

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



9/1-78

P14 - 10948

B-191

Б.В.Васильев, Е.В.Колычева

151/2-78

ИЗМЕРЕНИЕ

ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА

ЭЛЕКТРОНА

С ПОМОЩЬЮ КВАНТОВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

1977

P14 - 10948

Б.В.Васильев, Е.В.Колычева

ИЗМЕРЕНИЕ

ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА

ЭЛЕКТРОНА

С ПОМОЩЬЮ КВАНТОВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Направлено в ЖЭТФ



Васильев Б.В., Колычева Е.В.

P14 - 10948

Измерение электрического дипольного момента электрона
с помощью квантового интерферометра

С помощью квантового сверхпроводящего интерферометра, имеющего чувствительность $3 \cdot 10^{-11}$ Гс, определена верхняя граница величины электрического дипольного момента электрона $(8,1 \pm 11,6) \cdot 10^{-23}$ е.см путем измерения изменений магнитной индукции феррита, возникающих при приложении к нему электрического поля.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Vasiliev B.V., Kolycheva E.V.

P14 - 10948

Measurement of the Electron Electric Dipole
Moment Using Quantum Interferometer

The upper limit of the electron electric dipole moment $(8.1 \pm 11.6) \cdot 10^{-23}$ e.sm had been obtained with the help of quantum superconducting interferometer by measuring the ferrite magnetic induction change following the electrical field application.

The investigation has been performed at the Neutron Physics Laboratory, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

Законы сохранения пространственной (P) и временной (T) четности, считавшиеся ранее всеобщими законами природы, запрещают существование электрических дипольных моментов /ЭДМ/ у элементарных частиц. Действительно, поскольку у частицы есть лишь одно выделенное направление - направление спина, то ее ЭДМ может быть ориентирован только вдоль спина, либо параллельно, либо антипараллельно ему. Оператор пространственного отражения действует по-разному на коллинеарные вектора спина \vec{s} и электрического дипольного момента

$$\vec{d} = \int \vec{r} \rho(\vec{r}) dV \quad /1/$$

/ r - расстояние до центра инерции частицы, $\rho(\vec{r})$ - объемная плотность заряда/. Так как первый является аксиальным вектором, а второй - полярным, вектора \vec{s} и \vec{d} меняют взаимную ориентацию /рис. 1а/ и полученная в результате операции пространственного отражения инвертированная частица оказывается не тождественна первичной. Операция обращения времени также приводит к изменению взаимной ориентации векторов \vec{s} и \vec{d} /рис. 1б/. Поэтому обнаружение у элементарных частиц электрических дипольных моментов однозначно указало бы на нарушение пространственной и временной четности.

Несохранение пространственной четности, обнаруженное в слабых взаимодействиях, и найденное в распадах K^0 -мезонов нарушение T-инвариантности не только указывают на возможность существования ЭДМ у элементарных частиц, но и позволяют оценить из соображений размерности его величину.

Рис. 1а. Операция пространственного отражения.

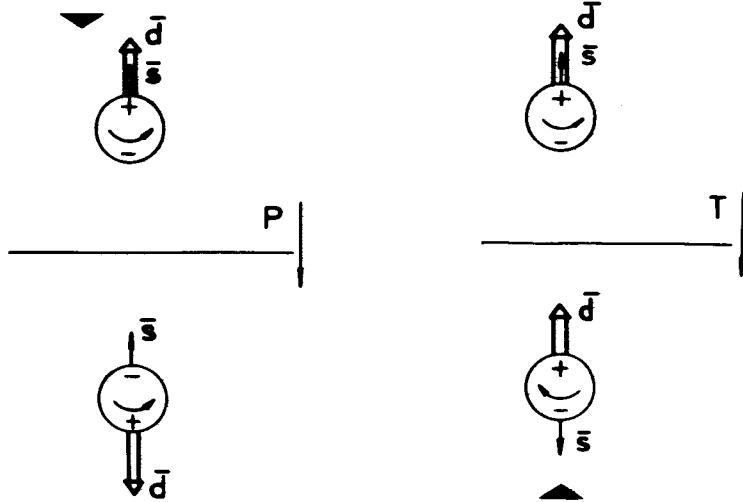


Рис. 1б. Операция обращения времени.

Очевидно, что ЭДМ элементарной частицы должен быть пропорционален константе взаимодействия, ответственной за существование ЭДМ. Используя для обеспечения правильной размерности ($[d] = [q] \cdot [L]$) элементарный заряд e и комптоновскую длину волны частицы, для ЭДМ электрона, в частности, получим

$$d_e \approx eG \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^{-1}, \quad /2/$$

где e - заряд электрона, m_e - масса электрона, G - константа взаимодействия, участвующего в формировании ЭДМ.

Так как P -инвариантность нарушается в слабых взаимодействиях, описываемых константой $G_W = 10^{-5} \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 \text{см}^2 / \text{м}$ - масса нуклона/, можно ожидать, что это взаимо-

действие участвует в формировании ЭДМ. Полагая $G = G_W$, получим для ЭДМ электрона

$$d_e \approx 10^{-22} e \cdot \text{см}.$$

Однако вероятность нарушения T -инвариантности в распаде K^0 -мезонов, являющемся проявлением слабого взаимодействия, составляет примерно 10^{-3} . Поэтому естественней ожидать у электрона ЭДМ величины

$$d_e \approx 10^{-25} e \cdot \text{см}.$$

Более строгие расчеты в рамках различных моделей нарушения T -инвариантности приводят к оценкам для ЭДМ электрона, лежащим в этом же интервале значений: $10^{-23} \approx 10^{-25} e \cdot \text{см}^{1/2}$.

Попытки обнаружить ЭДМ электрона предпринимались неоднократно, причем все описанные ранее эксперименты разделяются на две группы: в одних определялся ЭДМ самого электрона, в других ЭДМ электрона вычислялся из найденного экспериментально ЭДМ атома.

К экспериментам первого типа относятся:

1. Опыты по рассеянию электронов на $^{12}\text{C}^{1/2}$.

Возрастание сечения рассеяния при угле рассеяния $\theta \rightarrow \pi$, связанное с наличием ЭДМ у электрона, приводит к оценке $d_e < 2 \cdot 10^{-16} e \cdot \text{см}$.

2. Опыты типа "g-2" ^{3/}.

Частица движется в магнитном поле \vec{H} по круговой траектории в плоскости, перпендикулярной \vec{H} . При наличии ЭДМ спин частицы прецессирует вокруг направления \vec{H} и вокруг направления $\vec{E} = [\vec{H} \times \vec{V}]$, за счет чего возникает слагающая поляризации \vec{P}_H , параллельная \vec{H} . Измерение амплитуды изменения \vec{P}_H дает для ЭДМ электрона: $d_e < 4 \cdot 10^{-16} e \cdot \text{см}$.

Эксперименты второй группы требуют дополнительного обсуждения.

Вопрос о величине суммарного ЭДМ системы заряженных частиц, ЭДМ которых отличен от нуля, был рассмотрен Шиффом ^{4/}. Он показал, что в предположении одинаковых распределений зарядов и электрических

дипольных моментов в системе гамильтониан ее взаимодействия с постоянным электрическим полем в нерелятивистском случае не содержит членов первого порядка по ЭДМ. То есть суммарный ЭДМ такой системы равен нулю. Однако если при переходе в уравнении Дирака к нерелятивистскому пределу /постоянная тонкой структуры $\alpha \rightarrow 0$ / сохранить члены второго порядка по α , то к гамильтониану взаимодействия добавится член, линейный по ЭДМ. Тогда, как показано в работах ^{5,6,7}, атомы, имеющие неспаренные электроны, приобретают эффективный электрический дипольный момент

$$d_a = R d_e, \quad /3/$$

где R - коэффициент усиления ЭДМ электрона в атоме; d_e - электрический дипольный момент электрона.

Коэффициент усиления R является суперпозицией коэффициентов усиления ЭДМ неспаренных электронов атома - R_i . В работе ⁶ показано, что R_i быстро возрастает с увеличением зарядового числа Z ($R_i \sim Z^4$) и принимает большие значения для электронов с малыми орбитальным и главным квантовым числом. Суммарный коэффициент усиления ЭДМ электрона в атомах меняется от элемента к элементу в широких пределах и достигает величины ~ 130 для атомов Cs.

Ко второму типу опытов относятся эксперименты с атомными пучками. Так, например, если пучок атомов Cs пропустить через постоянные параллельные электрическое и магнитное поля, то возникающее при этом расщепление энергетических уровней может быть определено методом магнитного резонанса. Экспериментально ⁸ для ЭДМ атома Cs было найдено $d_{Cs} < 0,8 \pm 1,8 \cdot 10^{-22}$ е.см. Отсюда при учете коэффициента усиления ЭДМ электрона в атоме Cs получена следующая оценка для ЭДМ электрона: $d_e < 3 \cdot 10^{-24}$ е.см. Из приведенных результатов видно, что опыты второго типа являются непрямыми, но существенно более чувствительными.

В работе ⁹ был предложен еще один эксперимент для измерения ЭДМ атома. Исследуемое вещество, со-

держивающее атомы с неспаренными электронами, помещается в сильное электрическое поле. Электрические дипольные моменты атомов образца, а вместе с ними и спины выстраиваются вдоль направления приложенного поля, в результате чего магнитный поток в образце изменяется на величину

$$\Delta \Phi = \frac{4\pi \kappa d_a S E^*}{\mu_a}, \quad /4/$$

где d_a - ЭДМ атома образца; E^* - напряженность эффективного электрического поля, действующего на атом образца; S - площадь сечения образца, перпендикулярного направлению внешнего поля; μ_a - магнитный момент атома; κ - магнитная восприимчивость образца. Создание квантовых сверхпроводящих интерферометров, обладающих высокой чувствительностью к изменению магнитного потока, дало реальную возможность поиска ЭДМ электрона в опыте такого типа.

Существенным моментом в подготовке описываемого эксперимента явился выбор образца, который должен удовлетворять следующим требованиям:

- 1/ высокая концентрация атомов, имеющих неспаренные электроны,
- 2/ возможно больший коэффициент усиления ЭДМ электрона в атоме,
- 3/ высокая магнитная восприимчивость,
- 4/ малая электропроводность и высокая электрическая прочность,
- 5/ отсутствие паразитных эффектов.

Эксперимент проводился на никель-цинковом феррите, который имеет относительно высокую электрическую прочность - до 2 кВ/см, весьма высокое удельное сопротивление при гелиевой температуре, некомпенсированные магнитные моменты ионов Fe^{+3} - $\mu_{Fe^{+3}} = 4\mu_B^{10/}$ и в связи с наличием центра инверсии в его кубической решетке не дает линейного магнитоэлектрического эффекта ¹¹, способного имитировать эффект ЭДМ. Магнитная проницаемость такого феррита при гелиевой температуре, к сожалению, невысока и равна примерно 11.

В эксперименте к таблетке, изготовленной из никель-цинкового феррита /диаметром 1 см и толщиной 1 мм/,

помещенной между обкладками плоского конденсатора, прикладывалось электрическое поле E . Торцовые поверхности образца после шлифовки покрывались сплавом $In-Ga$ для обеспечения надежного контакта с обкладками конденсатора. Возникающие в результате приложения электрического поля изменения магнитной индукции регистрировались с помощью квантового сверхпроводящего интерферометра, схема которого была описана ранее ^{/12/}.

Определенную трудность в данном эксперименте вызывает передача магнитного потока от образца к датчику интерферометра. При работе с обычным двухиндуктивным одноконтактным датчиком циммермановского типа ^{/13/}, имеющим коэффициент самоэкранировки $\sim 10^{-3}$, для этой цели можно использовать сверхпроводящий трансформатор потока. Использование такого трансформатора оказывается целесообразным при исследовании образцов большого объема. Однако опыт показывает, что большие образцы трудно хорошо закрепить, чтобы в достаточной мере избавиться от вибраций. В нашем случае увеличение объема образца ведет также к значительному повышению рабочего напряжения, что неудобно с технической точки зрения. Кроме того, первичная катушка трансформатора, намотанная на образец, сильно искажает электрическое поле, снижая его эффективное значение. Вышеуказанные причины побудили нас отказаться от применения сверхпроводящего трансформатора потока и использовать в эксперименте одноиндуктивный датчик, подобный описанному в ^{/13/}, чувствительность которого к изменению внешнего магнитного поля значительно выше чувствительности обычного самоэкранирующего датчика.

Чтобы максимально увеличить связь образца с датчиком интерферометра, торец датчика был отшлифован и вплотную прижат к заземленной обкладке конденсатора. Образец вместе с датчиком помещались в ампулу, поверх которой одевался сверхпроводящий экран, изготовленный из свинцовой фольги и имеющий форму "бутылки" /рис. 2/. Коэффициент ослабления внешнего магнитного поля для такого экрана был весьма высок и

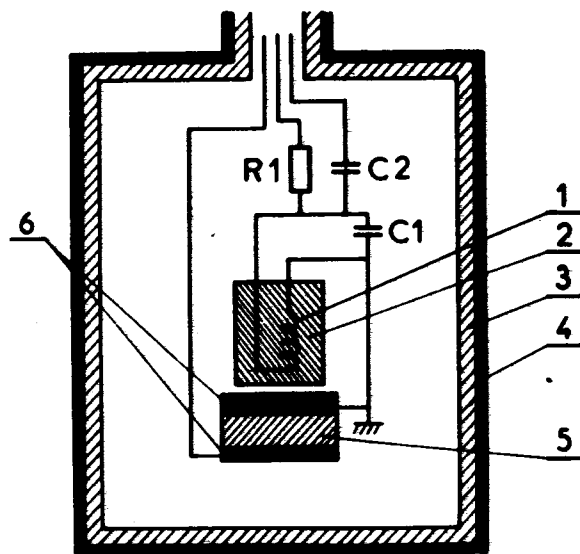


Рис. 2. Внутренняя оснастка ампулы сверхпроводящего квантового интерферометра для измерения ЭДМ электрона. 1 - модуляционная катушка, катушка колебательного контура; 2 - датчик интерферометра; 3 - корпус ампулы; 4 - сверхпроводящий экран; 5 - феррит; 6 - обкладка конденсатора.

составлял примерно 10^8 . Ампула опускалась в гелиевую ванну, и после окончания процесса охлаждения образца и ампулы проводились измерения.

ЭДМ иона Fe^{+3} по результатам данного эксперимента может быть определен как

$$d_{Fe^{+3}} = \frac{\mu_{Fe^{+3}} \Delta\Phi}{E^* \cdot S(4\pi k k)} \quad /5/$$

Здесь $\mu_{Fe^{+3}} = 4 \mu_B$ - магнитный момент иона Fe^{+3} ^{/10/}, $\Delta\Phi$ - изменение магнитного потока через датчик интерферометра, возникающее при приложении электрического поля к образцу с площадью S , E^* - напряженность эффективного электрического поля, действующего на ион в кубической кристаллической решетке; согласно ^{/14/}

$$E^* = \frac{2 + \epsilon}{3} E \quad /6/$$

/ E - напряженность электрического поля, приложенного к образцу/.

Для определения напряженности эффективного электрического поля E^* дополнительно потребовалось измерить диэлектрическую проницаемость ϵ феррита. Измерения показали, что для никель-цинкового феррита при низких температурах и частоте ~ 100 Гц $\epsilon = 2,2 \pm 0,2$.

Для определения ЭДМ по формуле /5/ необходимо знать также коэффициент $4\pi k k$ / k - коэффициент связи магнитного потока образца и датчика интерферометра, определяемый геометрией эксперимента/. Для измерения коэффициента $4\pi k k$ был использован следующий прием. Датчик интерферометра помещался в калиброванные кольца Гельмгольца, которые создавали однородное магнитное поле с напряженностью

$$H_1 = a I_1, \quad a = (0,90 \pm 0,05) \text{ Э/А}, \quad /7/$$

и измерялся k_1 - коэффициент передачи внешнего магнитного поля в датчик:

$$k_1 = \frac{\Phi_1}{S_0 a I_1} \quad /8/$$

Здесь S_0 - площадь отверстия одноиндуктивного датчика интерферометра; I_1 - ток в цепи колец Гельмгольца, вызывавший изменение потока в датчике на величину Φ_1 . Измерения показали, что коэффициент $k_1 = 0,95 \pm 0,08$. Затем в поле колец вносился образец феррита так, чтобы геометрия повторяла геометрию опыта по измерению ЭДМ электрона, и регистрировался ток I_2 в цепи колец, вызывавший то же изменение магнитного потока в датчике Φ_1 . В этом случае

$$\Phi_1 = I_2 a (k_1 S_0 + 4\pi k k S) \quad /9/$$

Отсюда

$$4\pi k k = \frac{k_1 S_0 (I_1 - I_2)}{S I_2} \quad /10/$$

В результате калибровки было получено значение коэффициента $4\pi k k = 0,25 \pm 0,03$.

Наличие у интерферометра и феррита шумов типа $1/f$ не позволяет вести измерения ЭДМ в схеме на постоянном токе. В описываемом эксперименте электрическое поле амплитудой 1 кВ/см прикладывалось к ферритовому образцу в виде разнополярных импульсов с частотой около ~ 30 Гц. Генератор этих импульсов одновременно служил опорным для цифрового синхронного детектора /15/, на вход которого подавался выходной сигнал с интерферометра /рис. 3/. Пересчетные устройства позволяли довести постоянную времени синхронного детектора до нескольких часов.

Результат статистической обработки 40 циклов измерений, суммарное время которых было равно 3,5 час, оказался равным

$$\Delta\Phi = (4,65 \pm 4,88) \cdot 10^{-6} \Phi_0,$$

что в пересчете на магнитное поле, регистрируемое в эксперименте, дает примерно $3 \cdot 10^{-11}$ Э.

Отсюда для электрического дипольного момента иона Fe^{+3} имеем

$$d_{\text{Fe}^{+3}} = (4,2 \pm 6,0) \cdot 10^{-23} \text{ е.см.}$$

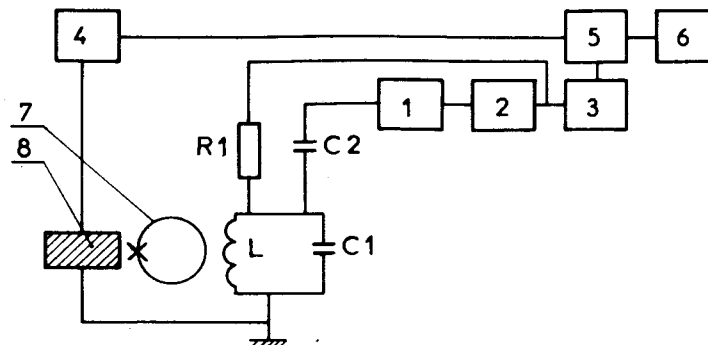


Рис. 3. Блок-схема установки для измерения ЭДМ электрона. 1 - усилитель интерферометра; 2 - интегратор; 3 - усилитель; 4 - генератор прямоугольных импульсов; 5 - цифровой синхронный детектор; 6 - пересчетная схема; 7 - датчик интерферометра; 8 - образец.

Учитывая коэффициент усиления $R = 0,52$ ЭДМ электрона в ионе Fe^{+3} /6/, получаем следующую оценку величины ЭДМ электрона:

$$d_e = (8,1 \pm 11,6 \cdot 10^{-23}) \text{ е. см.}$$

Этот результат значительно уступает в точности результату эксперимента /8/, но тем не менее, на наш взгляд, представляет определенный интерес, во-первых, в связи с тем, что оценка получена независимым способом, а, во-вторых, вывод об отсутствии ЭДМ электрона на данном уровне делается на основании отсутствия ЭДМ атома, измеренного с более высокой точностью.

Вопрос о дальнейшем повышении точности измерения ЭДМ электрона в эксперименте описываемого типа непрост. Путь существенного увеличения точности за счет повышения чувствительности аппаратуры или за счет увеличения времени измерения кажется бесперспективным, т.к. достигнутая высокая чувствительность по полю на уровне 10^{-11} Гс ограничивается, видимо, сразу несколькими источниками шумов, имеющими большие постоянные времени: 1/ изменение уровня гелия в криостате и связанный с ним медленный дрейф параметров установки; 2/ повышение уровня помех в дневное время и проникновение наводок через экраны; 3/ микровибрации датчика в поле экранов и т.п.

Возможность значительного повышения чувствительности за счет выбора ферромагнетика другого типа неясна. Во всяком случае наши попытки провести эксперименты с соединениями EuO и EuS , сулившими улучшение результата как за счет большего коэффициента усиления ЭДМ, так и за счет более высокой магнитной проницаемости при гелиевой температуре, не увенчались успехом из-за большой проводимости и малой электрической прочности этих соединений. Около десятка других ферритов и ферродиелектриков показали при гелиевой температуре невысокую проницаемость и либо малую электрическую прочность, либо высокую электропроводность.

Авторы благодарны Ф.Л.Шапиро и В.К.Игнатовичу, предложившим идею и стимулировавшим постановку данного эксперимента, а также В.М.Лачинову, А.В.Сермягину и А.Ю.Суханову за помощь при подготовке радиоэлектронной аппаратуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арбузов Б.А. УФН, 1968, т.96, в.3, с.460.
2. Rand E.E. Phys.Rev., 1965, B140, p.1605.
3. Wilkinson D.T., Crane H.R. Phys.Rev., 1963, 130, p.852.
4. Schiff L.I. Phys. Rev., 1963, 132, p.2194.
5. Sandars P.G.H. Phys.Lett., 1965, 14, p.194.
6. Игнатович В.К. ЖЭТФ, 1969, т.56, в.6, с.2019.
7. Sandars P.G.H. Phys.Lett., 1966, 22, p.290.
8. Weisskopf M.C. e.a. Phys. Rev.Lett., 1968, 21, p.1645.
9. Шапиро Ф.Л. УФН, 1968, т.95, в.1, с.145.
10. Ситидзе Ю., Само Х. Ферриты, "Мир", М., 1964.
11. Дзялошинский И.Е. ЖЭТФ, 1959, 37, с.881.
12. Васильев Б.В., Иваненко А.И., Трофимов В.Н. Радиотехника и электроника, 1975, XX, №6, с.1255.
13. Zimmerman J.E., Thiene P., Harding J.T. J.Appl.Phys., 1970, 41, p.1572.
14. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. Гостехиздат, М., 1957.
15. Васильев Б.В., Сермягин А.В., Суханов А.Ю. ОИЯИ, P13-10949, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 сентября 1977 года.