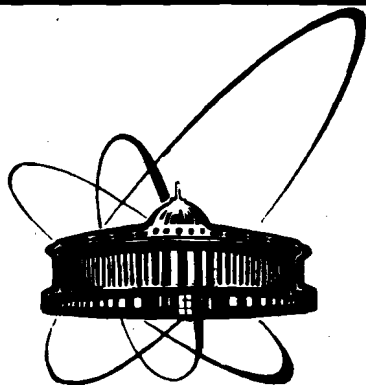


89-113



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2 18

18-89-113

Чан Дай Нгиеп, Чан Чонг Винь,
Чан Ван Выонг¹, Нгуен Тхань Хунг¹,
Нгуен Нгок Шон, Во Дак Банг²

МАКРОСКОПИЧЕСКОЕ
СЕЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ
ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ
НЕБОЛЬШИХ ОБРАЗЦОВ

¹ Институт ядерной физики, Ханой, СРВ

² Национальный институт атомной энергии,
Ханой, СРВ

1989

В настоящее время при поддержке МАГАТЭ выполняется обширная программа накопления ядерных данных в области геологии и улучшения методик получения этих данных. Например, одной из важных для геологии характеристик горных пород является макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов Σ_a . С ее помощью можно объяснить результаты многих физических измерений /1,2,3/. В обзорах /4,5/ представлены некоторые из разработанных стационарных методов определения величины Σ_a для геологических образцов небольшой массы. Это особенно важно, так как не всегда исследуемая порода может быть доставлена в большом количестве. В данной работе предлагается еще один разработанный вариант стационарного метода определения Σ_a для образцов небольшой массы.

Описание установки

Установка для определения макроскопического сечения поглощения тепловых нейтронов геологической породы была выполнена по аналогии с /5/ и схема ее приведена на рис. 1.

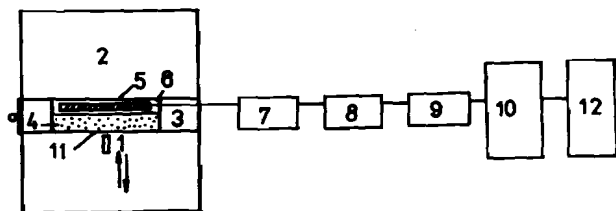
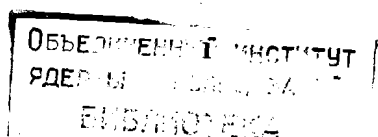


Рис. 1.
Схема эксперимента.

Установка представляет собой парафиновый блок (2) размером 500x500x900, служащий для замедления нейтронов. В центральной части блока расположен выдвижной ящик с кассетой (3) для исследуемого образца (4). Кассета изготовлена из оргстекла толщиной 2 мм и имеет размер 250x100x40. В установке используется $Pu - Be$ нейтронный источник (1) с выходом 10^6 нейтр.с⁻¹. Источник вводится в установку с помощью полуавтоматической системы. Для регистрации тепловых нейтронов используется счетчик СММ-14(5), который заключен в чехол из парафина в качестве отражателя (6). Сигналы из счетчика последовательно попадают на предусилитель (7), усилитель (8), дискриминатор (9) и пересчетную ячейку (10). Данные были обработаны на мини-ЭВМ типа PDP-II (12).



Процедура измерения величин Σ_a также аналогична ^{/5/} и заключается в следующем. Сначала с помощью детекторов тепловых нейтронов регистрируется число импульсов счета I_0 . Величина I_0 пропорциональна плотности потока тепловых нейтронов, которая устанавливается в месте расположения счетчика в результате как образования, так и поглощения тепловых нейтронов в парафинском блоке и исследуемом образце. Затем кассета с исследуемым образцом и счетчиком в парафинском отражателе экранируются кадмием (II) толщиной 0,5 мм. В этом случае зарегистрированный счет I_{cd} является величиной, пропорциональной плотности потока тепловых нейтронов, установившейся в результате образования и поглощения их в исследуемом образце.

Измерения были выполнены со стандартными и исследуемыми образцами в жидком и порошкообразном состоянии. В качестве стандартных образцов использовались как дистиллированная вода, в которую добавлялось определенное количество борной кислоты, так и некоторые окислы, минералы и их смеси.

Экспозиция измерений составляла 5x60 с. Результаты измерений с некоторыми стандартными образцами приведены на рис. 2.

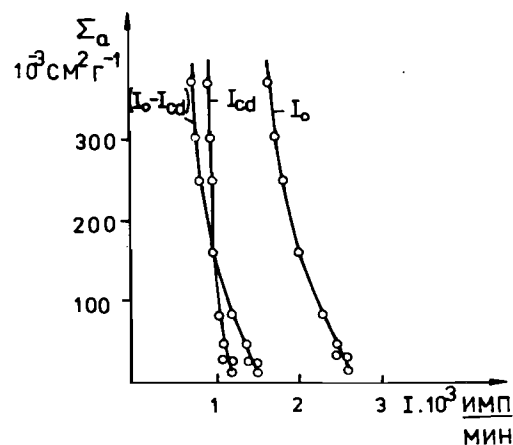


Рис. 2. Корреляции между Σ_a и нейтронными счетами для стандартных образцов в жидком состоянии.

Обсуждение полученных результатов

Для расчета величин сечения поглощения тепловых нейтронов в исследуемом образце по результатам описанной выше процедуры измерений в работе ^{/5/} предлагается следующая эмпирическая формула:

$$\Sigma_a = a_1 + a_2 I_0 + a_3 I_0^2 + a_4 I_{cd} + a_5 I_{cd}^2 + a_6 I_0 I_{cd}, \quad (1)$$

где $a_1 \div a_6$ — коэффициенты, определяемые из измерений со стандартными образцами.

При попытке сработать с помощью этой формулы результаты наших измерений, проведенных со стандартными образцами растворов борной кислоты, было выявлено, что решение для коэффициентов $a_1 \div a_6$ очень неустойчиво. Это ведет к большой ошибке определения величины Σ_a для исследуемых образцов.

Анализируя полученные со стандартными образцами результаты (рис. 2), мы установили, что величина сечения Σ_a более точно и в более широком по сравнению с ^{/5/} диапазоне может быть рассчитана по формуле в ^{/6/} и по следующей формуле, в которой фигурируют только два коэффициента:

$$\Sigma_a = \Sigma_0 \exp \left[- \frac{\gamma (I_0 - I_{cd})}{I_{cd}} \right], \quad (2)$$

где Σ_0 и γ — коэффициенты, определяемые из измерений со стандартными образцами.

Как было установлено, эта зависимость выполняется в диапазоне измеряемых нами сечений от $2,6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$ (CaCO_3) до $1,3 \cdot 10^4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$ (B_2O_3) (рис. 3).

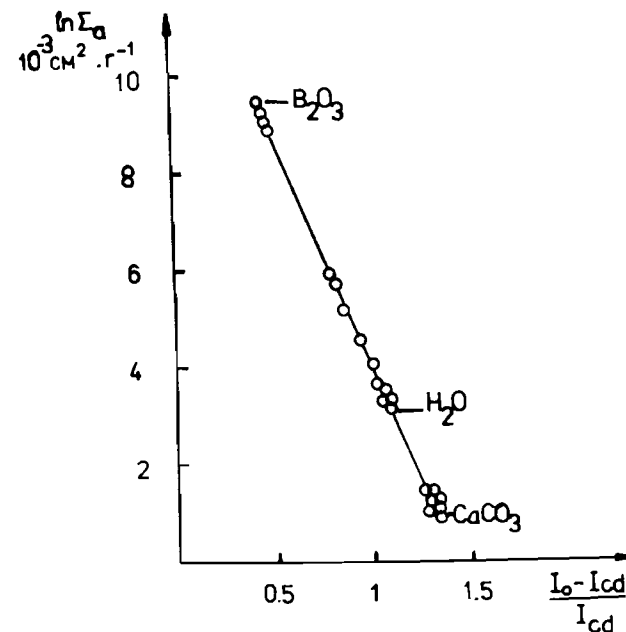


Рис. 3. Зависимость Σ_a от отношения $(I_0 - I_{cd}) / I_{cd}$.

Экспериментальные результаты измерения оказались независимыми от агрегатного состояния и плотности образцов. Правда, ход стандартной кривой сечения Σ_a слегка зависит от влажности и объема образца. Для устранения влияния влажности образцы перед измерениями высушивались. В случае отклонения объема исследуемого образца V от объема стандартов $V_{ст}$ ($V_{ст} = 500 \text{ см}^3$) коррекция выполняется по кривым, приведенным на рис. 4.

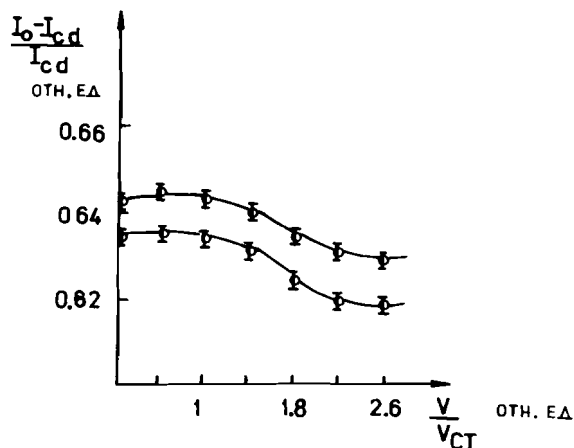


Рис. 4. Примерные корректирующие кривые для отношения $(I_0 - I_{cd}) / I_{cd}$ при отклонении объема исследуемого образца от объема стандартов.

Средние относительные ошибки экспериментальных данных равны $\pm 3\%$. Максимальные относительные ошибки между экспериментальными и расчетными значениями равны $\pm 5\%$ для образцов с $\Sigma_a > 22,2 \times 10^{-3} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ и $\pm 10\%$ для образцов с $\Sigma_a < 22,2 \times 10^{-3} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$.

Метод был использован для определения макроскопического сечения поглощения тепловых нейтронов ряда геологических пород с массой от 50 до 1000 г.

Работа была выполнена при финансовой поддержке МАГАТЭ.

Авторы глубоко признательны Ю.П.Гангрскому и Ю.Г.Тетереву за обсуждение результатов и ценные замечания.

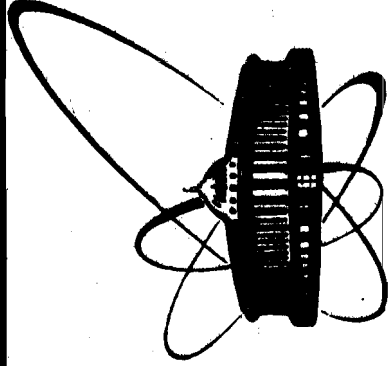
Литература

1. Czubek J.A., Drozdowicz K., Krynicka-Drozdowicz E., Igielski A. and Woznicka U.-Int. J. Appl. Rad. and Isot. 34, 143, 1983.
2. Кожевников Д.А. - Нейтронные характеристики пород и их использование в нефтегазопромысловой геологии. М.: Недра, 1974.

3. Vo Duc Bang, Nguyen Phuc, Tran Dai Nghiep and Pham Duy Hien -INDC (NDS).151/L,209, IAEA, Vienna 1984.
4. Clayton C.C.-INDC(NDS).151/L,1, IAEA, Vienna, 1984.
5. Dydejczyk A., Gyurcsak J. and Kreft A.-INDC(NDS).151/L, 313, IAEA, Vienna, 1984.
6. Tran Dai Nghiep, Vo Duc Bang, Nguyen Thanh Hung, Tran Van Vuong, and Nguyen Ngoc Son.-Progress in Science Research, 4, 1988.
7. Таблицы физических величин. М.: Атомиздат, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 февраля 1989 года.

89-117



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

С 601

13-89-117

А.А.СОЛЫВЬШКИН

**ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ
АТОМНЫХ ПУЧКОВ
КОРОТКОЖИВУЩИХ ЯДЕР**

Должено на II конференции молодых ученых ЛЯР ОИЯИ
Дубна, 5-7 января 1988 года

1989

ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ АТОМНЫХ ПУЧКОВ КОРОТКОЖИВУЩИХ ЯДЕР

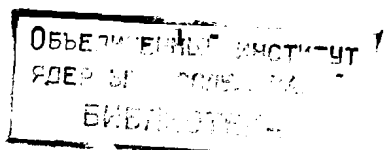
А.А.Солнышкин

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в ядерной физике все большую популярность завоевывают лазерно-спектроскопические методы исследования. Об этом свидетельствуют, например, предложения ряда новых экспериментов, опубликованные в /1/, а также большое количество уже проведенных исследований /2-34/. К ним относятся, в основном, эксперименты по определению квантовых характеристик основных и изомерных состояний, параметров деформаций, среднеквадратичных радиусов, квадрупольных и магнитных моментов атомных ядер. Все эти эксперименты представляют одну и ту же область лазерной спектроскопии - изучение структуры оптических линий атомных переходов (сверхтонкой структуры и изотопических сдвигов). Возраст этой области около десяти лет, но, тем не менее, послужной список и успех ее вполне значителен и очевиден (см. /2-34/). Эти работы были выполнены на быстрых ($E_{кин} \sim 60$ кэВ) атомных (ионных) пучках (как правило, - сепарированных) с использованием непрерывных лазеров, изучение которых направлялось коллинеарно атомному (ионному) пучку исследуемых нуклидов /7/.

В настоящей работе основное внимание отводится сравнительно молодой области лазерной спектроскопии - методам оптической накачки /2, 35/ (возможность поляризации атомных ядер), селективного воздействия на нейтральные атомы /36/, управления атомными пучками отдельных элементов и изотопов (замедление и охлаждение) /37, 38/. Сочетание этих методов с традиционной ядерной спектроскопией, как будет показано в последующих разделах, может обеспечить значительные успехи в исследованиях природы слабых взаимодействий и структуры атомных ядер.

В работе обсуждаются возможности постановки лазерно-ядерно-спектроскопических экспериментов на качественно новом уровне, направленных на решение проблемы токов второго рода (ТВР) и поиск Т-неинвариантных эффектов в процессе бета-распада атомных ядер. Отдельно обсуждается вопрос повышения чувствительности экспериментов, направленных на изучение основных характеристик ядер, удаленных от линии бета-стабильности.



I. ИЗУЧЕНИЕ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ

Детальное изучение сверхтонкой структуры оптических линий атомных переходов позволяет получать с высокой точностью сведения об основных характеристиках атомных ядер, а именно: квадрупольных и магнитных моментах, параметрах деформации, среднеквадратичных радиусах, квантовых характеристиках основных и изомерных состояний. С применением лазерной техники в этой области сделано немало [2-34]. Однако существует еще большое количество неизученных нуклидов, особенно удаленных от линии бета-стабильности. Поэтому автору представляется интересным продолжение таких исследований. К тому же чувствительности и эффективности уже существующих лазерных методик пока невелики (количество изучаемых нуклидов в пучке должно быть не менее 10^6 атомов в секунду [5]). С удалением от линии бета-стабильности количество получаемых ядер в реакциях резко уменьшается вследствие малых сечений образования и малых периодов полураспада. Здесь необходимо усовершенствование экспериментальных методик с целью повышения чувствительности и эффективности. Использование в экспериментах по изучению сверхтонкой структуры импульсной лазерной техники позволит, по сравнению с уже используемыми непрерывными лазерами для этих целей, существенно повысить как чувствительность, так и эффективность исследований, так как, во-первых, в импульсном режиме достигаются большие мощности излучения, что обеспечивает стопроцентное возбуждение резонансных атомных переходов, а во-вторых, появляются условия для точного измерения фона от лазерного луча и источника атомного пучка и корректного учета его при обработке экспериментальных результатов и, в-третьих, появляется возможность "экономить" исследуемые нуклиды, если обеспечить банчировку [39] или импульсность атомных пучков [40].

Экспериментальная установка, способная обеспечить такие измерения на самом широком круге короткоживущих ядер, изображена на рис. 1. Однозарядные ионы короткоживущих ядер, образованных в реакциях на ускорителе и выделенных по массовому числу с помощью электромагнитного масс-сепаратора, высаживаются на вращающийся коллектор, имеющий цилиндрическую форму и частоту вращения около 50 Гц. Материал коллектора подобран таким образом, чтобы высаженные на его поверхность ионы исследуемых ядер нейтрализовались и были слабо связаны с его поверхностью, то есть могли бы легко испаряться при достаточно сильном разогреве. Разогрев и испарение осуществляются с помощью мощного импульсного перестраиваемого лазера с накачкой от лазера на парах меди, работающего с частотой следования импульсов порядка 10 кГц. Излучение

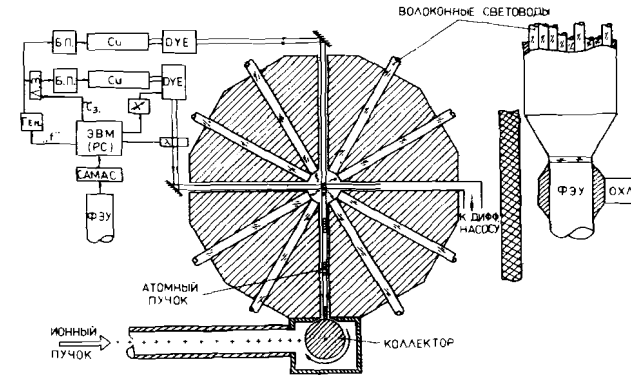


Рис. 1. Схема экспериментальной установки по изучению сверхтонкой структуры оптических линий атомов короткоживущих ядер.

падает на боковую поверхность коллектора (место посадки исследуемых ядер) вертикально вниз (см. рис. 1). Возбуждение сверхтонкой структуры оптических линий осуществляется вторым импульсным лазером с переменной длиной волны, излучение которого пересекает импульсный атомный пучок исследуемых нуклидов под углом 90° (на рисунке — горизонтально). Синхронизация и управление частотой и перестройкой длины волны излучения производится с помощью ЭВМ и специальных блоков электроники. Сбор и регистрация резонансно рассеянных фотонов осуществляются с помощью оптической системы с 4 π -геометрией на основе кварцевой волоконной оптики и фотоэлектронного умножителя. Использование волоконной оптики для этих целей позволяет значительно уменьшить фоновые условия вследствие того, что с большой вероятностью попадают и проходят по волоконному каналу только те фотоны, которые входят в него нормально к поверхности торца. Именно такое направление в описываемой установке и имеют резонансно рассеянные фотоны. Кроме того, волокна могут иметь любую длину (несколько метров), что дает возможность удалить ФЭУ на достаточно большое расстояние от установки для надежной защиты его от ядерных излучений, а также охладить его с целью понижения собственного фона. Рис. 2 иллюстрирует временные диаграммы установки, где: лазер 1 — излучение испаряющего лазера, лазер 2 — излучение лазера, возбуждающего сверхтонкую структуру, А — амплитуда сигнала, Φ_1 , Φ_T и Φ_2 — фон от лазера 1, темновой фон + фон от атомного пучка и фон от лазера 2 соответственно. В нижней части рисунка приведена форма записи информации в памяти ЭВМ.

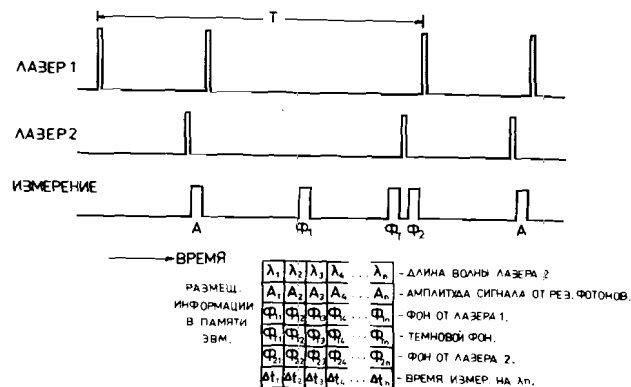


Рис. 2. Временные диаграммы работы установки.

2. СЕЛЕКТИВНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА АТОМЫ В ПУЧКЕ

Процесс селективного воздействия на атомы в пучке обусловлен резонансным рассеянием лазерных фотонов на отдельных атомах пучка, результатом которого является значительное изменение скоростей атомов как относительных, так и направленных. В последние годы этот вопрос занял одно из центральных мест в лазерной спектроскопии, в связи с проблемами получения сверхузких атомных резонансов без доплеровского уширения, атомных стандартов частоты и т.д. (см. материалы спец. симпозиума по этим проблемам /41/). К настоящему времени достигнуты значительные успехи в лазерном охлаждении ионов /42/, а также в области исследования влияния резонансного светового давления на движение атомов /43-50/. В ряде экспериментов /51-61/ успешно осуществлено охлаждение пучка атомов натрия-23 встречной резонансной лазерной волной, настроенной на частоту поглощения быстрых атомов. В /51-53/ использовалось импульсное сканирование длины волны лазерного излучения так, чтобы обеспечить постоянный резонанс с частотой поглощения атомов в пучке по мере их охлаждения. Затем удалось при сильном насыщении резонансного перехода, когда во взаимодействие вовлекается большая часть атомов доплеровского контура, понизить температуру относительного движения атомов до 1,5 К /54,55/. При использовании пространственного сканирования частоты атомного перехода вдоль пути замедляемых атомов удалось достигнуть температуры пучка 0,07 К /56,57/. Наконец, недавно при поперечном облучении наблюдалось охлаждение (радиационная коллимация) пучка атомов натрия-23 до температуры

($3,3 \cdot 10^{-3}$) К /60,61/. Результат иллюстрируется рис. 3, где изображены профили атомного пучка натрия исходного - 1 и после облучения аксиально-симметричным лазерным полем - 2. Обсуждается возможности трехмерного охлаждения атомных ансамблей с помощью лазерного излучения,

I, омн. ед.

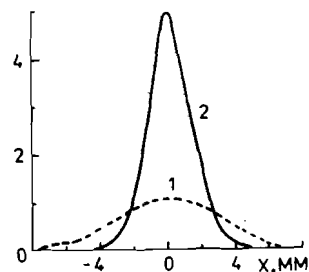


Рис. 3. Распределение интенсивности пучка атомов натрия в поперечном сечении. 1 - исходный тепловой пучок. 2 - пучок после облучения аксиально-симметричным лазерным полем на длине около 3 см.

а также их длительного хранения в небольших ограниченных объемах пространства /50/. С учетом достижений по селективному охлаждению атомов и возможности поляризации атомных ансамблей методом оптической накачки /2/ представляется возможным проведение ряда экспериментов, обсуждаемых ниже.

3. ПРОБЛЕМА ТОКОВ ВТОРОГО РОДА

С учетом инвариантности относительно собственного преобразования Лоренца наиболее общие выражения для векторного и аксиально-векторного токов в общепринятых обозначениях представляются в следующем виде /62,63/:

$$V_M = \bar{U}_P [F_1(q^2)\gamma_M + \frac{M}{2M} F_2(q^2)\sigma_{M3}q_3 + iF_3(q^2)q_M] U_M \quad (1)$$

$$A_M = \bar{U}_P [G_1(q^2)\gamma_M + \frac{M}{2M} G_2(q^2)\sigma_{M3}q_3 + iG_3(q^2)q_M] U_M \quad (2)$$

Здесь M - масса нуклона, M - разность аномальных магнитных моментов протона и нейтрона, q^2 - квадрат переданного 4-импульса. По классификации Вайнберга относительно G - четности /64/ последнее слагаемое в (1) и второе - во (2) относятся к токам второго рода (ТВР). Неравенство нулю формфактора F_3 приводит к нарушению гипотезы сохранения векторного тока (СВТ) в слабом взаимодействии, а на формфактор G_2 запретов, кроме следующих из предположения о сохранении G -четности, нет.

К настоящему времени существует большое количество как экспериментальных, так и теоретических работ, направленных на решение проблемы ТВР. Так, реально существует ряд моделей, использующих различные ги-

потезы, приводящие к включению TBP в гамилтониан слабого взаимодействия (см., например, /65-68/). Были проведены экспериментальные исследования в опытах по радиационному захвату μ^- -мезонов атомными ядрами /69-72/ и подробный теоретический анализ полученных данных /73-75/. В другом классе экспериментов исследовалось рассеяние мюонных нейтрино на нейтронах /76-79/. До недавнего времени установление различия в энергетических спектрах и величинах ft для аксиально-векторных β^\pm -переходов в зеркальных ядрах считалось одним из наиболее перспективных подходов в решении проблемы TBP. Большое внимание в этой связи было уделено анализу экспериментальных данных в ряде работ /80-87/.

Однако однозначного ответа на вопрос о существовании TBP эти многолетние исследования не дают. Во-первых, во всех случаях недостаточна экспериментальная точность, а, во-вторых, в случае зеркальных ядер оказалось, что эти эксперименты исключительно чувствительны к структурным ядерным факторам и вкладу эффектов, связанных с мезонным обменом и кулоновскими силами /88-94/, что в значительной степени затрудняет интерпретацию экспериментальных результатов, даже если они имеют хорошую точность.

Особо следует отметить эксперименты по изучению распада τ^\pm -лептонов, выполненные в 1987 году на встречных позитрон-электронных пучках /95-98/. В этих экспериментах наблюдаются каналы распада τ^\pm -лептонов, обусловленные наличием TBP (см. таблицу).

Таблица

Распад	branching (%)	TBP	Ссылка
$\tau^\pm \rightarrow \nu_\tau \eta \pi^\pm$	$5, 1 \pm 1, 0 \pm 1, 2$	$F_3(q^2) g_\mu$	/95, 96/
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$	$1, 5 \pm 0, 3 \pm 0, 3$	$G_2(q^2) \sigma_{\mu\nu} q_\nu$	/97/
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau K^- K^0$	$1, 5 \pm 0, 4 \pm 0, 4$	$F_3(q^2) g_\mu$	/98/

Однако эти данные требуют подтверждения, и, желательно, в экспериментах по исследованию других слабых процессов, например, бета-распада.

В этом же году была предпринята очередная попытка получить информацию о TBP из формы бета-спектра при распаде фтора-20 /99/. В эксперименте было получено значение для формфактора $(5,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-3} / m.c^2$, тогда как в рамках CBT-гипотезы это значение равно $(6,0 \pm 0,3) 10^{-3} / m.c^2$, а отношение этих величин составляет $0,95 \pm 0,08$. Видно, что ошибки, как экспериментальная, так и теоретическая, не позволяют сделать однозначного вывода о TBP из формы бета-спектра.

Наиболее перспективным направлением в сложившейся ситуации к настоящему времени, по-видимому, является точное измерение бета-нейтринных угловых корреляций, корреляций между направлениями вылета электронов (позитронов) и поляризацией ядер, бета-гамма угловых корреляций и тройных корреляций типа импульс бета-частицы - спин ядра - импульс нейтрино (ядра отдачи) при бета-распаде атомных ядер /100-105/. Тем более, что эксперименты такого типа с подробным теоретическим анализом уже проводились /106-115/. Однако сделать однозначного вывода из этих данных о TBP также не представляется возможным (см. обзоры /105, 116/) - недостаточно экспериментальной точности, а также исследовано крайне мало распадов, только пять с $A = 1, 6, 8, 12$ и 19 . Налицо необходимость как расширения круга исследуемых ядер, так и повышения экспериментальной точности. Но здесь существуют принципиальные трудности в получении поляризованных ансамблей бета-активных ядер, накладывающих на эту необходимость существенные ограничения. Эти трудности могут быть преодолены, если для приготовления таких ансамблей использовать лазерные методы, кратко описанные в разделе 2 настоящей работы. На рис. 4 изображен один из вариантов установки, использующей это обстоятельство и способной обеспечить точные измерения угловых корреляций между направлениями бета-частиц и поляризацией распадающихся ядер на самом широком круге короткоживущих нуклидов.

Методики получения теплового пучка атомов (как исходного для дальнейшего воздействия на него лазерным полем) короткоживущих ядер могут быть применены самые различные. Например, при работе на ускорителях тяжелых ионов выгодней использовать метод ядер отдачи и He-jet системы (см., например, /117, 118/). В работе /40/ дан подробный обзор методик получения как непрерывных, так и импульсных атомных пучков. Эти методики также могут быть применены для обсуждаемых здесь исследований распада короткоживущих ядер. Наконец, при достаточно больших сечениях образования исследуемых нуклидов с применением обогащенных мишеней можно производить испарение непосредственно из мишени, используя лазерное излучение или разогревая ее до высоких температур (метод печи). Установка, описываемая в настоящей работе, предназначена для работы в линию с протонным ускорителем и электромагнитным масс-сепаратором. Поэтому, по мнению автора, наиболее приемлемым в таких условиях способом приготовления теплового пучка атомов короткоживущих ядер является метод вращающегося коллектора с лазерным испарением, который уже обсужден в разделе I.

Импульсное лазерное излучение для испарения с поверхности коллектора короткоживущих нуклидов заводится в установки (см. рис. 4) по кварцевому волоконно-оптическому световоду 5. Импульсный атомный пучок,

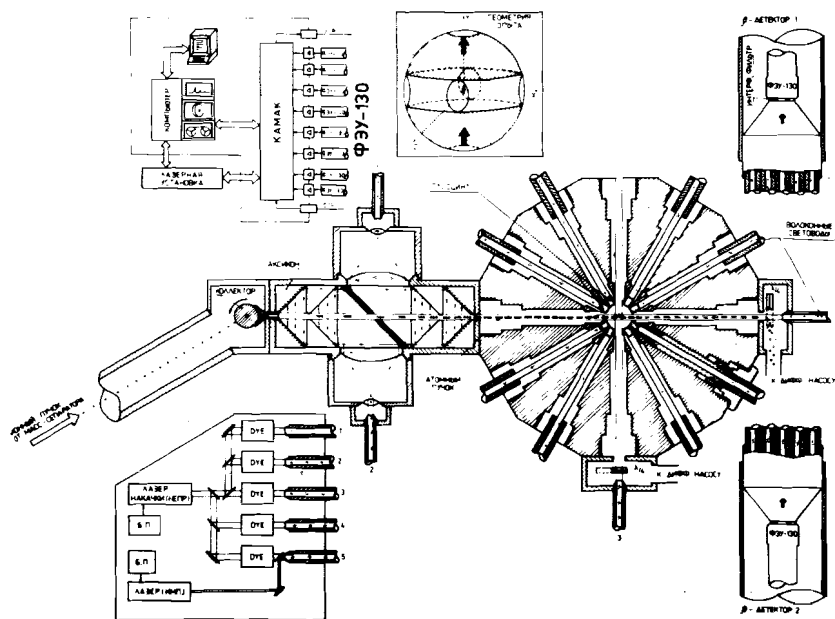


Рис. 4. Схема экспериментальной установки для измерения асимметрии бета-частиц от ориентированных короткоживущих ядер.

образованный в результате испарения и пропускания через коллиматор, попадает в специальную оптическую систему, где селективно замедляется встречным и фокусируется аксиально-симметричными лазерными полями от непрерывных перестраиваемых лазеров, излучение которых подается по световодам 1, 2 (для фокусировки) и 5 (для замедления). Световоды 3, 4 и 5 используются для поляризации ядер пучка охлажденных атомов в центре камеры регистрации бета-частиц в шести возможных направлениях поочередно. Камера представляет собой сферически-симметричный многогранник с 31 сквозными отверстиями, проходящими через ее центр под углом 30° друг к другу. Три взаимно перпендикулярных отверстия используются для прохождения атомного пучка и лазерных лучей, а в остальные установлены сцинтилляторы (пластик или BaF_2) диаметром 3,2 мм и длиной около 10 мм. Внутренняя полость камеры имеет диаметр около полутора сантиметров. Для устранения засветок ФЭУ от лазерного излучения на поверхность сцинтилляторов нанесен тонкий слой алюминия. Волоконная оптика, используемая в качестве световодов между сцинтилляторами и ФЭУ, позволяет разбить всю АП-ную систему на 8 независимых

бета-счетчиков (по 7 сцинтилляторов в каждом), расположенных сферически-симметрично относительно точки распада ориентированных ядер в пучке. Сферическая симметрия камеры и возможность ориентирования короткоживущих бета-активных ядер в любом из шести направлений позволяют полностью исключить при измерениях крайне нежелательные эффекты, связанные с возникновением ложной асимметрии, обусловленной неточностью в изготовлении установки, различием в эффективности регистрации бета-частиц отдельными бета-трактами, нестабильностью и флуктуациями атомного пучка.

В качестве кандидата на первые измерения можно предложить короткоживущее β^- -активное ядро ^{24m}Na , имеющее необходимый, с точки зрения проблемы ТВР, разрешенный бета-переход ($I^+ \rightarrow 0^+$) в основное состояние стабильного нуклида ^{24}Na , а также имеющее необходимый оптический ($3S \rightarrow 3P$)-переход в атомном спектре для резонансного селективного охлаждения, замедления и поляризации ядер этого изомера. Напомним, что упомянутые выше эксперименты по лазерному охлаждению были сделаны именно на пучках атомов натрия. Выход ^{24m}Na из ядерной реакции глубокого расщепления на пучке протонов в 1 мкА и энергии 700 МэВ после электромагнитной масс-сепарации составляет величину $3,8 \cdot 10^7$ атомов в секунду [119]. Типичная тепловая продольная скорость атомов в пучке (после лазерного испарения с поверхности вращающегося коллектора в нашем случае) имеет порядок величины 10^6 мм/с. При такой скорости число атомов на миллиметре длины, без учета расплывания пучка в поперечном направлении, составит $10^7/10^6 = 10$, а с учетом - и того меньше. Если атомы замедлить до скорости 10^2 мм/с, что вполне реально, и обеспечить поперечное охлаждение (фокусировку), то это значение увеличится на четыре порядка $10^7/10^2 = 10^5$ атомов на миллиметре то есть количество короткоживущих ядер ^{24m}Na в центре камеры регистрации бета-частиц будет достигать, с учетом потерь различного рода (можно предположить, что потери составят не более двух порядков величины), значения, не менее, чем 10^3 , что вполне достаточно при малых периодах полураспада (≤ 1 с) для набора необходимой статистики в измерениях асимметрии бета-частиц за разумное время. Для других ядер (кандидатов на измерения), имеющих значительно большие выходы, это значение будет еще больше. Например, для изотопов Cs , Rb , In , Ba , Eu , атомы которых пригодны для лазерного замедления, фокусировки и поляризации, выходы в тех же условиях, что и для ^{24m}Na , составляют $10^{10} - 10^{11}$ ядер в секунду. Однако необходимо отметить, что если для ^{24m}Na и других легких ядер из области $A \leq 40$, где хорошо работает оболочечная модель ядра, можно теоретически оценить вклад от ТВР и сравнить с экспериментом, то для более тяжелых ядер сделать это по-

ка представляется сложным (можно сделать только статистические оценки) и тем не менее, эксперименты на средних и тяжелых ядрах проводились, по-видимому, нужно, в частности, что теория развивается, и что в недалеком будущем предсказана возможность привести более точные расчеты относительно ТР для ядер этой области. Увеличить же количество ядер ^{241}Am можно, используя более интенсивный протонный пучок или реакцию (p, n, α) на обогатенной мишени и на более мягких протонах $\sim 10 - 20 \text{ МэВ}$, а также реакции с тяжелыми ионами и тепловыми нейтронами.

4. Т - НЕИНВАРИАНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Обнаружение несохранения CP-четности в 1964 году в процессе распада нейтральных каонов /120-122/ и, как следствие CPT-теорема, влекущее за собой нарушение T-инвариантности в слабых взаимодействиях /123-126/, инициировало большое количество исследований в этом направлении. В обзоре /127/ содержится все попытки поиска T-неинвариантных эффектов, сделанные до 1981 года. Подробный обзор экспериментальной попытки нарушения T-инвариантности в бета-распаде, заключающегося в измерении тройных корреляций типа спин ядра - импульс бета-частицы - импульс нейтринно (ядра отдачи), дан в работе /127/. Во всех случаях из-за негостепыной экспериментальной точности сделать однозначный вывод о несохранении T-инвариантности не представляется возможным.

Кроме того, корреляционные эксперименты выполнены лишь для свободных нейтронов /128-132/ и для неона-19 /133-136/. Это связано, главным образом, как уже отмечалось в разделе 3, с тем, что существуют определенные трудности в приготовлении поляризованных ансамблей радиоактивных нуклидов. Поэтому, если воспользоваться установкой, приведенной на рис. 4, следует не только организовать измерение тройных корреляций на более широком круге ядер с большей точностью, чем это следовало бы в настоящее время. Для этого в ретрансформирующей системе необходимо обеспечить ретрансформацию ядер отдачи, что достигается заменой полярности спинтронных детекторов (через один) детекторами на основе микроканальных пластин, как это показано на рис. 5, где цифрами I и II и III обозначены обозначены факты ретрансформации ядер отдачи и бета-частицы соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что лазерная методика получения ансамблей ориентированных ядер, по-видимому, позволит ставить и многие другие

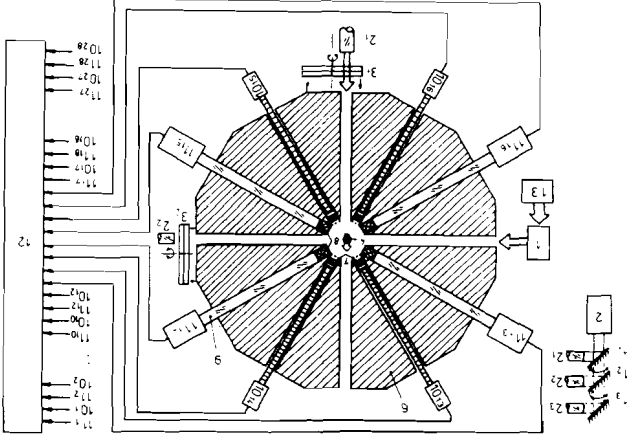


Рис. 5. Общая схема экспериментальной установки для измерения тройных корреляций на ориентированных короткоживущих ядрах. I - плоские зеркала, 2 и 9 - волоконные световоды, 3 - оптические поляризаторы, 4 - точка распада ориентированных ядер, 6 - вакуумная камера, 7 - микроканальные детекторы ядер отдачи, 8 - спинтронные каналы детекторы ядер отдачи, 10 - факты ретрансформации ядер отдачи, II - бета-тракты, 12 - система накопления и обработки данных, 13 - ускоритель.

прецизионные эксперименты, например, по измерению граничных энергий бета-спектров и определению нейтринной массы, спектров конвексионных электронов малых ($\leq 1 \text{ кэВ}$) энергий, различных угловых корреляций при d, β, γ - и других (например, аксиальных) распадах или при делении ориентированных короткоживущих ядер. Определенный интерес представляет также возможность получения поляризованных газовых мишеней атомов различных ядер для исследований в области ядерных реакций.

Что же касается проблемы токов второго рода и T-неинвариантных эффектов в слабом взаимодействии, то необходимость в постановке новых корреляционных экспериментов очевидна. Тем более, что эти эксперименты могут быть подкреплены теоретическими расчетами группы Самсонова, активно работающей в настоящее время в этом направлении (см. /137-146/). Отметим также, что существуют другие приложения корреляционных экспериментов, в которых осуществляется возможность измерения скоростных

распределений ядер отдачи относительно бета-частиц /147/ и определения направлений спинов ядер в конечном состоянии /127/ при бета-распаде с использованием лазерной техники. Все эти обстоятельства, взятые и использованные вместе, могли бы в значительной степени прояснить обсуждаемые в настоящей работе проблемы ТВР и Т-инвариантности в слабом взаимодействии.

ЛИТЕРАТУРА

- I. Kluge H.-J. ISOLDE USER'S GUIDE - CERN 86-05, Experimental Physics Division, Geneva, 1986.
2. Bemis C.E. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, v. 43, p. 1854.
3. Otten E.-W. В кн.: Межд. школа по физике тяж. ионов. ОИЯИ, Д7-83-644, Дубна, 1983, с.158.
4. Алхазов Г.Д. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, т.37, с.231.
5. Otten E.-W. 4th Int.Conf.on Nuclei far from Stab. CERN 81-09, Geneva, 1981, p. 3.
6. Roesch E., Schardt D. In: Proc.of Int.Symp.on In-Beam Nucl. Spec., Debrecen, Hungary, 1984.
7. Kaufman S.L. Opt.Comm., 1976, v. 17, p. 309.
8. Jacqinot P., Klapisch R. Rep.Progr.Phys., 1979, v. 42, p. 773.
9. Gill R.L., Piotrowski A. In: Proc.of Int.Symp.on In-Beam Nucl. Spec., Debrecen, Hungary, 1984, p. 44.
10. Hurst G.S. et al. Rev.Mod.Phys., 1979, v. 51, p. 767.
11. Proc.Conf. on Lasers in Nuclear Physics, Oak-Ridge (Tennessee) 1982, eds. Bemis E.C. and Carter H.K. Hornood-Academic Publ., Chur-London-New York, 1982.
12. Eberz J. et al. Z.Phys.C, 1986, v. 30, No 1, p. 119.
13. Holt R.A. et al. Phys.Rev.A, 1977, v. 15, No 6, p.2293.
14. Hurst G.S. et al. Phys.Rev.A, 1977, v. 15, No 6, p. 2283.
15. Hurst G.S. et al. Rep.Prog.Phys., 1985, v. 48, p. 1333.
16. Bauche J. et al. CERN-EP/86-62, 1986.
17. Андреев С.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986, т.43, с.570.
18. Robel H. In: Proc.of XX Winter School, Selected topics in Nuclear Structure, Zakopane, Poland, 1985, v. 1, Krakow, 1985 (Raport IFJ No 1302/PS, p. 236).
19. Buchinger P. et al. CERN-EP/86-70, 1986, 48 p.
20. Bauche J. et al. CERN-EP/86-62, 1986, 17 p.
21. Buttgenbach S. et al. CERN-EP/86-87, 1986, 17 p.
22. Eberz J. et al. CERN-EP/86-118, 1986, 43 p.
23. Coc A. et al., CERN-EP/86-109, 1986, 19 p.
24. Eberz J. et al. GSI-86-38, 1986, 29 p.
25. Eberz J. et al. GSI-86-20, 1986, 117 p.
26. Anselment M. et al. Z.Phys.A, 1987, v. 326, p. 493.
27. Eberz J. et al. Z.Phys.A, 1987, v. 326, p. 121.
28. Ulm G. et al. Z.Phys.A, 1986, v. 325, p. 247.
29. Arnold E. et al. Phys.Rev.Lett., 1987, v. 59, p. 771.
30. Coc A. et al. Nucl.Phys., 1987, v. A468, p. 1.
31. Okamura H. and Matsuki S. Phys.Rev.C, 1987, v. 35, p. 1574.
32. Kitano M. et al. Phys.Rev.C, 1986, v. 34, p. 1974.
33. Anselment M. et al. Phys.Rev.C, 1986, v. 34, p. 1052.
34. Eberz J. et al. Nucl.Phys., 1987, v. A464, p. 9.
35. Лалоз Ф. и др. УФН, 1985, т. 147, с. 433.
36. Балыкин В.И. и др. УФН, 1980, т. 132, с. 293.
37. Балыкин В.И. и др. УФН, 1985, т. 147, с. 117.
38. Балыкин В.И. и др. ЖЭТФ, 1986, т. 90, с. 871.
39. Егоров В.Г., Солнышкин А.А. Авторское свидетельство СССР, № 1208499 от 30.01.86 г. Бюлл.ОИПЮТЗ, 1986, № 4, с. 237.
40. Леонас В.Б. УФН, 1964, т. XXXI, с. 287.
41. Laser-cooled and Trapped Atoms/Ed.Phillips W.D.; Publication No 653-NBS, USA, 1983; Progr.Quantum Electron., 1984, v. 8.
42. Миногин В.Г. УФН, 1982, т. 137, с. 173.
43. Ashkin A. Science, 1980, v. 210, p. 1081.
44. Letokhov V.S. Comm.At.and Mol.Phys., 1977, v. 6, p. 119.
45. Казанцев А.П. УФН, 1978, т. 124, с. 113.
46. Stenholm S. Phys.Rept., 1978, v. 43, p. 151.
47. Bjorkholm J.E., Freedman R.R. Comm.At.and Mol.Phys., 1980, v. 10, p. 31.
48. Letokhov V.S., Minogin V.G., Phys.Rept., 1981, v. 73, p. 1.
49. Cook R.J. Comm.At.and Mol.Phys., 1981, v. 10, p. 267.
50. Балыкин В.И. и др. УФН, 1985, т. 147, с. 117.
51. Балыкин В.И. и др. ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 1376.
52. Балыкин В.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 614.
53. Балыкин В.И. и др. ЖЭТФ, 1981, т. 80, с. 1779.
54. Андреев С.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 463.
55. Андреев С.В. и др. ЖЭТФ, 1982, т. 82, с. 1429.
56. Phillips W.D., Metcalf H. Phys.Rev.Lett., 1982, v. 48, p. 596.
57. Prodan J.V. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, v. 49, p. 1149.
58. Balykin V.I. et al. Opt.Comm., 1984, v. 49, p. 248.
59. Балыкин В.И. и др. ЖЭТФ, 1984, т. 86, с. 2019.
60. Балыкин В.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, с. 251.

61. Балыкин В.И. и др. ЖЭТФ, 1986, т.90, с.871.
62. Блин-Стойл Р. Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро. М.: Мир, 1976.
63. Окунь Л.Б. Слабое взаимодействие элементарных частиц. М.: Физматгиз, 1963.
64. Weinberg S. Phys.Lett., 1958, v. 112, p. 1375.
65. Cabubo N. Phys.Lett., 1964, v. 12, p. 137.
66. Langacker P. Phys.Rev., 1977, v. 15, p. 2386.
67. Угрозов В.В. Препринт ИТЭФ, 1978, № 70.
68. Hiroshi O. Progr.Theor.Phys., 1977, v. 45, p. 1707.
69. Conforto G. et al. Phys.Rev.Lett., 1962, v. 9, p. 22.
70. Chy W.T. et al. Bull.Am.Phys.Soc., 1963, v. 8, p. 34.
71. Chy W.T. et al. Phys.Rev., 1965, v. 137B, p. 352.
72. Conversi M. et al. Phys.Rev., 1964, v. 136B, p. 1077.
73. Borchini E., Gatto R. Nuovo Cimento, 1964, v. 33, p. 1472.
74. Fearing H.W. Phys.Rev., 1966, v. 146, p. 1723.
75. Rood H.P.C., Tolhoek H.A. Nucl.Phys., 1965, v. 70, p. 658.
76. Budagov I. et al. Lett Nuovo Cim., 1969, v. 2, p. 689.
77. Holder M. et al. Nuovo Cim., 1969, v. 58A, p. 338.
78. Kustom R.L. et al. Phys.Rev.Lett., 1969, v. 22, p. 1016.
79. Chen H.H. et al. Phys.Rev., 1971, v. D4, p. 99.
80. Alburger D.E., Wilkinson D.H. Phys.Rev., 1971, v. C3, p. 1957.
81. Hardy J.C. et al. Phys.Rev., 1971, v. C3, p. 700.
82. Wilkinson D.H. Phys.Lett., 1970, v. 31B, p. 447.
83. Wilkinson D.H. Proc.Roy.Soc., (Edin), 1971, v. A70, p. 307.
84. Wilkinson D.H., Alburger D.E. Phys.Rev.Lett., 1970, v. 24, p.1134.
85. Wilkinson D.H., Alburger D.E. Phys.Rev.Lett., 1971, v. 26, p.1127.
86. Wilkinson D.H. et al. Nucl.Phys., 1971, v. A166, p. 661.
87. Лобов Г.А. Изв. АН СССР, сер.Физ., 1972, т.36, с.881.
88. Wolfenstein L., Hendley E.M. Phys.Lett., 1971, v. 34B, p. 28.
89. Lipkin H.J. Phys.Lett., 1971, v. 34B, p. 202.
90. Delorme J., Rho M. Phys.Lett., 1971, v. 34B, p. 239.
91. Delorme J., Rho M. Nucl.Phys., 1971, v. B34, p. 317.
92. Lipkin H.J. Phys.Rev.Lett., 1971, v. 27, p. 432.
93. Kim C.W., Fulton T. Phys.Rev., 1971, v. C4, p. 390.
94. Beg M.A., Bernstein J. Phys.Rev., 1971, v. D5, p. 714.
95. Derrick M. AHL-HEP-CP-87-42, 1987, 10 p.
96. Derrick M. et al. Phys.Lett.B, 1987, v. 189, p. 260.
97. Albrecht H. et al. Phys.Lett.B, 1987, v. 185, p. 223.
98. Aihara H. et al. Phys.Rev.Lett., 1987, v. 59, p. 751.
99. Van Elmbt L. et al. Nucl.Phys., 1987, v. A469, p. 531.

I00. Kim C.W. Phys.Lett., 1971, v. 34B, p. 383.
I01. Holstein B.R. Phys.Rev., 1971, v. C4, p. 764.
I02. Holstein B.R. Phys.Rev., 1971, v. C4, p. 740.
I03. Holstein B.R. Phys.Rev., 1972, v. C5, p. 1947.
I04. Holstein B.R., Treiman S.B. Phys.Rev., 1971, v. C3, p. 1921.
I05. Гапонов Ю.В. Препринт ИАЭ - 2972, Москва 1978.
I06. Calaprice F.P. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, v. 35, p. 1566.
I07. Sugimoto K. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, v. 34, p. 1533.
I08. Morita M. et al. Suppl.Progr.Theor.Phys., 1976, No 60, p. 1.
I09. Sugimoto K. and Tanihata I. Suppl.Progr.Theor.Phys.1976,60,p.19.
I10. Kubodera K. Suppl.Progr.Theor.Phys., 1976, No 60, p. 29.
I11. Johnson C.H. et al. Phys.Rev., 1963, v. 132, p. 1149.
I12. Calaprice F.P. Nucl.Phys., 1976, v. A273, p. 301.
I13. Nordberg M.E. et al. Phys.Rev., 1962, v. 125, p. 321.
I14. Tribble R.E. and Garvey G.T. Phys.Rev.C, 1975, v. 12, p. 967.
I15. Sato T. et al. Progr.Theor.Phys., 1977, v. 58, p. 1218.
I16. Grenacs L. Ann.Rev.Nucl.Part.Sci., 1985, v. 35, p. 455.
I17. Cerny J., Aystö J. et al. 4th Int.Conf.on Nuclei far from Stab., CERN 81-09, Geneva, 1981, p. 134.
I18. Della-Negra S., Deprun C. 4th Int.Conf.on Nuclei far from Stab., CERN 81-09, Geneva, 1981, p. 156.
I19. Gustafsson H.A. et al. 4th Int.Conf.on Nuclei far from Stab., CERN 81-09, Geneva, 1981, p. 704.
I20. Christenson J. et al. Phys.Rev.Lett., 1964, v. 13, p.138.
I21. Фитч В.Л. УФН, 1981, т.135, с.185.
I22. Кропин Дж. В. УФН, 1981, т.135, с.195.
I23. Lüders G. Ann.of Phys., 1957, v. 3, p. 1.
I24. Паули В. В кн.: Нильс Бор. Жизнь и творчество. М., 1967.
I25. Schwinger J. Phys.Rev., 1953, v. 91, p. 713.
I26. Schwinger J. Ann.of Phys., 1957, v. 2, p. 407.
I27. Егоров В.Г. ОИЯИ, Р15-85-862, Дубна, 1985, с.11.
I28. Ерозолицкий Б.Г. УФН, 1975, т.116, с.145.
I29. Burgy M. et al. Phys.Rev., 1960, v. 120, p. 1829.
I30. Clark M., Robson J. Can.J.Phys., 1960, v. 38, p. 693.
I31. Ерозолицкий Б.Г. и др. ЯФ, 1968, т.8, с.176.
I32. Steinberg R.I. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, v. 33, p. 41.
I33. Calaprice F.P. et al. Phys.Rev.Lett., 1967, v. 18, p. 918.
I34. Calaprice F.P. et al. Phys.Rev., 1974, v. D9, p. 519.
I35. Baltrusaitis R.M., Calaprice F.P. Phys.Rev.Lett., 1977, v. 38,464.
I36. Calaprice F.P. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, v. 52, p. 337.
I37. Samsonenko N., Cumar Y., Suvorov M. Ann.Ist.Henri Poincaré, 1982, v. 36, p. 239.

- I38. Керимов Б.К., Самсоненко Н.В. Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, т.37, с.132.
- I39. Керимов Б.К., Самсоненко Н.В. Изв. АН СССР, сер. физ., 1979, т.43, с.2449.
- I40. Керимов Б.К., Ишанкулиев Д., Самсоненко Н.В. Изв. вузов СССР, Физика, 1981, № 9, с.48.
- I41. Кумар Й., Самсоненко Н.В. Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, т.46, с.921.
- I42. Кумар Й., Самсоненко Н.В. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т.48, с.105.
- I43. Кадер З., Самсоненко Н.В. Изв. АН СССР, сер. физ., 1985, т.49, с.75.
- I44. Керимов Б.К. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т.50, с.185.
- I45. Керимов Б.К., и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т.51, с.994.
- I46. Самсоненко Н.В., Самгин А.Л., Катхат Ч.Л. ЯФ, 1988, т.47, с.
- I47. Егоров В.Г., Солнышкин А.А. ОИЯИ, Р15-85-862, Дубна, 1985, с.27.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 февраля 1989 года.

Солнышкин А.А.

13-89-117

Лазерная спектроскопия атомных пучков
короткоживущих ядер

Обсуждаются возможности постановки лазерно-ядерно-спектроскопических экспериментов на качественно новом уровне, направленных на решение проблемы токов второго рода и поиск T-неинвариантных эффектов в процессе бета-распада атомных ядер. Рассматривается вопрос повышения чувствительности экспериментов, направленных на изучение методами лазерной спектроскопии основных характеристик ядер, удаленных от линии бета-стабильности.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод М.И.Потапова

Solnyshkin A.A.

13-89-117

Laser Spectroscopy Atoms Beams
of Short-Lived Nuclei

A possibility of performing laser-nuclear-spectroscopic experiments at qualitatively new level aimed to solve the second-class current problem and to search for T-non-invariant effects in the beta-decay of atomic nuclei is discussed. The question of the increment in efficiency of the experiments, aimed to study the main characteristics of nuclei, far from the beta-stability, by means of the laser spectroscopy methods.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989