

ПРИРОДА

117049 Москва, Мароновский пер., д. 26
тел. : [095] 238-24-56; e-mail: byalko@landau.ac.ru

№ 6 - 1999 г.

В.В. Фёдоров

Электрический дипольный момент нейтрона

© Природа

*Использование или распространение этого материала
в коммерческих целях
возможно лишь с разрешения редакции*



Образовательный сетевой выпуск
VIVOS VOCO! - ЗОВУ ЖИВЫХ!
<http://www.techno.ru/vivovoco>



Электрический дипольный момент нейтрона: НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОИСКА

В. В. Федоров



Валерий Васильевич Федоров, доктор физико-математических наук, заместитель директора Отделения нейтронных исследований Петербургского института ядерной физики им. Б. П. Константинова РАН. Область научных интересов — атомная, ядерная и нейтронная физика, дифракция частиц в кристаллах.

ПРОБЛЕМА существования электрических дипольных моментов (ЭДМ) у элементарных частиц тесно связана с фундаментальными свойствами нашего Мира — инвариантностью законов природы относительно дискретных преобразований: обращения времени (направления течения времени — Т-инвариантность), изменения знака (инверсии) всех координат (Р-инвариантность) и замены частиц на античастицы (С-инвариантность). Операция инверсии эквивалентна зеркальному отражению, поскольку они различаются лишь непрерывным¹ поворотом на 180° .

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ И ИНВАРИАНТНОСТЬ

Под инвариантностью относительно какого-либо преобразования понимают следующее: если в нашем мире возможно некоторое явление (или процесс), то возможен и его двойник — явление, в котором динамические переменные, описывающие процесс, подвергнуты данному преобразованию. Рассмотрим, например, движение свободного электрона, нейтрона или γ -кванта (фотона), в котором спин частицы целиком проецируется на направление импульса, т.е. спин параллелен импульсу (рис. 1, слева). Зеркальное отражение преобразует импульс частицы и не трогает никак ориентацию спина. В зеркале мы увидим, что частица теперь движется в противоположную сторону, а "вращается" в первоначальном направлении, т.е. имеет отрица-

© В. В. Федоров

¹ Непрерывные преобразования, в отличие от дискретных, характеризуются некоторым параметром, который может принимать непрерывный ряд значений, как например угол поворота в пространстве.

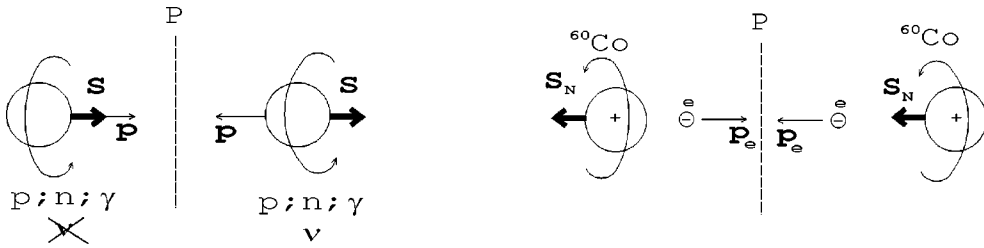


Рис.1. с л е в а – Зеркальная симметрия свободно распространяющихся протона, нейтрона и фотона (положительные и отрицательные проекции спинов частиц на направление импульса равновероятны). Свободное нейтрино демонстрирует нарушение зеркальной инвариантности, поскольку нейтрино с положительной проекцией спина (со спином, параллельным импульсу) в природе не существует. Штриховая вертикаль символизирует зеркало.
с п р а в а – Зеркально-неинвариантный β -распад ^{60}Co . Если бы зеркальная симметрия не была нарушена, электроны вылетали бы изотропно – с равной вероятностью для направлений вдоль и против спина S_N ядра Co , а этого как раз и не наблюдалось в эксперименте Ву.

тельную проекцию спина на направление импульса (подробнее об этом – чуть дальше). Такое зеркально симметричное движение возможно как раз благодаря P-инвариантности законов распространения указанных свободных частиц. А поскольку электромагнитные взаимодействия между заряженными частицами осуществляются посредством обмена фотонами, то и любые электромагнитные процессы инвариантны относительно операции отражения в зеркале.

Примером зеркально-неинвариантного процесса служит распространение нейтрино: в нашем мире, насколько мы знаем сегодня, не встречается нейтрино, спин которого параллелен импульсу. Они всегда антипараллельны. Нейтрино рождаются при слабых взаимодействиях (ответственных, например, за β -распад ядер), поэтому логично считать, что слабые взаимодействия как бы знают, где “право”, а где “лево”, т.е. нарушают зеркальную симметрию. Впервые нарушение P-инвариантности, или, как чаще говорят, несохранение четности, было обнаружено при изучении β -распада спин-поляризованных ядер ^{60}Co группой Ц.Ву², которая осуществила эксперимент, предложенный Ц.Ли и Ч.Янгом³ в 1956 г. Оказалось, что электроны предпочитают вылетать в на-

правлении, противоположном направлению ядерного спина (рис.1, с п р а в а).

Однако симметрия все-таки может иметь место, но только относительно одновременного с зеркальным отражением перехода от частиц к античастицам. При таком преобразовании нейтрино с импульсом, направленным против спина, перейдет в реально существующее антинейтрино, спин которого параллелен импульсу (антинейтрино со спином против импульса не существует). Это преобразование носит название “комбинированная инверсия” (CP). Гипотеза о возможной симметрии законов природы относительно операции CP была высказана Л.Д.Ландау⁴ в 1957 г. Тогда же им было замечено, что наличие электрического дипольного момента элементарной частицы требует одновременного нарушения как пространственной (P), так и временной (T), а следовательно, и CP-инвариантности. Последнее вытекает из доказанной ранее (еще до открытия несохранения пространственной четности) CPT-теоремы (Г.К.Ф.Людерс⁵, 1954; В.Паули⁶, 1955), которая

² Wu C.S., Ambler E., Hayward R. et al. // Phys. Rev. 1957. V.105. P.1413-1415; Ibidem. V.106. P.1361-1363.

³ Lee T., Yang C. // Phys. Rev. 1956. V.104. P.254-258.

⁴ Ландау Л.Д. // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1957. Т.32. С.405-407; Ibidem. // Nucl. Phys. 1957. V.3. P.127-131.

⁵ Luders G. // Kgl. Dan. Vid. Sels. Mat.-Fys. Medd. 1954. V.28. № 5; Ibidem. // Am. Phys. 1957. V.2. P.1-15.

⁶ Pauli W. Niels Bohr and the Development of Physics. N.Y., 1955 (см.: Нильс Бор и развитие физики. М., 1958).

гласит: все законы природы должны быть инвариантны относительно СРТ-преобразования, включающего в себя зарядовое сопряжение, инверсию всех координат и обращение времени. Справедливость теоремы Людерса–Паули обусловлена такими фундаментальными свойствами природы, как релятивистская инвариантность и принцип причинности. В частности, из этой теоремы следует, что Т-инвариантность влечет за собой СР-инвариантность, а нарушение Т-симметрии должно сопровождаться нарушением СР. Наличие ЭДМ у элементарной частицы нарушает Р- и Т-инвариантности, и вот почему.

Электрический дипольный момент у нейтральной частицы, например нейтрона, отражает неравномерное распределение заряда по объему частицы – смещение центра распределения положительного заряда относительно центра отрицательного. Представим нейтрон упрощенно в виде двух эксцентрических шариков с противоположными зарядами $\pm e$ (e – заряд электрона). Пусть \mathbf{d} – вектор, соединяющий центры шариков и направленный от положительного заряда к отрицательному. По определению, ЭДМ – вектор $\mathbf{D} = e \cdot \mathbf{d}$. Наличие присущего нейтрону выделенного направления, связанного со спином \mathbf{S} , навязывает это направление и вектору \mathbf{D} , который, следовательно, должен быть параллелен либо антипараллелен вектору спина. Однако между этими векторами есть существенное различие: вектор \mathbf{D} – полярный, а \mathbf{S} – аксиальный. Это значит, что при изменении знака всех пространственных координат (Р-инверсии) вектор \mathbf{D} переходит в $-\mathbf{D}$ (как, например, самый простой радиус-вектор \mathbf{r}), вектор же \mathbf{S} никак не меняется (простейший пример аксиального вектора дает векторное произведение двух полярных векторов). На рис.2, слева изображен нейтрон, полученный в результате эквивалентной операции – отражения в зеркале: здесь, наоборот, направление вектора \mathbf{D} осталось прежним, а направление вращения (т.е. спина) изменилось на противоположное. (Заметим, что после операции инверсии

мы бы получили точно такой же нейтрон, как изображен справа от зеркала, но повернутый на угол 180° в плоскости рисунка.) Аналогично и при изменении знака времени (Т-инверсии) вектор \mathbf{D} не меняется, тогда как вектор \mathbf{S} знак меняет, поскольку направление “вращения” частицы меняется на противоположное. Другими словами, инвариантность относительно любого из этих преобразований означала бы равновероятные в противоположных направлениях (по и против спина) ориентации вектора \mathbf{D} , среднее значение которого из-за этого обращалось бы в нуль. Поскольку Р-инвариантность нарушается слабыми взаимодействиями и в то же время последние не нарушают Т-инвариантность (рис.2, справа), наличие ЭДМ может, с одной стороны, свидетельствовать о нарушении Т-симметрии, а с другой – о существовании какого-то, до сих пор неизвестного, взаимодействия.

В 1964 г. произошло важное событие⁷: было непосредственно обнаружено нарушение СР-инвариантности в распаде нейтрального К-мезона на два заряженных π -мезона (что строго запрещено СР-инвариантностью). Природа этого нарушения остается загадкой до сих пор. Пока это единственный известный случай СР-нарушения (и также нарушения симметрии относительно обращения времени). Косвенное свидетельство такого нарушения – барионная асимметрия Вселенной, т. е. тот факт, что наша Вселенная преимущественно состоит из частиц (а не содержит равные количества частиц и античастиц).

Можно сказать, что поиск электрического дипольного момента нейтрона – одна из самых важных задач современной физики, поскольку Т- и СР-инвариантностями определяются как свойства Вселенной, так и свойства взаимодействий элементарных частиц.

На важность поиска ЭДМ нейтрона с этой точки зрения указал Н.Ф.Рамзей⁸ в 1958 г. Некоторые соображения по

⁷ Christenson J.H., Cronin J.W., Fitch V.L., Turlay R. // Phys. Rev. Lett. 1964. V.13. P.138-140.

⁸ Ramsey N.F. // Phys. Rev. 1958. V.109. P.225-226.

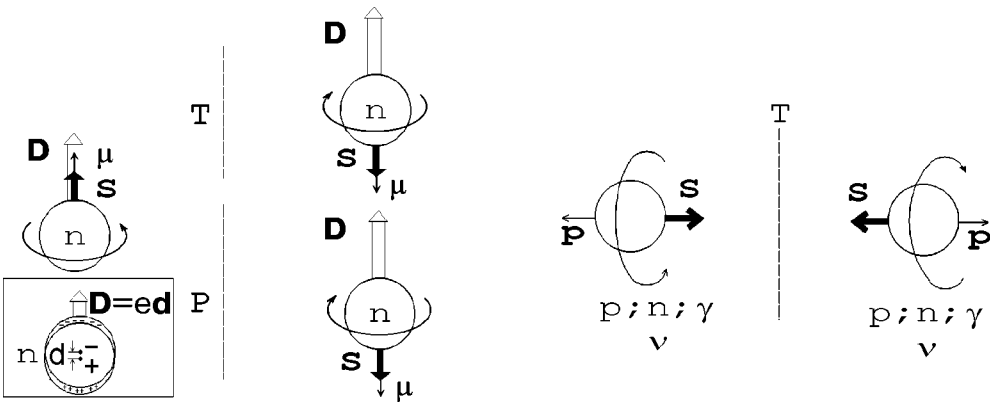


Рис.2. с л е в а – ЭДМ нейтрона, нарушающий пространственную и временную симметрии. Наличие у нейтрона только магнитного момента оставляло бы частицу P- и T-инвариантной. Если же нейтрон обладает и ЭДМ D, то частица в зеркальном и в обратном во времени мире не эквивалентна исходной. с п р а в а – T-инвариантные процессы распространения нейтрона, протона, фотона и нейтрино. При обращении движения (изменении знака времени) одновременно изменяют знаки как импульс частицы, так и ее спин, поэтому частица со спином, антипараллельным импульсу (в том числе и нейтрино), переходит в себя.

этому поводу высказывались им же и Е.Парселлом еще в 1950 г., а в 1951-м они вместе с И.Смитом начали первые эксперименты по поиску ЭДМ нейтрона, которые проводились на тепловых нейтронах обсуждаемым ниже магниторезонансным методом. Их результат⁹: $D \leq 5 \cdot 10^{-20} \text{e}\cdot\text{см}$. Однако только открытие нарушения CP-симметрии вызвало активный интерес к поиску ЭДМ нейтрона. И хотя обнаружить ЭДМ нейтрона пока не удастся, экспериментально установленные ограничения на его величину уже сыграли свою роль, позволив, по выражению Р.Голуба и С.К.Ламоро, "исключить больше теорий (предложенных для объяснения K-распада), чем это сделал любой другой эксперимент за всю историю физики"¹⁰.

КАК ОБНАРУЖИТЬ ЭДМ НЕЙТРОНА?

Хотя у нейтрона и отсутствует электрический заряд, тем не менее движущийся нейтрон взаимодействует с электрическим полем, поскольку имеет маг-

нитный момент. Взаимодействие представляет собой релятивистский эффект¹¹, теоретическое описание которого в рамках квантовой электродинамики дал Ю.Швингер в 1948 г.

Чтобы не перегружать текст подробностями квантово-электродинамической "кухни", поясним в двух словах, как частица, имеющая спин и дипольный момент, взаимодействует с электромагнитным полем. Прежде всего, магнитный момент μ напрямую взаимодействует с магнитным полем напряженности \mathbf{H} , давая основной вклад в энергию взаимодействия:

$$V^M = -(\mu \cdot \mathbf{H}) = -\mu(\sigma \cdot \mathbf{H}),$$

где σ — единичный вектор вдоль направления спина.

Если есть электростатическое поле и незаряженная, но имеющая магнитный момент частица движется со скоростью \mathbf{v} , то в связанной с частицей системе отсчета появляется (как следствие Лоренц-инвариантнос-

⁹ Smith I., Purcell E., Ramsey N. // Phys. Rev. 1957. V.108. P.120-122.

¹⁰ Golub R., Lamoreaux S.K. // Phys. Rep. 1994. V.237. P.1-62.

¹¹ Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Релятивистская квантовая теория. М., 1968. ч.1. С.179-184.

ти) магнитное поле $\mathbf{H}^e = (1/c) [\mathbf{E} \times \mathbf{v}]$. В результате энергии взаимодействия приобретает релятивистскую поправку, которая равна:

$$V^s = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{H}^e = -(1/c) (\boldsymbol{\mu} \cdot [\mathbf{E} \times \mathbf{v}])$$

Наконец, если у нейтрона есть ЭДМ, то должно появиться непосредственное взаимодействие с электрическим полем. Энергия этого взаимодействия равна

$$V^D = -(\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}) = -D(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E})$$

Все способы поиска ЭДМ основаны на обнаружении эффектов, которые обусловлены этим взаимодействием, зависящим от направления спина нейтрона относительно приложенного электрического поля.

Прямое магнитодипольное взаимодействие нейтрона с магнитным полем вызывает прецессию вектора спина частицы вокруг вектора \mathbf{H} . Направляя электрическое поле, например, по магнитному полю или против него, мы уменьшим или увеличим угловую скорость прецессии $\omega^\pm = (\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{H} \pm \mathbf{D} \cdot \mathbf{E})/\hbar$, а следовательно, и угол поворота прецессирующего спина $\Phi^\pm = \omega^\pm \tau$ за счет добавочного электродипольного взаимодействия (если нейтрон имеет ЭДМ). Здесь \hbar — постоянная Планка, τ — среднее время пребывания нейтрона в электрическом и магнитном полях. Изменение угла $\Delta\Phi = (\omega^+ - \omega^-) \tau = 2(\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}) \tau / \hbar$ при переключении знака электрического поля непосредственно содержит информацию об ЭДМ и подлежит экспериментальному определению в методе УХН — магниторезонансном методе с использованием ультрахолодных нейтронов. Последние обладают столь низкой кинетической энергией, что полностью отражаются от стенок ловушки (например, из бериллия), не имея возможности преодолеть потенциальный барьер и проникнуть внутрь вещества. В результате их можно накапливать и хранить в полости. Идея о возможности хранения ультрахолодных нейтронов в замкнутой

полости за счет полного внешнего отражения принадлежит Я.Б.Зельдовичу¹² (1959). Предложение использовать УХН для улучшения точности измерения ЭДМ нейтрона впервые прозвучало в работе Ф.Л.Шапиро¹³ (1968).

Очевидно, что эффекты, которые обусловлены наличием у нейтрона ЭДМ, должны расти с возрастанием электрического поля, приложенного к нейтрону, а также с увеличением времени пребывания нейтрона в этом поле. Абсолютная погрешность при измерениях ЭДМ указанным способом, характеризующая чувствительность метода, оценивается как

$$\delta(D) = \hbar / (E\tau\sqrt{N})$$

Величина $E\tau$ обуславливает экспериментально наблюдаемый эффект, например изменение скорости счета нейтронов в детекторе при изменении направления электрического поля или спина нейтрона. N — полное число зарегистрированных детектором событий (при обоих направлениях поля или спина) за все время измерения. Таким образом, чтобы улучшить чувствительность метода, нужно увеличивать электрическое поле, действующее на нейтрон, время пребывания нейтрона в этом поле, а также стараться собрать в области действия поля как можно больше самих нейтронов.

Возможность увеличения N определяется светосилой установки и мощностью источника нейтронов, например ядерного реактора.

В методе УХН максимально достижимая величина поля E ограничена свойствами изолирующих материалов и составляет 10–15 кВ/см. Кардинальное улучшение чувствительности метода было достигнуто в результате создания в ПИЯФе (Петербургский институт ядерной физики им.В.П.Константинова, РАН, Гатчина, Россия) и в ILL (Институт Лауэ-Ланжевена, Гренобль, Франция) интен-

¹² Зельдович Я.Б. // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1959. Т.36. С.1952–1953.

¹³ Шапиро Ф.Л. // Успехи физ.наук. 1968. Т.95. С.145–158.

сивных источников УХН. Время пролета нейтроном области электрического поля при переходе от тепловых нейтронов, двигающихся со скоростями 1–2 км/с, к ультрахолодным, скорости которых всего 5–10 м/с, увеличивается в несколько сот раз. Еще большего возрастания удалось добиться в накопительном варианте установки, когда ультрахолодные нейтроны собираются и хранятся в полости. Время нахождения нейтрона в поле в этом случае удается довести до 70–100 с.

В настоящее время достигнута следующая точность при измерении ЭДМ нейтрона:

$$D = (0.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-25} \text{ е} \cdot \text{см}$$

(ПИАФ¹⁴, 1990),

$$D = (-0.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-25} \text{ е} \cdot \text{см}$$

(ПЛ¹⁵, 1990).

Повторим, что наличие ЭДМ означает, что центры распределений отрицательного и положительного зарядов в нейтроне не совпадают. Для модели нейтрона в виде заряженных шариков с радиусом порядка комптоновской длины волны π -мезона (размер пионного облака, которым окружен нейтрон, — примерно 10^{-13} см), вышеприведенные ограничения на величину ЭДМ будут означать, что центры этих шариков раздвинуты на величину d , меньшую, чем 10^{-25} см, т.е. примерно на 10^{-12} часть от величины самого радиуса (рис. 2, с л е а). Это одна из самых высоких точностей измерения, достигнутых на сегодняшний день. Заметим, что такая доля от радиуса Земли приблизительно равна 0.064 мм.

Приведенные результаты получены развиваемым в ПИАФе и ИЛ магниторезонансным методом УХН, рекордсменом по точности в настоящее время. Поскольку на дальнейшее повышение точности в данных экспериментах рассчитывать пока трудно, очень важно искать

альтернативные методы с более высокой чувствительностью. Одним из них может стать описанный ниже метод поиска ЭДМ. Он основан на новом, предсказанном и обнаруженном нами эффекте взаимодействия нейтронов с сильным электрическим внутрикристаллическим полем, который проявляется при дифракции последних в кристалле, не имеющем центра симметрии.

В НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНОМ
КРИСТАЛЛЕ НА НЕЙТРОН
ДЕЙСТВУЕТ СИЛЬНОЕ ПОЛЕ

В 1988 г. мы показали¹⁶, что в нецентросимметричном кристалле (например, в кварце) внутрикристаллическое электрическое поле таково, что может эффективно действовать на нейтрон. Величина же этого воздействия зависит от направления движения частицы относительно кристаллографических плоскостей и становится максимальной при точном выполнении условия Брэгга.

Основа предлагаемого дифракционного метода — использование для поиска ЭДМ нейтрона именно этих электрических внутрикристаллических полей, достигающих значений 10^9 В/см, что более чем на четыре порядка величины превосходит поля, используемые в методе УХН.

Гипотетически аналогичная идея впервые была высказана в работе Р. Голуба и Дж. Пендлбери¹⁷ в 1972 г., однако вопрос о том, в каких кристаллах могут быть такие поля и существуют ли вообще такие кристаллы в природе, в ней не ставился.

Мы же оценили теоретически, а затем и измерили электрическое поле, действующее на нейтрон (благодаря швингеровскому взаимодействию магнитного момента нейтрона с этим полем) при его дифракции в нецентросимметричном монокристалле α -кварца. Напряженность поля оказалась около

¹⁴ Altarev I.S., Borisov Yu.V., Borovikova N.V. et al. // Phys. Lett. 1992. V.E276. P.242–246.

¹⁵ Smith K.F., Crampin N., Pendlebury J.M. et al. // Phys. Lett. 1990. V.E234. P.191–196.

¹⁶ Alexeev V.L., Fedorov V.V., Lapin E.G. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1989. V.A284. P.181–183.

¹⁷ Golub R., Pendlebury J.M. // Contemp. Phys. 1972. V.13. P.519–558.

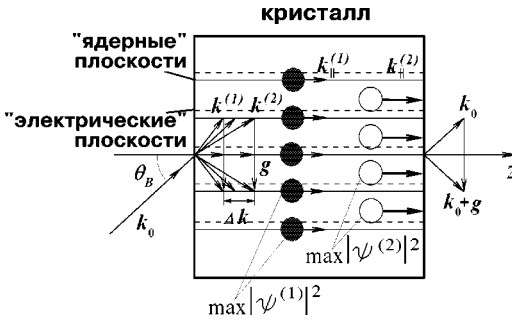


Рис.3. Движение нейтронов вдоль кристаллографических плоскостей при дифракции. Кружками изображены области максимальной концентрации нейтронов в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, здесь частицы движутся в электрических полях разного знака. k – волновые векторы нейтрона, связанные с его скоростью $k = mv/\hbar$; так как нейтроны в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ оказываются в разных потенциалах, их кинетические энергии, а значит, и k , отличаются. На выходе из кристалла показаны волновые векторы двух продифрагировавших пучков, прямого и отраженного. Их геометрическое расположение определяет условие наблюдения брэгговских пиков дифракции, задающее угол Брэгга.

$2 \cdot 10^8$ В/см, что отвечало предварительной оценке. Такая величина вселяла надежду сделать дифракционный метод столь же чувствительным, как и магниторезонансный метод УХН.

Существование в веществе сильных межатомных электрических полей $\sim 10^8$ – 10^9 В/см следует из простых соображений: энергия выхода электронов из вещества лежит в интервале 1–10 эВ, значит, разность потенциалов на атомах и между ними 1–10 В; межатомные же расстояния около 10^{-8} см. Эти поля быстро осциллируют (меняют знак) в веществе (с пространственным периодом, равным межатомным расстояниям) и поэтому при движении частиц обычно усредняются, обращаясь в нуль.

Однако бывают ситуации, например при дифракции нейтронов в монокристаллах, когда, в силу регулярности потенциала кристалла и соответствующей регулярности (по теореме Блоха) волновой функции нейтрона в нем, нейтрон может оказаться в сильном электрическом поле на протяжении всего времени прохождения кристалла.

Именно это обстоятельство, т.е. эффективное взаимодействие с внутрикристаллическим полем нейтронов при их динамической дифракции по Лауэ в прозрачном (без поглощения) нецентросимметричном кристалле, и было использовано при постановке нового – дифракционного – опыта по уточнению верхнего предела на величину ЭДМ нейтрона.

Физика явлений, лежащих в основе метода, следующая. Из динамической теории дифракции следует, что движение нейтрона в кристалле в направлениях, близких к брэгговским, можно описать волнами двух типов $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$. Это две волны, сформированные в результате многократного отражения нейтрона от кристаллографических плоскостей (где нейтроны взаимодействуют с периодическим ядерным потенциалом), причем стоячие в перпендикулярном к плоскостям направлении. Дифрагирующие нейтроны в этих состояниях, распространяясь в среднем вдоль плоскостей, оказываются сконцентрированными на “ядерных” плоскостях и между ними соответственно (здесь мы понимаем под “ядерными” плоскостями положения максимумов ядерного потенциала). Мы показали, что в нецентросимметричных кристаллах для некоторых систем кристаллографических плоскостей положения максимумов электрического потенциала смещены относительно максимумов ядерного потенциала:

$$V^N(\mathbf{r}) = 2V_g^N \cos(\mathbf{g}\mathbf{r}),$$

$$V^E(\mathbf{r}) = 2V_g^E \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g).$$

Здесь $V^N(\mathbf{r})$ – ядерный потенциал, ответственный за дифракцию нейтронов, $V^E(\mathbf{r})$ – электрический, \mathbf{g} – вектор обратной решетки, характеризующий выбранную систему плоскостей (он перпендикулярен плоскостям и по величине равен $|\mathbf{g}| = 2\pi/d$, где d – междоузельное расстояние); $2V_g^N$, $2V_g^E$ – амплитуды ядерного и электрического потенциалов соответственно. Величина ϕ_g характеризует смещение максимумов ядерного потенциала относительно максимумов электрического.

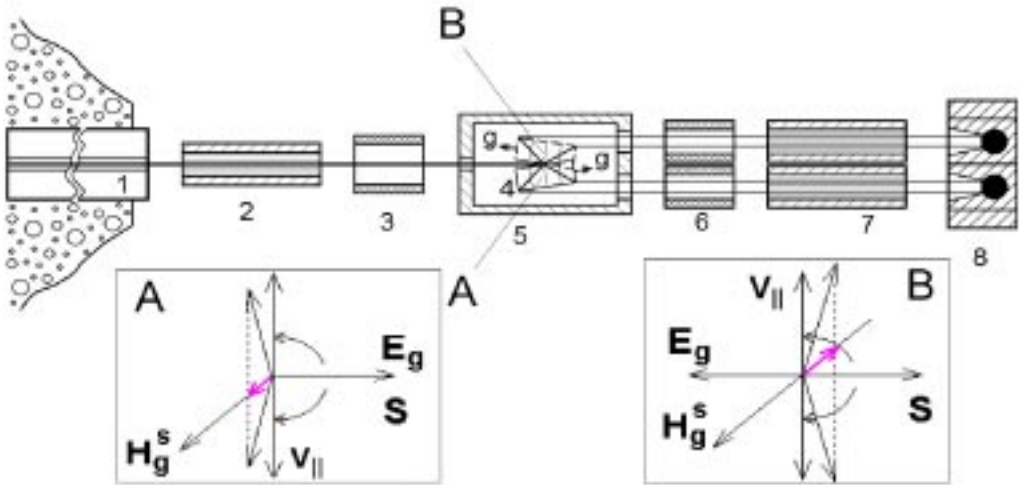


Рис.4. Схема установки для поиска ЭДМ нейтрона. 1 – внутриканальный нейтронпровод, 2 – многощелевой нейтронпровод-поляризатор, 3, 6 – флипперы (устройства для переворота спина нейтронов), 4 – кварцевый монокристалл, 5 – магнитный экран, 7 – двоянный многощелевой нейтронпровод-анализатор, 8 – двоянный детектор, А и В – положения монокристалла, отличающиеся поворотом на угол $(180^\circ - 2\theta_B)$, g – вектор обратной решетки кристалла, $E_g \parallel g$. На вставках изображена идеализированная ситуация, когда поверхность кристалла (перпендикулярная кристаллографическим плоскостям) расположена параллельно скорости падающих нейтронов, а скорость нейтрона $v_{||}$ внутри кристалла перпендикулярна этому направлению. Дугообразные стрелки показывают противоположные направления прецессии спина в магнитном поле H_g^s для нейтронов в состояниях $\Psi^{(1)}$ и $\Psi^{(2)}$. Взаимодействие с электрическим полем (если у нейтрона есть ЭДМ) дает дополнительный поворот спина в плоскости, перпендикулярной E_g , в итоге спин “выходит” из плоскости рисунка и средняя проекция спина на направление H_g^s становится отличной от нуля (показано цветом), т.е. возникает поляризация.

В результате нейтроны в состояниях $\Psi^{(1)}$ и $\Psi^{(2)}$ оказываются в сильных ($\sim 10^8$ В/см) межплоскостных электрических полях противоположного знака:

$$E_g = \pm gV_g^e \sin\phi_g.$$

Мы рассчитали¹⁸ величины этих полей для ряда плоскостей α -кварца, а также¹⁹ титаната бария $BaTiO_3$, титаната свинца $PbTiO_3$, германата висмута $Bi_{12}GeO_{20}(6Bi_2O_3 \cdot GeO_2)$ и танталата лития $LiTaO_3$.

Экспериментально измеренная величина поля для плоскости (110) α -кварца совпала с рассчитанной.

ДИФРАКЦИЯ НЕЙТРОНОВ – НОВЫЙ ПУТЬ ПОИСКА ЭДМ

Наличия таких внутрикристаллических полей еще недостаточно для повышения точности измерения ЭДМ. Важное свойство приведенной на рис.3 схемы дифракции по Лауэ (когда граница кристалла перпендикулярна атомным плоскостям и нейтроны проходят через кристалл, т.е. имеет место дифракция на прохождении) – возможность увеличить время пребывания нейтрона в электрическом поле кристалла путем перехода к углам Брэгга θ_B , близким к $\pi/2$. Причина в том, что при дифракции по Лауэ нейтрон, имея полную скорость v , вдоль кристаллографических плоскостей в среднем движется со скоростью $v_{||} = v \cos \theta_B$, которая может быть существенно уменьшена (по крайней мере, на порядок) по сравнению с v при выборе угла дифракции θ_B вблизи $\pi/2$. По-

¹⁸ См. сноску ¹⁶, а также Федоров В.В., Алексеев В.Л., Воронин В.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1995. Т.21. С.44–49.

¹⁹ Федоров В.В., Воронин В.В. // Физика атомного ядра и элементарных частиц. Материалы XXX Зимней школы ПИЯФ. СПб, 1996. Ч.1. С.123–164.

сколько при этом $\cos \theta_B \approx \pi/2 - \theta_B$, время $\tau = L/v_{\parallel} \sim (\pi/2 - \theta_B)^{-1}$ растет по мере приближения θ_B к $\pi/2$. Максимально близкий к $\pi/2$ угол Брэгга определит максимальную чувствительность метода. Дальнейшее его увеличение (в области углов, больших $\pi/2 - 0.03$), в принципе может оказаться невозможным. Определение максимального угла — одна из ближайших экспериментальных задач²⁰.

В предлагаемом методе поиск ЭДМ нейтрона ведется так (рис.4). Нейтроны по внутриканальной нейтроноводу выводятся из активной зоны реактора. После нейтроновод-поляризатора, который пропускает нейтроны только с определенным направлением спина, их пучок становится поляризованным. Далее флиппер поворачивает спины частиц параллельно направлению движения, т.е. почти параллельно (или антипараллельно) внутрикристаллическому электрическому полю, направленному по вектору \mathbf{g} , и эти нейтроны практически касательно (угол Брэгга близок к $\pi/2$) падают на кристалл. Внутри кристалла они распространяются вдоль кристаллографических плоскостей почти перпендикулярно направлению первоначального движения, вниз — для положения кристалла А и вверх, практически в противоположную сторону, — для положения В. При перевороте кристалла его входная и выходная грани меняются местами, т.е. нейтроны в положениях А и В двигаются вдоль плоскостей точно в противоположных направлениях относительно кристалла. Два положения кристалла А и В необходимы для исключения ложных эффектов. Пучки нейтронов, выходящие из кристалла в этих положениях, сдвинуты друг относительно друга приблизительно на удвоенную толщину кристалла, поэтому необходима "сдвоенная" система анализа. Из кристалла выходят два продифрагировавших пучка: прямой — в направлении, параллельном первоначальному, и отраженный — под углом $2\theta_B$ к первоначальному направлению, т.е. практически назад. Оба

пучка несут информацию об ЭДМ нейтрона. В предложенной схеме анализируется прямой пучок. Переворачивая спины нейтронов пучка вторым флиппером и пропуская их через анализатор (через который могут проходить нейтроны только с определенным направлением спина), в детекторе получим разную скорость счета для двух противоположных (после флиппера) направлений спина, по которой можно определить поляризацию нейтронов, прошедших кристалл, и тем самым — их ЭДМ. Взаимодействие магнитного момента нейтрона с электрическим полем кристалла приводит к деполаризации пучка нейтронов, первоначально поляризованных определенным образом. Это происходит из-за того, что спины нейтронов в состоянии $\Psi^{(1)}$ поворачиваются в одну сторону, а в состоянии $\Psi^{(2)}$ — в противоположную (рис.4); состояния же эти заселены одинаково, т.е. половина нейтронов находится в состоянии $\Psi^{(1)}$, половина — в состоянии $\Psi^{(2)}$.

В частности, для рассмотренной плоскости α -кварца при толщине кристалла $L=3.6$ см пучок, первоначально поляризованный по направлению движения, должен полностью деполаризоваться, если у нейтронов нет ЭДМ. Наличие ЭДМ этому мешает: пучок останется частично поляризованным, но уже в направлении магнитного поля (перпендикулярно плоскости рис.4). Степень поляризации спинов²¹ равна:

$$P \approx \frac{2DEgL}{\hbar v_{\parallel}}$$

Для системы плоскостей $(11\bar{2}0)$ при $D = 10^{-25}$ е · см и $\pi/2 - \theta_B = 1/30$ ($L = 3.6$ см, $E_{11\bar{2}0} = 2.10 \cdot 10^6$ В/см) оценка P дает $0.8 \cdot 10^{-4}$. В эксперименте имеет очень важное значение то обстоятельство, что поляризация продифрагировавших нейтронов будет иметь противоположный знак для разных положе-

²¹ Степень поляризации нейтронов — разность числа нейтронов со спинами по какому-либо заданному направлению и против него, отнесенная к их полному числу.

²⁰ Федоров В.В., Воронин В.В., Лапин Е.Г., Сумбаев О.И. // Письма в ЖФ.1995. Т.21. С.50-55.

Таблица

Расчетные характеристики дифракционного метода (приведены для нейтронов вертикального канала реактора ВВР-М ПИЯФ, для кристалла кварца размером $3.5 \times 14 \times 14 \text{ см}^3$ и плоскости с $d = 2.45 \text{ \AA}$). Отличие брэгговского угла от прямого: $\theta_0 - \pi/2 = 1/30$.

	Метод УХН (накопительный вариант)	Дифракция холодных нейтронов
E (кВ/см)	10–15	$2.1 \cdot 10^5$
τ (с)	70 ($v=5-6 \text{ м/с}$)	$1.8 \cdot 10^{-3}$ ($v_{ }=25 \text{ м/с}$)
$E \cdot \tau$ (кВс/см)	1050	280
N (нейтрон/с)	70–80	2500

ний кристаллов. Поляризацию, остающуюся благодаря наличию ЭДМ, можно определить, например, по изменению скорости счета детектора при перевороте кристалла.

Для сравнения заметим, что в случае брэгговской дифракции максимальная расчетная величина угла поворота спина за счет ЭДМ для кристалла кварца той же толщины²² составляет $2.5 \cdot 10^{-6}$, а это приблизительно в 30 раз меньше, чем приведенная оценка. Для лауэвской дифракции в гипотетическом поглощающем кристалле карбида вольфрама²³ аналогичная величина составляет $7 \cdot 10^{-6}$. Усилить эти эффекты путем перехода к углам Брэгга, близким к $\pi/2$, в этих экспериментах не представляется возможным из-за брэгговской схемы дифракции в первом случае и из-за поглощения в кристалле – во втором.

Сравнительные характеристики методов УХН и предлагаемого дифракци-

онного приведены в таблице. Отметим компактность установки. Кристалл с размерами $3.5 \times 14 \times 14 \text{ см}^3$ играет роль электрического конденсатора, в котором природой создано гигантское поле. Такой монокристалл, достаточно совершенный, у нас уже в руках. Он вырезан специальным образом и оттестирован на γ -дифрактометре. В настоящее время мы монтируем установку на одном из каналов реактора ВВР-М ПИЯФа; проводим предварительные измерения, проверяем работоспособность ее отдельных узлов.

Сейчас перед нами реальная перспектива достичь чувствительности метода УХН и даже превзойти ее. Дальнейший рост чувствительности потребует развития новых технологий выращивания совершенных кристаллов с более высокими внутрикристаллическими полями ($\sim 2 \cdot 10^9 \text{ В/см}$ – для титаната свинца), пригодных для дифракционных экспериментов.

²² Forte M. // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1983. V.9. P.745-754.

²³ Барышевский В.Г., Черепица С.В. // Изв. вузов. Физика. 1985. Т.8. С.110–112.

Работа выполнена при поддержке РФФИ. Гранты 94-02-04792, 96-02-18927 и совместный грант J4X100 Министерства науки РФ, РФФИ и Правительства России.