат на сумму всех N_{jk}^i , получим:

$$a_{T_{22}} = [N_{1+}^1 - N_{1+}^2 - N_{2+}^1 + N_{2+}^2 - N_{1-}^1 + N_{1-}^2 + N_{2-}^1 - N_{2-}^2] / \sum N_{jk}^i \quad (2)$$

Эта асимметрия защищена в первом порядке от влияния систематических ошибок, связанных, например, с возможным различием эффективностей детекторов, различием их фоновых условий, неравенством телесных углов и т.д. Как следует из (1), здесь числитель пропорционален только T_{22} , знаменатель вообще не зависит от поляризации мишени. Отсюда

$$T_{22} = K_\varphi \frac{4}{\sqrt{3}P_{zz}} a_{T_{22}} \quad (3)$$

здесь $K_\varphi=1.055$ - поправка, учитывающая интервал регистрации по азимутальному углу. Результаты измерений T_{22} приведены в табл. 1.

Для проверки отсутствия систематических ошибок можно вычислить выражение, которое в идеальном случае должно быть равно нулю:

$$a_{zero} = [N_{1+}^1 - N_{2+}^2 + N_{2+}^1 - N_{1+}^2 + N_{1-}^1 - N_{2-}^2 + N_{2-}^1 - N_{1-}^2] / \sum N_{jk}^i \quad (4)$$

эта величина оказалась равной $.011 \pm .044$ в первом наборе и $-.024 \pm .021$ во втором, что согласуется с нулем.

Что касается T_{20} , эту величину можно выделить за счет изменения скорости счета детектора при изменении знака P_{zz} :

$$T_{20} = \frac{\sqrt{8}}{P_{zz}} \left[\sum N_{j+}^i - \sum N_{j-}^i \right] / \sum N_{jk}^i \quad (5)$$

В отличие от T_{22} эта асимметрия получена в результате одновременных измерений, поэтому ошибки в ее определении прямо связаны с ошибками в соотношении интегралов светимостей, набранных при P_{zz+} и P_{zz-} . В нашем случае эти интегралы светимостей должны быть близки по величине, так как производилось достаточно частое переключение знака P_{zz-} каждые 200 с. Это время много меньше как времени жизни пучка электронов (2-3 часа), так и времени вариаций плотности мишени (связанных, в основном, с нестабильностью высокочастотного разряда в диссоциаторе), которое также порядка нескольких часов. Кроме того, вносилась поправка на различие измеренных интегралов тока пучка электронов.

Результаты измерений T_{20} приведены также в табл. 1, где в графе 4 описаны условия экспериментов: а - pp совпадения, мишень-струя; б - pp совпадения, мишень-ячейка; с - e'p совпадения (мечение), мишень-струя; а+б или а+б+с - среднее по соответствующим измерениям. Ошибки, приведенные в таблице, - статистические, кроме второй ошибки средних значений T_{20} и T_{22} , которая связана с неопределенностью P_{zz} .

Оценку совместимости результатов, полученных в измерениях а, б и с, сделаем по результатам измерений T_{22} с помощью критерия χ^2 с 10 степенями свободы, где за гипотезу примем средние значения T_{22} :

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \left(\frac{T_{22_{ij}} - T_{22_1}}{\delta T_{22_{ij}}} \right)^2 = 17.5. \quad (6)$$

Экспериментальные результаты

Таблица 1

\bar{E}_γ (МэВ)	E_γ (МэВ)	ϑ_p^{cm}	услов. эксп.	T20	T22
1	2	3	4	5	6
1) 40	34-47	88.0	a b a+b	-.224+- .235 .441+- .124 .296+- .110+- .028	-.024+- .203 -.450+- .106 -.359+- .094+- .034
2) 65	47-83	88.1	a b a+b	.510+- .223 .228+- .101 .276+- .092+- .026	-.769+- .188 -.456+- .087 -.511+- .079+- .048
3) 107	83-130	88.6	a b a+b	.356+- .264 .231+- .117 .252+- .107+- .024	-.889+- .221 -.622+- .100 -.667+- .091+- .063
4) 146	130-163	87.5	a b a+b	.026+- .322 .498+- .156 .408+- .140+- .038	-.518+- .274 -.978+- .132 -.891+- .119+- .084
5) 184	163-205	87.4	a b a+b	-.098+- .359 .514+- .156 .417+- .143+- .039	-1.490+- .278 -.780+- .133 -.912+- .120+- .086
6) 230	205-255	86.7	a b c a+b+c	.635+- .369 .457+- .153 -.111+- .280 .362+- .126+- .034	-.729+- .314 -.571+- .132 -.988+- .259 -.666+- .110+- .062
7) 296	255-338	88.2	a b a+b	.422+- .387 .578+- .161 .555+- .149+- .052	-1.158+- .315 -.717+- .138 -.788+- .126+- .074
8) 378	338-464	89.6	a b c a+b+c	.930+- .659 .631+- .265 .776+- .420 .699+- .212+- .066	-.200+- .583 -.861+- .225 -.730+- .367 -.764+- .182+- .072
9) 505	464-606	88.7	b	-.402+- .465+- .038	-1.040+- .391+- .098

Здесь индекс $i=1,8$ обозначает номер интервала по E_γ , индекс j определяет условия эксперимента (а, б и с). $\delta T_{22_{ij}}$ - статистические ошибки $T_{22_{ij}}$ и ошибки этих величин, связанные с неопределенностью P_{zz} , сложенные среднеквадратично.

Как видно, согласие между измерениями удовлетворительное,

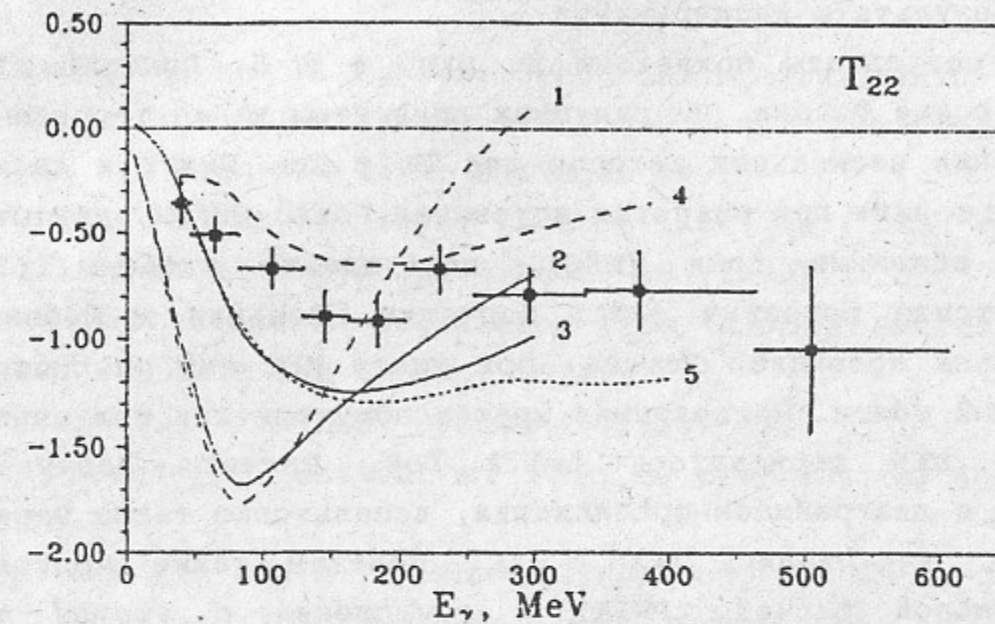


Рис. 4. Экспериментальные результаты и теоретические предсказания для T_{20} в зависимости от энергии гамма-кванта. Приведенные ошибки - только статистические. Кривая 1 - PWIA, кривая 2 - IA, кривая 3 - IA+MEC из расчетов Левчука [6]; кривая 4 - расчет Корчагина, Мельника и Шебеко [8], в обеих работах использован потенциал Парижа; кривая 5 - расчет Шмитта и Аренховела [7], здесь использован потенциал Бонна ОБЕРР.

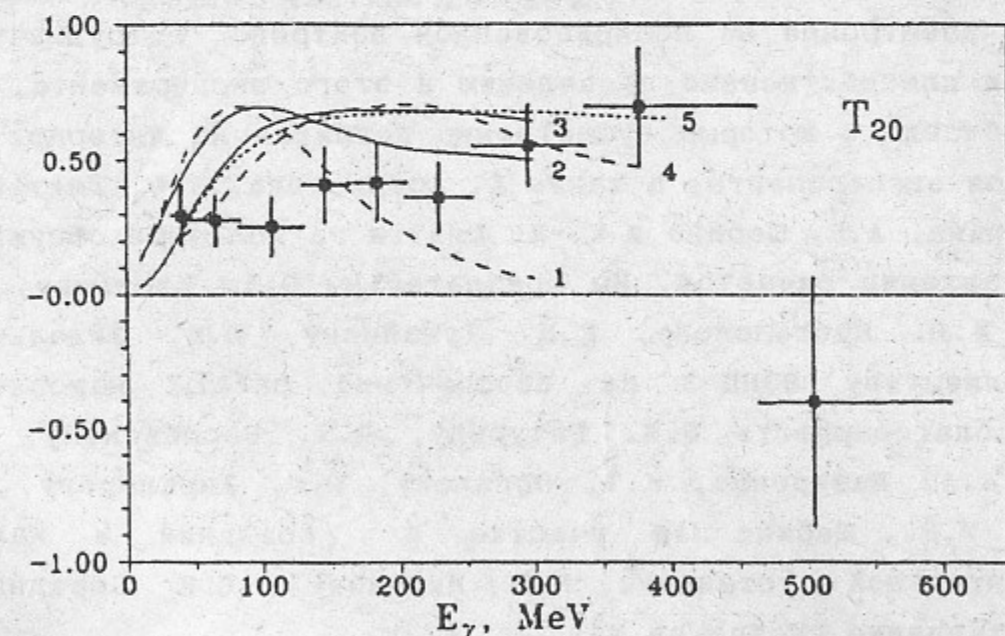


Рис. 5. Экспериментальные результаты и теоретические предсказания для T_{22} в зависимости от энергии гамма-кванта (см. подпись к рис. 4).

поэтому мы используем средние значения T_{20} и T_{22} , как окончательные результаты эксперимента.

Эти результаты приведены на рис. 4 и 5. Показаны только статистические ошибки. На рисунках приведены также теоретические предсказания нескольких авторов для T_{20} и T_{22} . Шмитт и Аренховел [7] использовали при расчетах потенциал Бонна ОВЕРР, учитывались мезонные обменные токи (МЕС), возбуждение изобары (IC) и релятивистские поправки (RC). Корчагин, Мельник и Шебеко [8] использовали потенциал Парижа, при учете МЕС они рассматривали однопионный обмен. Приведенная кривая получена ими при параметре обрезания πNN формфактора $\Lambda=1.2$ ГэВ. Расчеты Левчука [6] выполнены в диаграммном приближении, использован также Парижский потенциал, учитывались МЕС и IC. Показан также простейший, плоскостной расчет (PWIA) и вычисления с учетом только взаимодействия нуклонов в конечном состоянии (IA) (оба расчета из [6]).

Как видно из рисунков, оба последних расчета плохо описывают экспериментальные данные. Что касается полных расчетов, то здесь соответствие гораздо лучше, что говорит о важности учета мезонных обменных токов.

В заключение, нам приятно поблагодарить Р. Холта, Р. Гилмана, Э.Р. Киннея, Р.С. Ковальчика, Ж. Наполитано, Д.Г. Поттервельда и Л. Янг, соавторов работы [3] по упругому рассеянию электронов на поляризованном дейтроне, сотрудничество с которыми способствовало проведению и этого эксперимента, М.И. Левчука, беседы с которым существенно повлияли на интерпретацию результатов эксперимента, а также Х. Аренховела, В.Ф. Дмитриева, Ю.П. Мельника, А.В. Шебеко и К.-М. Шмитта за полезные обсуждения и предоставление расчетов. Мы признательны В.А. Киселеву, В.М. Петрову, И.Я. Протопопову, Г.М. Тумайкину, Ю.И. Эйдельману, всему коллективу ВЭПП-3 за обеспечение работы накопителя, выражаем благодарность П.И. Батурину, Д.К. Весновскому, Л.Г. Исаевой, Б.А. Лазаренко, К.Т. Оспанову, Ю.Г. Украинцеву, А.П. Усову и У.В. Шебиот за участие в создании и наладке экспериментальной установки, М.Д. Минакову и С.И. Середнякову за предоставление счетчиков NaI.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] H. Arenhövel and M. Sanzone. Photodisintegration of the Deuteron: A Review of Theory and Experiment (Few-Body System, Suppl. 3). Wien-New York: Springer 1991.
- [2] M.V. Mostovoy et al. Phys. Lett. B 188 (1987) 181.
- [3] R. Gilman et al. Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 1733.
- [4] H. Uberal. Electron Scattering from Complex Nuclei. Academ Press, New York and London, 1971.
- [5] H. Arenhövel. Few-Body System 4 (1988) 55.
- [6] M.I. Levchuk. Institut of Phisics preprint No 609, Minsk (1990).
- [7] K.-M. Schmitt and H. Arenhövel. Few-Body System 7, (1989)95.
- [8] А.Ю. Корчагин, Ю.П. Мельник и А.В. Шебеко, ЯФ, 48 (1988)387 и частное сообщение.
- [9] A.V. Evstigneev, S.G. Popov and D.K. Toporkov. Nucl.Instr. & Methods. A 238 (1985)12.
- [10] E.R. Kinney, направлено в Nucl. Instr. & Methods.
- [11] R.J. Holt, in: Proceedings of the Workshop on Polarized Targets in Storage Rings, Argonne, Illinois, 1984, edited by R.J. Holt (ANL Report No. 84-50) p.103.
- [12] Б.Б. Войцеховский и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 88-120. Новосибирск, 1988, направлено в Nucl. Instr. & Methods.
- [13] В.Ф. Дмитриев, частное сообщение.

*Б.Б. Войцеговский, С.И. Мишев, Д.М. Николенко,
С.Г. Попов, И.А. Рачек, А.Б. Темныз,
Д.К. Топорков, Е.П. Центалович, С.Л. Белостоцкий,
В.В. Нелюбин, В.В. Сулимов, В.Н. Стибунов*

**Измерение компонент тензорной анализирующей
способности T_{20} и T_{22} в фотодезинтеграции дейтрона**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 26 марта 1992 г.

Подписано в печать 27.03 1992 г.

Формат бумаги 60×90 1/16. Объем 1,1 печ.л., 0,9 уч.-изд.л.

Тираж 220 экз. Бесплатно. Заказ N 19.

Обработано на IBM PC и отпечатано на
роталпринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.