

С 350

Л-93

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

В.А. Любимов

749

ИЗМЕРЕНИЕ. ПОЛЯРИЗАЦИИ  
ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ  $\beta$ -РАСПАДЕ

Автореферат диссертации, представленной  
на соискание ученой степени доктора физико-  
математических наук.

Дубна 1961

С 350

Л-93

В.А. Любимов

749

103226  
ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ  
ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ  $\beta$ -РАСПАДЕ

Автореферат диссертации, представленной  
на соискание ученой степени доктора физико-  
математических наук.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Диссертация посвящена некоторым вопросам  $\beta$ -распада при несохранении четности в слабых взаимодействиях. В работах, выполненных с начала 1957 года по 1960 год, исследовалась поляризация электронов, испущенных при  $\beta$ -распаде. Первая работа относится к самому началу нового периода в исследовании слабого взаимодействия и  $\beta$ -распада в связи с открытием несохранения четности. Последние работы были выполнены уже в то время, когда имелась стройная картина слабых взаимодействий.

Диссертация содержит Введение, три главы и Заключение.

Во Введении говорится об изменении наших представлений в связи с нарушением закона сохранения четности, и в краткой форме рассматривается период новейшего исследования  $\beta$ -распада, основными этапами которого являются:

- 1- открытие несохранения четности в  $\beta$ -распаде /опыт Ву<sup>1/</sup>/;
- 2- доказательства двухкомпонентной природы электрона в  $\beta$ -взаимодействии /равенство продольной поляризации  $\beta$ -электронов  $v/c$  /;
- 3- двухкомпонентность нейтрино /A,V -варианты взаимодействия, спиральность нейтрино/.

Обобщение экспериментальных фактов позволило создать теорию универсального взаимодействия четырех фермионов /Маршак, Сударшан<sup>2/</sup> и Гелл-Мана, Фейнман<sup>3/</sup>/.

Основными чертами теории было то, что все частицы, участвующие в слабом взаимодействии, - двухкомпонентны:

взаимодействие универсально, с единой константой, - зарядом слабого взаимодействия;

константы векторного варианта взаимодействия непереносятся из-за сильных взаимодействий /сохранение векторного тока/.

Основные выводы теории качественно были подтверждены экспериментально к середине 1958 года. Дальнейшее уточнение теории можно было получить в количественных опытах. Для этого необходимо было более точное рассмотрение теории с учетом членов разложения более высокого порядка.

Более точный учет волновой функции электрона в поле ядра и других факторов приводит к возможности небольших отклонений как в форме  $\beta$ -спектра от фермиевской, так и в величине поляризации  $\beta$ -электронов от полного

значения, равного  $v/c$ . В исключительно редких случаях такие отклонения могут достигать нескольких десятков процентов. Таким случаем является

$\beta$ -распад  $Bi^{210} / RaE$ . Исследования формы  $\beta$ -спектра  $RaE$  и величины поляризации  $\beta$ -электронов проливают свет на вопрос о сохранении временной четности в слабых взаимодействиях.

Первая глава диссертации посвящена измерению продольной поляризации  $\beta$ -электронов и доказательству двухкомпонентности электрона в  $\beta$ -распаде.

В главе содержатся три работы <sup>/5,8,9/</sup>.

В первой работе <sup>/5/</sup>, начатой еще в то время, когда несохранение четности в слабых взаимодействиях было только смелой гипотезой <sup>/6/</sup>, было обнаружено, что электроны, испускаемые при  $\beta$ -распаде, поляризованы продольно направлению своего движения.

Измерение продольной поляризации было осуществлено методом моттовского рассеяния. Этот метод заключается в измерении азимутальной асимметрии, возникающей при однократном рассеянии поперечно-поляризованных электронов на большой угол  $\sim 90^\circ$  на тонкой мишени из тяжелого элемента.

Для преобразования продольной поляризации  $\beta$ -электронов, получающейся предположительно при  $\beta$ -распаде, в поперечную, электроны пропускались через скрещенные электрическое и магнитные поля, направление и величина которых были подобраны так, что отклоняющее действие магнитного поля на траекторию электрона, имеющего скорость  $v$ , компенсировалось действием электрического поля. Для этого необходимо было выполнение условия:

$$eE = \frac{e}{c} [v, H]$$

В нерелятивистском случае электрическое поле не действует на спин частицы, и поворот спина относительно траектории происходит под действием магнитного поля. Этот метод преобразования продольной поляризации в поперечную, получивший впоследствии в литературе название метода скрещенных полей, обладает рядом достоинств. Прежде всего он позволяет построить прибор с осевой симметрией и изменять знак измеряемого эффекта переключением полей на обратные без изменения геометрии прибора.

Измерения поляризации были осуществлены на электронах, получающихся от  $\beta$ -распада смеси  $Sr^{90}$  и  $Sr^{88}$  и  $Y^{90}$ , находящегося в равновесии с  $Sr^{90}$ . Все эти переходы уникальные  $J = 2, \text{ да}$ .

Поляризация электронов при средней энергии  $E = 350 \text{ KeV}$  оказалась равной

$$\langle \sigma \rangle = - /1,05 \pm 0,14/ \quad v/c,$$

и при  $E = 750 \text{ KeV}$

$$\langle \sigma \rangle = - /1,16 \pm 0,40/ \quad v/c.$$

Таким образом, методом рассеяния электронов было обнаружено явление поляризации  $\beta$ -электронов. Поляризация  $\beta$ -электронов оказалась направленной против движения электронов. Результаты согласовывались с тем, что величина поляризации близка к предельной, равной  $v/c$ .

Опыты, проведенные по измерению поляризации электронов в  $\beta$ -распаде, наряду с опытами Ву и др. <sup>/1/</sup> и Ледермана и др. <sup>/7/</sup> окончательно установили несохранение четности в слабых взаимодействиях.

После открытия несохранения четности в слабых взаимодействиях потребовалось заново пересмотреть классическую теорию  $\beta$ -распада. Вместо пяти констант, с помощью которых можно было характеризовать  $\beta$ -распад, потребовалось ввести двадцать параметров. С увеличением числа констант выражения для конкретных физических явлений усложнились, а класс их значительно расширился.

В результате измерений продольной поляризации электронов могут быть получены различные комбинации констант взаимодействий в зависимости от типа переходов. Оказывается, что если измерить продольную поляризацию электронов с высокой точностью, а также исследовать зависимость продольной поляризации от энергии электронов, то в случае тяжелых ядер и переходов первого запрещения /так называемых кулоновских переходов/ можно получить максимальную информацию о константах взаимодействия, которую способны дать опыты по измерению продольной поляризации электронов при  $\beta$ -распаде неполяризованных ядер.

Во второй работе <sup>/8/</sup> проведены измерения для ряда случаев кулоновских

переходов, таких как у  $Im^{170} / \Delta J = 1$ ; да/,  $Re^{186} / \Delta J = 1$ ; да/,  $Sm^{153} / \Delta J = 1,0$ ; да/,  $Au^{198} / \Delta J = 0$ ; да/ и  $Lu^{177} / \Delta J = 1$ ; да/, или  $/ \Delta J = 0$ ; да/, содержащих смесь взаимодействий Гамова-Теллера и Ферми. Для сравнения были проведены измерения со  $Sr^{90}$  и  $Y^{90}$ , имеющими "уникальные" переходы и характеризующимся чистым взаимодействием Гамова-Теллера; в этом случае есть основание ожидать, что поляризация электронов равна  $v/c$ .

Для измерения величины продольной поляризации было использовано моттовское рассеяние.

Для получения большей стабильности и повторяемости результатов измерений преобразование продольной поляризации в поперечную осуществлялось путем отклонения электрона в кулоновском поле ядер при многократном рассеянии в относительно толстом рассеивателе на угол, близкий к  $90^\circ$ . В случае преобразования поляризации во внешних полях, например, в изогнутом конденсаторе, верхний предел энергии электронов, поляризацию которых можно измерять, весьма невелик вследствие невозможности получения достаточно большой напряженности электрического поля из-за пробоя в вакууме. Легко видеть, что в использованном методе это ограничение отсутствует.

Из всех данных по измерению поляризации  $\beta$ -электронов перечисленных выше элементов можно сделать следующие выводы:

1. Продольная поляризация электронов у всех измеренных элементов одинакова с точностью до 2-11% /в приведенные ошибки не включены погрешности поправок, одинаковых для всех элементов/.

2. Продольная поляризация электронов равна  $v/c$  с точностью до 3% для среднего значения, вычисленного по всем элементам.

3. Продольная поляризация электронов при кулоновских переходах не зависит от энергии в интервале 100-800 KeV с точностью до 4-7%. Это означает, что выражение  $\langle \sigma \rangle_{\text{теор.}}$  для кулоновских переходов можно приравнять  $v/c$  независимо от энергии электронов и независимо от величин матричных элементов. При этом получается максимальное число связей, которые в принципе можно получить из опытов с измерением продольной поляризации  $\beta$ -электронов.

Как следует из полученных уравнений необходимым и достаточным условием равенства поляризации  $\beta$ -электронов  $v/c$  является соотношение:

$$C_S = -C_S', \quad C_T = -C_T', \quad C_A = C_A', \quad C_V = C_V' \quad /1/$$

для констант  $\beta$ -взаимодействия.

Если соотношения /1/ подставить в выражение для гамильтониана  $\beta$ -взаимодействия, то волновая функция электрона окажется входящей в гамильтониан в комбинации  $|1 + \gamma_5 / \Psi_0$ , что является формальным выражением двухкомпонентности  $\beta$ -электрона. Двухкомпонентность  $\beta$ -электрона является замечательным и в некоторой смысле исключительным свойством  $\beta$ -взаимодействия.

Оказывается, что именно при двухкомпонентности электрона осуществляется максимальное упрощение выражений для различных эффектов в  $\beta$ -распаде /2/. При этом условия из обширного класса явлений оказывается возможным выделить минимальное число процессов, зависящих от шести независимых комбинаций констант и матричных элементов

$$N_i / i = 0, 1, 3, 4, 5 \quad v /,$$

при изучении которых полностью определяются все константы в  $\beta$ -взаимодействии.

Если записать коэффициенты  $C_a$  в виде  $|C_a| e^{i\theta_a}$ , то величины  $N_i$  выразятся только через шесть неизвестных коэффициентов; четыре модуля  $|C_a|$  и две разности фаз  $\theta_T - \theta_S$  и  $\theta_V - \theta_A$ , поскольку в случае двухкомпонентного электрона варианты A и V не интерферируют с S и T. Поэтому для получения полной информации о  $\beta$ -взаимодействии в разрешенных переходах нет необходимости в экспериментальном измерении всех шести величин  $N_i$ , а достаточно ограничиться четырьмя из них.

Таким образом опыты, в которых была измерена поляризация электронов  $\beta$ -распада и доказана двухкомпонентность электрона позволили сузить круг явлений, свести до минимума количество опытов, необходимых для полного исследования  $\beta$ -распада.

Вторая глава содержит три работы, посвященные исследованию отклонения величины поляризации  $\beta$ -электронов  $RaE$  и  $Au^{198}$  от  $v/c$ . /13,15,16/

$RaE$  давно известна аномалией в форме  $\beta$ -спектра, хотя принадлежит к кулоновским переходам первого запрещения  $1^- \rightarrow 0^+$ , для которых характерной является фермиевская форма  $\beta$ -спектра.

Для объяснения этой аномалии Ямада /10/ выдвинул гипотезу случайного сочетания матричных элементов, при котором из-за интерференции оказываются подавленными /до 1% своей величины/ главные, не зависящие от энергии члены выражения, определяющего форму  $\beta$ -спектра; зависящие же от энергии малые члены становятся вполне заметными, что и приводит к аномалии в форме  $\beta$ -спектра. Введя два параметра можно, с помощью их подбора, изменить нормальную форму  $\beta$ -спектра так, чтобы она совпала с экспериментальным  $\beta$ -спектром  $RaE$ .

В этом исключительном случае можно было ожидать, если гипотеза верна, что и величина продольной поляризации  $P = \langle \sigma \rangle c/v$  электронов  $RaE$  окажется аномальной. Этот случай представляет особый интерес в связи с тем, что гипотеза Ямада позволяет, как это отметили Льюис /11/ и Фуджита и др. /12/, сделать оценку нарушения временной четности.

Форма  $\beta$ -спектра чувствительна к возможному несохранению временной четности, причем эта чувствительность столь велика, что экспериментальную форму спектра можно объяснить только при очень малой степени нарушения временной четности. С помощью прибора и методики, описанных в предыдущей работе была измерена продольная поляризация электронов при средних энергиях  $E = 125$  и  $390$  KeV, и было получено соответственно  $\langle \sigma \rangle c/v = 0,733 \pm 0,06$  и  $0,725 \pm 0,06$  /среднее:  $0,73 \pm 0,04$ / /13/.

Гешкенбейн, Немировская и Рудик /14/ в рамках теории Ямада и др. показали, что в случае согласования формы спектра с экспериментальной, поляризация электронов действительно должна отличаться от  $v/c$ , причем вычисленные значения лежат в узком интервале, включающем экспериментально измеренные величины.

Таким образом, обнаружение отклонения поляризации  $\beta$ -электронов от

$v/c$  нашло свое объяснение в теории, которая единым образом объясняет также аномалию в форме  $\beta$ -спектра. Близкое же совпадение экспериментальных и теоретических величин для поляризации электронов  $RaE$  является сильнейшим аргументом в пользу достоверности теории Ямада и др., а следовательно, и выводов Льюиса и др. о сохранении временной четности с большой точностью.

Гешкенбейн и др. /14/ учли влияние возможного нарушения временной четности на поляризацию электронов, при этом оказалось, что при измерении поляризации в зависимости от энергии электронов в принципе возможно получить более точную оценку степени нарушения временной четности.

Из данных, полученных во второй работе /15/ по зависимости поляризации электронов  $RaE$  от энергии, следует, что временная четность должна сохраняться с большой точностью:

$$\Theta = 178 \pm 2,5^\circ,$$

где  $\Theta$  угол в комплексной плоскости между константами  $V$  и  $A$  вариантов взаимодействия. Для  $V-A$  взаимодействия сохранение временной четности соответствует значению угла  $\Theta$ , равному  $180^\circ$ .

#### $Au^{198}$

Отклонения поляризации электронов малой энергии /  $100$  KeV / в золоте были наблюдаемы несколькими группами экспериментаторов уже очень давно; с другой стороны, в целом ряде работ было показано, что при энергиях  $400$  KeV поляризация электронов полная.

Можно было склоняться к тому, что имеет место противоречие экспериментальных результатов. В третьей работе /16/ были произведены измерения поляризации электронов при разных энергиях и показано как абсолютными, так и относительными измерениями /по отношению к поляризации электронов  $Tl^{210}$ /, что при энергиях  $300$  KeV поляризация действительно полная  $P = 0,89 \pm 0,03 v/c$ , а при энергии  $100$  KeV составляет  $P = 0,83 \pm 0,05 v/c$ .

Как следует из измерений /17/, форма  $\beta$ -спектра отклоняется от фермиевской именно в области малых энергий  $E < 250$  KeV / и соответствует фермиевской для больших энергий. Отсюда становится понятным, по крайней мере качественно, отклонение поляризации электронов  $Au^{198}$  от  $v/c$  в области ма-

ных энергий, поскольку поляризация  $\beta$ -электронов и форма  $\beta$ -спектра связаны соотношением:  $\langle \sigma \rangle = \frac{P_0}{N_0}$ , где  $N_0$  — комбинация констант и матричных элементов, входящая в выражение для  $\beta$ -спектра.

Третья глава содержит две работы, в которых было обнаружено и исследовано явление поляризации электронов внутренней конверсии, следующей за  $\beta$ -распадом /20,21/.

В силу несохранения четности при  $\beta$ -распаде ядра, остающееся после  $\beta$ -распада, будет поляризовано в направлении испущенного  $\beta$ -электрона. Поэтому, если после  $\beta$ -распада происходит процесс внутренней конверсии, то конверсионные электроны должны обладать определенной поляризацией, связанной с направлением вылета  $\beta$ -электрона.

Формулы для поляризации электронов конверсии, следующей за  $\beta$ -распадом, были получены Берестецким и Рудиком /18/ и Гешкейбейном /19/. Как следует из этих формул, поляризация конверсионных электронов зависит от той же комбинации констант и матричных элементов, что и угловое распределение электронов при  $\beta$ -распаде поляризованных ядер.

В первой работе /20/ сообщаются результаты измерений поляризации электронов внутренней конверсии, следующей за  $\beta$ -распадом  $^{203}\text{Hg}$  ( $\beta$  — электроны регистрировались счетчиками 1 и 2. Электроны конверсии, вылетающие под углом около  $90^\circ$  по отношению к  $\beta$ -электронам, проходили через систему магнитных линз и, рассеившись от рассеивателя на угол  $125^\circ$ , регистрировались счетчиками 3 и 4, ось которых была ориентирована под углом  $\pi/2$  по отношению к оси счетчиков 1 и 2. Электроны конверсии отделялись от  $\beta$ -электронов по энергии с помощью амплитудной дискриминации и настройкой спектрометра на энергию конверсионных электронов. Счетчики 3 и 4 были включены на совпадения со счетчиками 1 и 2. На установке отдельно регистрировались  $\beta$ - $\alpha$  совпадения счетчиков 1-3, 1-4, 2-3 и 2-4.

Азимутальная асимметрия была измерена при рассеянии электронов конверсии на золотом рассеивателе  $0,4 \text{ мг/см}^2$  и оказалась равной с учетом конечной толщины рассеивателя  $R = 1,21 \pm 0,07$ . Таким образом, электроны конверсии, возникающие после  $\beta$ -распада  $^{203}\text{Hg}$ , оказались поляризованными против направления вылета  $\beta$ -электрона.

Спин и четность основного состояния  $^{203}\text{Hg}$  не известны. Но так как величина  $\ln(I)$  = 6,4 невелика, то можно ожидать, что спин основного состояния  $^{203}\text{Hg}$  не больше чем на единицу отличается от спина возбужденного уровня  $^{203}\text{Tl}$ , на который происходит  $\beta$ -распад. Ожидаемые величины  $R$  для спинов  $1/2 \pm, 3/2 \pm, 5/2 \pm$  основного состояния  $^{203}\text{Hg}$  при средней энергии регистрируемых электронов 100 KeV равны соответственно  $R_{1/2} = 0,87$ ,  $R_{3/2} = 0,87 + 1,25$ ,  $R_{5/2} = 1,25$ .

Результаты измерений с большей вероятностью указывают на значение спина основного состояния  $^{203}\text{Hg}$ , равного  $5/2$ , или  $3/2$  и не согласуются со значением спина  $1/2$ . Отсутствие прямого  $\beta$ -перехода  $^{203}\text{Hg}$  на основное состояние  $^{203}\text{Tl}$ , спин которого равен  $1/2+$ , может быть таким образом, объяснено запретом по моментам /при  $5/2$ /.

В следующей работе /21/ были осуществлены более точные измерения поляризации электронов внутренней конверсии, следующей за  $\beta$ -распадом  $^{170}\text{Tm}$ ,  $^{233}\text{Pa}$  и  $^{186}\text{Re}$ .

В работе был использован значительно усовершенствованный прибор, собранный на базе широкоугольного тороидального спектрометра.

В  $^{170}\text{Tm}$ , где все характеристики перехода известны, поляризация электронов конверсии оказалась в хорошем согласии с теорией:

$$\langle \vec{\sigma} \rangle_{\text{экс.}} = + 0,55 \pm 0,08 / \vec{v}/c, \quad \langle \vec{\sigma} \rangle_{\text{теор.}} = + 0,488 \vec{v}/c$$

В  $^{233}\text{Pa}$  измеренная величина  $\langle \vec{\sigma} \rangle_{\text{экс.}} = - 0,48 \pm 0,14 / \vec{v}/c$  соответствовала значению спина основного состояния равному:  $\pm 1/2$  или  $3/2$  ( $\langle \vec{\sigma} \rangle_{\text{теор.}} = - 0,33 \vec{v}/c$ ,  $\langle \vec{\sigma} \rangle_{\text{теор.}} = (-0,33; +0,20) \vec{v}/c$  и  $\langle \vec{\sigma} \rangle_{\text{теор.}} = 0,20 \vec{v}/c$ ).

В  $^{186}\text{Re}$ , где характеристики перехода аналогичны  $^{170}\text{Tm}$ , электроны конверсии так же как у  $^{170}\text{Tm}$  оказались поляризованными по направлению вылета  $\beta$ -частиц.

Таким образом, в этих работах было получено, что электроны конверсии могут быть поляризованы как по направлению, так и против направления вылета  $\beta$ -электронов. Были исследованы различные переходы как магнитные, так и электрические, переходы с K-уровня и L-уровня. В тех случаях, когда

все характеристики переходов были известны /  $T_{170}$ ,  $R_{e186}$  / знак и величина поляризации электронов конверсии оказалась в согласии с теорией. В случаях  $P_{\alpha}^{203}$  и  $P_{\alpha}^{233}$  были определены спины основных состояний.

В заключении диссертации были рассмотрены некоторые проблемы теории слабых взаимодействий, которые имеют место на сегодняшний день, такие как некоторое различие /  $\sim 5\%$  / в векторной константе  $\beta$ -распада и константе  $\mu$ -распада и сохранение векторного тока в слабых взаимодействиях; пределы применимости теории слабых взаимодействий, а также вопрос о том тождественны или различны нейтрино  $\beta$ -распада и нейтрино мюонное.

#### Л и т е р а т у р а

1. Wu, C.S., Ambler, E., Hayward, R.W., Hoppes, D.T., Hudson, R.P., Phys. Rev., 105, 1413 (1957).
2. Marshak, R.E., Sudarshan, E.C., Proc. of Padua-Venice, Conference on Meson- and New Discovered Particles. 1957.
3. Feynman, R.P., Gell-Mann, M., Phys. Rev., 109, 193 (1958).
4. Gell-Mann, M., Phys. Rev., 111, 362 (1958).
5. А.И. Алиханов, Г.П. Елисеев, В.А. Любимов, Б.В. Эршлер, ЖЭТФ, 32, 1344 /1957/.
6. Lee, T.D., Yang, C.N., Phys. Rev., 104, 254 (1956).
7. Garwin, R.L., Lederman, L.M., Weinrich, M., Phys. Rev., 105, 1415 (1957).
8. И.А. Алиханов, Г.П. Елисеев, В.А. Любимов, ЖЭТФ, 34, 1321 /1958/.
9. Е.Л. Иоффе, В.А. Любимов, ЖЭТФ, 34, 1321 /1958/.
10. Yamada, M., Prog. Theor. Phys., 10, 252 (1953).
11. Lewis, R., Phys. Rev., 109, 905 (1957).
12. Fujita, J., Yamada, M., Matumoto, Z., Nakamura, S., Phys. Rev., 108, 1104 (1957).
13. А.И. Алиханов, Г.П. Елисеев, В.А. Любимов, ЖЭТФ, 35, 1061 /1958/.
14. Б.В. Гешкенбейн, С.А. Немировская, А.П. Рудик, ЖЭТФ, 36, 517 /1959/.
15. А.И. Алиханов, Г.П. Елисеев, В.А. Любимов, Nucl. Phys., 13, 541 /1959/.
16. А.И. Алиханов, Г.П. Елисеев, В.А. Любимов, ЖЭТФ, 39, 587 /1960/.

17. Бургов, Давыдов, Карташев. ЖЭТФ /в печати/.
18. В.Б. Берестецкий, А.П. Рудик, ЖЭТФ, 35, 159 /1958/.
19. Б.В. Гешкенбейн, ЖЭТФ, 35, 1235 /1958/.
20. В.А. Любимов, М.Е. Вишневский, ЖЭТФ, 35, 1577 /1958/.
21. М.Е. Вишневский, В.А. Любимов, Е.Ф. Третьяков, Гришук, ЖЭТФ, 38, 1424 /1960/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
26 мая 1961 г.