

539.124.4

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ДИПОЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ *)

Ф. Л. Шапиро

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о существовании постоянных электрических дипольных моментов у элементарных частиц приобрел особую актуальность в связи с недавним открытием видимого нарушения T -инвариантности (инвариантности по отношению к обращению времени) в некоторых процессах распада нейтральных K -мезонов ¹⁻³ **).

Постоянный электрический дипольный момент частицы (ЭДМ) выражается известным образом через плотность распределения заряда:

$$\mathbf{d} = \int \mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) dV,$$

и по своим трансформационным свойствам является полярным вектором ***). Наличие ЭДМ приводит к появлению в энергии взаимодействия частицы дополнительного члена $U = -dE$, зависящего от взаимной ориентации ЭДМ и действующего на частицу электрического поля E . Элементарные частицы, атомы, атомные ядра не обладают другими степенями свободы, характеризующими ориентацию в пространстве, кроме связанных с вектором спина. «Ориентация» этих частиц полностью сводится к ориентации спина. Ввиду этого *действующий* ЭДМ частицы может быть направлен только вдоль ее спина ****). Но спин является аксиальным вектором, и, если в данной системе координат спин и ЭДМ параллельны, в результате операции пространственного отражения (P) они станут антипараллельны (рис. 1). Если существует инвариантность относительно пространственного отражения (\equiv право-левая симметрия \equiv сохранение пространственной четности), то обе ситуации равноправны и среднее (наблюдаемое) значение ЭДМ тождественно равно нулю. К аналогичному

*) Доклад, прочитанный на Семинаре по нарушению CP -инвариантности (Москва, 22-26 января 1968 г.).

**) Точнее, в распадах K^0 -мезонов обнаружено нарушение закона сохранения комбинированной (CP)-четности. Однако в силу известной CP - T -теоремы, в справедливости которой пока нет оснований сомневаться, несохранение CP -четности означает что имеет место нарушение T -инвариантности ³. В дальнейшем мы не будем делать различие между CP - и T -инвариантностями и будем использовать второй термин.

***) Начало координат предполагается расположенным в центре инерции частицы; для электрически нейтральной системы $\left(\int \rho(\mathbf{r}) dV = 0 \right)$ ЭДМ, впрочем, не зависит от выбора начала координат.

****) Классически можно говорить о вращении частицы вокруг направления спина, приводящем к усреднению в нуль компоненты вектора \mathbf{d} , нормальной к направлению спина. Это же следует из соотношения неопределенности для момента и угла $\Delta L_z \cdot \Delta \phi \geq h/2$. При заданной проекции момента $L_z \Delta L_z = 0$, а, значит, угол ϕ и проекция \mathbf{d} на плоскость, нормальную к оси z , являются полностью неопределенными.

результату приводит также операция обращения времени (рис. 2). Если существует T -инвариантность, то прямое и обращенное во времени состояния физически равноправны и опять-таки среднее значение ЭДМ обращается в нуль.

Таким образом, как это впервые отметил Л. Д. Ландау⁴, ЭДМ (направленный вдоль спина) может существовать лишь в том случае, если нарушаются и закон сохранения четности и T -инвариантность. Обнаружение ЭДМ у элементарных частиц было бы, следовательно, прямым доказательством того, что инвариантность по отношению к обращению времени не является универсальным принципом природы *).

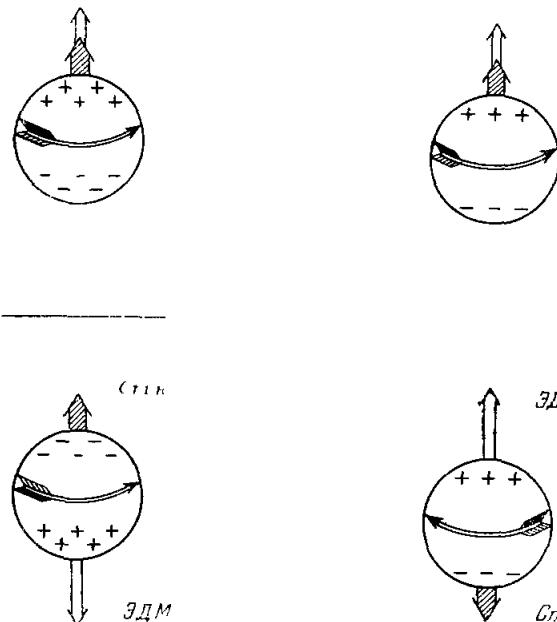


Рис. 1. Операция пространственного отражения (отражения в зеркале) в применении к спину и ЭДМ.

Рис. 2. Операция обращения времени (изменение направлений всех скоростей на обратные и замена начального состояния конечным) в применении к спину и ЭДМ.

До настоящего времени многочисленные попытки найти проявления T -нейтринвариантности в каких-либо других процессах, помимо распада K^0 -мезонов, не привели к успеху, и сущность этого явления остается загадочной.

В литературе обсуждается ряд возможностей теоретического описания нарушения T -инвариантности и делаются предсказания относительно порядка величины ожидаемого ЭДМ частиц^{3, 5}. Некоторые оценки можно воспроизвести, опираясь на соображения размерности.

Так как сильное несохранение четности наблюдается только в слабых взаимодействиях, можно думать, что они будут так или иначе участвовать в формировании ЭДМ, который ввиду этого должен быть пропорционален константе слабого взаимодействия $G = 10^{-5} (\hbar/mc)^2 \text{см}^2$ (m — масса нуклона). Используя для обеспечения правильной размерности элементарный электрический заряд e и комитоновскую длину

*.) Несохранение пространственной четности (в слабых взаимодействиях) является, как известно, твердо установленным фактом.

волны нуклона, получаем следующую оценку для ЭДМ нуклона:

$$d \approx eG \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^{-1} = e \cdot 10^{-5} \frac{\hbar}{mc} \approx 10^{-19} e \cdot \text{см}$$

Поскольку распады K^0 -мезонов — это проявление слабого взаимодействия, а нарушение T -инвариантности в этих распадах мало ($\sim 10^{-3}$), можно думать, что взаимодействие, ответственное за T -неинвариантность, на тот же фактор 10^{-3} слабее обычного слабого взаимодействия. Таким образом, реалистичней ожидать для нуклона $d \sim 10^{-22} e \cdot \text{см}$.

К наименьшей оценке ЭДМ нуклона приводит гипотеза Вольфенштейна (см. ³), согласно которой нарушение T -инвариантности вызывается особым сверхслабым взаимодействием, обусловливающим примесь порядка 10^{-3} K_1^0 -состояния к K_2^0 -состоянию. Энергия H' этого взаимодействия должна составлять тогда примерно одну тысячную долю разности масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов, т. е. $H' \sim 10^{-8} \text{ эв}$. В рамках теории возмущений

$$d \sim \frac{H'}{E_1 - E_0} e \frac{\hbar}{mc} \sim \frac{H'}{mc^2} e \frac{\hbar}{mc} \sim 10^{-31} e \cdot \text{см}.$$

Здесь E_1 — энергия возбужденного состояния нуклона, которое смещивается с основным состоянием (E_0) за счет P - и T -нечетного сверхслабого взаимодействия H' [$(E_1 - E_0) \sim mc^2$]. Для соблюдения размерности снова используются заряд e и длина \hbar/mc . Для электрона некоторые модели предсказывают $d \sim 10^{-23} - 10^{-25} e \cdot \text{см}$ ⁵.

Из сказанного выше ясно, что установление достаточно низких экспериментальных оценок величин ЭДМ элементарных частиц и тем более измерение ЭДМ было бы очень существенным для прояснения весьма запутанной ситуации с нарушением CP - и T -инвариантности и, в частности, для отбраковки ряда мыслимых механизмов этого нарушения. Эксперименты в этом направлении ведутся в ряде лабораторий и уже начинают поступать имеющие значение результаты. В настоящем докладе дается обзор методов измерения ЭДМ и полученных с их помощью результатов.

2. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭДМ

Как отмечено выше, ЭДМ элементарных частиц, атомов и ядер предполагается параллельным спину. Ввиду этого дополнительное электромагнитное взаимодействие, вызванное наличием ЭДМ, можно представить в виде

$$U = -d\mathbf{E} = -\frac{d}{I} \mathbf{I}\mathbf{E}, \quad (1)$$

где d — ЭДМ частицы, I — ее спин, \mathbf{I} — оператор спина. Это взаимодействие приводит к следующим эффектам, используемым для оценки величины ЭДМ:

- А. Сдвиг атомных уровней.
- Б. Рассеяние в кулоновском поле, электромагнитные реакции.
- В. Прецессия спина во внешнем электрическом поле.

А. Сдвиг уровней

Как показали Соллите ⁶ и Штернхаймер ⁷, наличие ЭДМ у частиц, составляющих атомную систему, приводит к поправкам в расстояниях между ее уровнями, пропорциональным d^2 . Ввиду этого сравнение наблюдаемых расстояний между уровнями с рассчитанными теоретически

не приводит к чувствительным оценкам ЭДМ. Так, из сверхтонкого расщепления уровней позитрона для ЭДМ позитрона получается⁶

$$d_{e^+} < 8 \cdot 10^{-13} \text{ e} \cdot \text{см.}$$

Из сдвига уровней $2P_{1/2} - 2S_{1/2}$ атома водорода (лэмбовский сдвиг) для ЭДМ протона следует⁷

$$d_p < 10^{-13} \text{ e} \cdot \text{см.}$$

Б. Рассеяние, реакции

1) Нейтрин. Бернштейн, Файнберг и Рудерман из экспериментальных данных о верхних границах эффективных сечений электромагнитных процессов, идущих с участием нейтрино, извлекли оценки наибольшей возможной величины магнитного дипольного момента (МДМ) нейтрино⁸. Результаты этой работы могут быть отнесены и к ЭДМ нейтрино. Действительно, существующие данные о массе нейтрино (электронные нейтрино: $m_{\nu_e} < 250 \text{ эв}^9$, мюонные нейтрино: $m_{\nu_\mu} < 1000 \text{ эв}^{10}$) позволяют авторам⁸ во всех случаях считать нейтрино релятивистскими. Для релятивистской же частицы энергии взаимодействия с электромагнитным полем равных ЭДМ и МДМ близки друг к другу, а значит, близки и сечения процессов, вызываемых этими взаимодействиями*).

Наилучшая оценка следует из астрофизических данных о том, что реакция рождения фотонами пар нейтрино — антинейтрино ($\gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$) не вносит большого вклада в скорость охлаждения звезд. Отсюда $d_\nu < 4 \cdot 10^{-21} \text{ см}$ как для электронных, так и для мюонных нейтрино. Оценки d_ν из некоторых других эффектов приведены ниже в табл. II.

2) Нейтрон. Взаимодействие (1) ЭДМ нейтрона с внутриатомным кулоновским полем вызывает дополнительное рассеяние, амплитуда которого в борновском приближении равна

$$ib'' = id \frac{2Zem(1-F)}{\hbar^2 q} (\text{ре}), \quad (2)$$

где Ze — заряд ядра, m — масса нейтрона, $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$ — разность волновых векторов нейтрона после (\mathbf{k}) и до (\mathbf{k}_0) рассеяния, $e = \mathbf{q}/q$ — единичный вектор рассеяния, $F = F(q)$ — формфактор электронной оболочки атома (тот же, что определяет упругое рассеяние рентгеновских лучей на атоме, $0 < F < 1$), \mathbf{p} — единичный вектор поляризации нейтрона. Характерные особенности амплитуды (2) заключаются в том, что она мнимая, максимальна по величине, когда нейтрон поляризован вдоль вектора рассеяния, и меняет знак при реверсе поляризации нейтрона. Интенсивность рассеяния нейтронов пропорциональна квадрату модуля

*.) В этом легко убедиться, если перейти в систему координат, связанный с частицей. В этой системе поле \mathbf{E} , \mathbf{H} превращается в поле \mathbf{E}' , \mathbf{H}' , причем продольные (вдоль скорости \mathbf{v} частицы) слагающие сохраняются, а поперечные возрастают в $\gamma = [1 - (v^2/c^2)]^{-1/2}$ раз:

$$\mathbf{E}'_\perp = \gamma \left(\mathbf{E}_\perp + \frac{1}{c} [\mathbf{H} \mathbf{v}] \right), \quad \mathbf{H}'_\perp = \gamma \left(\mathbf{H}_\perp - \frac{1}{c} [\mathbf{E} \mathbf{v}] \right).$$

При $\gamma \gg 1$ продольными слагающими можно пренебречь, поперечные же слагающие \mathbf{E}'_\perp и \mathbf{H}'_\perp оказываются при этом практически нормальными друг к другу и равными по абсолютной величине. Следовательно, энергии взаимодействия $-\mu \mathbf{H}'$ и $-d\mathbf{E}'$ равны, если $|\mu| = |d|$ и $\mu \perp d$; соответствующие сечения, усредненные по направлению спина частицы в собственной системе координат, также будут равны.

суммарной амплитуды рассеяния и действующему объему образца V , т. е.

$$J \sim [b^2 + (b' + b'')^2] V,$$

где $b + ib'$ — амплитуда ядерного рассеяния. При реверсе поляризации нейтрона относительное изменение J составит (при $b'' \ll b'$)

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{4b'b''}{b^2 + b'^2}. \quad (3)$$

Время измерений для получения заданной статистической точности в b'' пропорционально (при отсутствии фона)

$$t \sim \frac{J}{(\Delta J)^2} \sim \frac{1}{b''^2} \frac{b^2 + b'^2}{b'^2 V}. \quad (4)$$

Отсюда ясно, что условия наблюдения эффекта ЭДМ нейтрона будут наилучшими, если действительная часть амплитуды рассеяния равна нулю. При фиксированном объеме образца и если $b = 0$ и нет фона, с точки зрения статистики величина b' безразлична. В действительности, однако, эффективный объем образца растет с уменьшением b' , поскольку глубина проникновения нейтронов, грубо говоря, обратно пропорциональна полному сечению взаимодействия, которое в свою очередь, согласно оптической теореме, пропорционально b' . С учетом этого становятся выгодными малые значения b' . Уменьшение b' (до величины $b' = |b|$, если $b \neq 0$) важно также и потому, что, приводя к возрастанию $\Delta J/J$, оно способствует сокращению роли систематических ошибок.

В недавно опубликованной работе Шалла и Натаанса¹¹ сделана попытка обнаружения амплитуды (2) в экспериментах по дифракции нейтронов на монокристалле CdS. В опытах использовалось отражение от плоскостей (004), интенсивность которого зависит от разности амплитуд когерентного рассеяния кадмия и серы:

$$J \sim |a_{Cd} - a_S|^2.$$

Для тепловых нейтронов — $a_{Cd} = 3,8 + i \cdot 1,2$ ферми, — $a_S = 3,1$ ферми. Таким образом, действительные части когерентных амплитуд Cd и S почти уравновешиваются и мнимая часть результирующей амплитуды близка к ее действительной части. Это объясняет выбор CdS в качестве рабочего вещества.

В эксперименте¹¹ большое внимание уделено исключению систематических погрешностей, одним из источников которых может быть так называемое швингеровское рассеяние, т. е. рассеяние, вызванное энергией взаимодействия $\frac{1}{c} \mu$ [Ev] магнитного момента движущегося нейтрона с кулоновским полем атомного ядра¹². Амплитуда этого рассеяния также чисто мнимая и зависит от поляризации нейтрона, однако она равна нулю, если поляризация в точности параллельна вектору рассеяния.

Зарегистрировав в течение трех месяцев 400 миллионов нейтронов, авторы пришли к следующему результату для ЭДМ нейтрона:

$$d_n = (2,4 \pm 3,9) \cdot 10^{-22} e \cdot \text{см.}$$

3) Электрон. Сечение упругого (моттовского) рассеяния электронов на ядрах быстро падает с возрастанием угла рассеяния θ и стремится к нулю при $\theta \rightarrow \pi$. Напротив, слагающая сечения рассеяния, связанная с аномальным МДМ электрона и с возможным ЭДМ, растет при $\theta \rightarrow \pi$. Хотя это и повышает чувствительность к наличию ЭДМ, выполненные эксперименты не привели к существенным оценкам. Так, из рассеяния

электронов на С¹³ на угол 180° при переданном импульсе 1 ферми⁻¹ получено $d_e < 2 \cdot 10^{-16} e \cdot \text{см}^{-13}$. В принципе эксперименты с большой передачей импульса интересны тем, что из них можно извлечь информацию о форм-факторе ЭДМ электрона; однако для этого необходимо повышение точности на много порядков против достигнутой, что вряд ли возможно.

В. Прецессия спина

1) Опыты типа $g = 2$. Для оценки ЭДМ электрона и μ -мезона использовалась модификация метода, применявшегося для измерения аномального магнитного момента, т. е. отклонения g -фактора от дираковского значения $g = 2^*$). В опытах частицы движутся в магнитном поле H

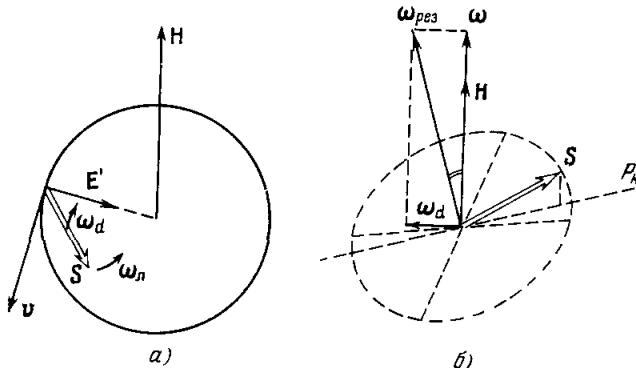


Рис. 3. а) Заряженная частица движется с циклотронной частотой ω_d по круговой траектории в плоскости, нормальной к H . Спин S прецессирует вокруг H с ларморовой частотой ω_L и вокруг $E' \sim [Hv]$ с частотой ω_d . б) В системе координат, вращающейся с циклотронной частотой ω_d , вектор E' неподвижен. Спин прецессирует с угловой скоростью ω_{pez} , которая является результатирующей; $\omega_d \parallel E'$ и $\omega = (\omega_L - \omega_d) // H$. При $\omega_d \neq 0$ возникает слагающая поляризации P_H , изменяющаяся периодически с частотой $\omega_{pez} \approx \omega$.

по круговой орбите. При этом спин, направленный вначале вдоль скорости частицы, прецессирует вокруг направления H , оставаясь все время в плоскости орбиты, если ЭДМ частицы равен нулю. При наличии же ЭДМ спин прецессирует еще и вокруг электрического поля $E' = \frac{e}{c} [Hv]$, действующего на частицу в ее собственной системе координат (рис. 3). Результатирующая ось прецессии наклонена к плоскости орбиты, в результате чего возникает слагающая поляризации, параллельная H :

$$P_H \approx P_0 \frac{\omega_d}{\omega} \sin \omega t, \quad (5)$$

где P_0 — начальная поляризация, $\omega = \omega_L - \omega_d$ — частота вращения спина относительно скорости, $\omega_d = eH/mc$ — циклотронная частота (при $v \rightarrow 0$), $\omega_L = 2\mu H/\hbar = \frac{1}{2} g\omega_d$ — ларморова частота,

$$\omega_d = \frac{2dH}{\hbar} \frac{v}{c}$$

— частота прецессии, обусловленной ЭДМ, t — время.

*) g -фактор определяется соотношением $\mu = g \frac{e\hbar}{2mc} S$, где μ , m и S — соответственно магнитный момент, масса и спин частицы.

Определение ЭДМ сводится, таким образом, к измерению амплитуды изменения поляризации в направлении магнитного поля. Таким путем были получены оценки ЭДМ для электрона (¹⁴, $d_{e-} < 4 \cdot 10^{-16} \text{ e} \cdot \text{см}$) и для μ^+ -мезона (¹⁵, $d_{\mu^+} = (0,6 \pm 1,1) \cdot 10^{-17} \text{ e} \cdot \text{см}$). Малая точность обусловлена двумя основными причинами. Во-первых, «бесплатное» действующее поле E' нельзя снимать, не меняя остальных условий опыта. Во-вторых, время действия этого поля $\tau = \pi/\omega = \pi/(\omega_0 - \omega_0)$ мало.

Можно увеличить τ , сблизив ларморову и циклотронную частоты с помощью внешнего электрического поля E , направленного радиально в плоскости орбиты частицы; в этом случае ¹⁶

$$\omega = \frac{1}{2} \omega_0 \left\{ (g-2) \pm \frac{cE}{vH} \left[\frac{g}{\gamma^2} - (g-2) \right] \right\}, \quad (6)$$

где два знака соответствуют двум направлениям E относительно радиуса орбиты. Для электрона и позитрона $(g-2) \sim 10^{-3}$, поэтому для не слишком энергичных частиц можно, в принципе, увеличить τ до времени порядка времени жизни частиц в накопителях, что позволит поднять точность измерения ЭДМ на много порядков. Этот путь может быть интересен для позитронов; для электронов метод атомных пучков (см. ниже) является, по-видимому, более дешевым решением.

2) Резонансные опыты. В этих опытах используется известный метод Раби, в котором пучок частиц подвергается действию постоянного магнитного поля H_0 и перпендикулярного к нему переменного поля $H_1 \ll H_0$ с частотой ω . При $\omega \rightarrow \omega_0$, где $\hbar\omega_0$ — расстояние между компонентами зеемановского расщепления, происходит резонансное изменение ориентации спина, сопровождающееся резким изменением интенсивности регистрируемого пучка частиц (рис. 4). Ширина резонансной кривой в идеале определяется временем пребывания частицы в поле H_0 : $\Gamma = \pi/\tau$.

Для определения ЭДМ в дополнение к магнитному полю накладывается электрическое поле E , которое может быть параллельным или антипараллельным полю H_0 . Резонансная частота равна

$$\omega_0 = \frac{1}{\hbar I} (\mu H \pm dE),$$

где I — спин частицы; при реверсе электрического поля частота изменяется на величину

$$\Delta\omega_0 = \frac{2dE}{\hbar I}. \quad (7)$$

Частота ω или поле H_0 устанавливаются соответствующими наиболее крутым склоном резонансной кривой $J(\omega)$. В этом случае при реверсе электрического поля интенсивность пучка изменится на величину

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{1}{J} \frac{dJ}{d\omega} \Delta\omega_0 \approx \frac{\Delta\omega_0\tau}{\pi} \quad (8)$$

(так как $\frac{dJ}{d\omega} \sim \frac{J}{\Gamma}$). Таким образом, относительное изменение интенсивности пучка равно примерно углу преломления ЭДМ в приложенном

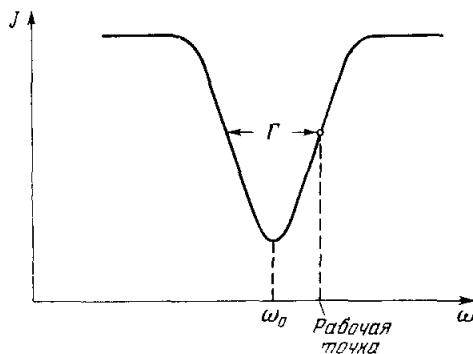


Рис. 4.

электрическом поле. Оно весьма мало. Так, при $E = 120 \text{ кв/см}$, $I = 1/2$, $\tau = 8 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$, $d = 10^{-22} \text{ е.см}$ $\Delta J/J \sim 10^{-4}$.

Эти условия характеризуют недавно проведенный в Оксфордской лаборатории эксперимент по измерению ЭДМ нейтрона, подробно описанный в докладе доктора Миллера^{17, 18}. Результатом опыта является верхняя граница ЭДМ нейтрона $d_n < 3 \cdot 10^{-22} \text{ е.см}$.

Опыты такого типа были проведены также с атомными пучками в поисках ЭДМ электрона. Они будут рассмотрены в следующем разделе.

3. АТОМНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ

Вопрос об ЭДМ атомов был рассмотрен Шиффом¹⁹, который показал, что в нерелятивистском пределе наличие ЭДМ у электронов или ядра не приводит к существованию ЭДМ у атома*). Сущность этой теоремы ясна из следующего классического рассуждения.

При действии на атом однородного электрического поля заряды в атоме смещаются так, чтобы восстановить равновесие, т. е. чтобы результирующая сила, действующая на ядро или на электрон, осталась равной нулю (во всяком случае, в среднем по времени). Поскольку в нерелятивистском приближении существенны только электрические силы, равна нулю результирующая напряженность электрического поля, приложенного к ядру или электрону. Ввиду этого взаимодействие $U = -dE$ исчезает, что означает равенство нулю эффективного ЭДМ атома.

Если наряду с электрическими силами играют роль и магнитные, то при наложении внешнего электрического поля остается равной нулю их сумма. Электрические силы в отдельности могут уже не равняться нулю, т. е. атом может обладать конечным эффективным ЭДМ. В атомах с большим порядковым номером Z магнитные силы, или, выражаясь точнее, релятивистские эффекты, в движении электронов становятся весьма существенными, и можно ожидать, что эффективный ЭДМ атома, обусловленный ЭДМ неспаренных электронов, будет расти с ростом Z .

Сандарс, используя хартри-Фоковские волновые функции и уравнение Дирака для описания возмущения волновой функции валентного электрона, вызванного наличием у него ЭДМ, выполнил численные расчеты эффективных ЭДМ атомов щелочных элементов²¹. Он не только подтвердил возрастание $d_{\text{эфф}}$ с ростом Z , но и обнаружил существование у тяжелых атомов весьма значительного усиления ЭДМ по сравнению с ЭДМ свободного электрона (табл. I).

Таблица I

Элемент	Z	$d_{\text{эфф}}/d_e$	
		без учета экранировки ЭДМ атомными электронами внутренних оболочек	с учетом экранировки
Li	3	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$
Na	11	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$3,18 \cdot 10^{-1}$
K	19	2,65	2,42
Rb	37	27,5	24
Cs	55	133	119
Fr	87	1150	—

*). В работе¹⁹ предполагается отсутствие P - и CP -нарушающих взаимодействий между составными частями атомов, за исключением обусловленных ЭДМ электронов и ядра (см. в связи с этим²⁰).

Аналогичные расчеты провел в Дубне В. Игнатович. Полученные им результаты подтверждают наличие усиления. В сущности, этот эффект означает, что при больших Z возмущение движения электрона внешним полем таково, что огромные электрические и магнитные силы, действующие на него в области, близкой к ядру, изменяются в противоположных направлениях, так что изменение каждой из них по абсолютной величине велико по сравнению с внешней силой. Другое по природе явление атомного усиления известно уже давно — это так называемая антиэкранировка ядерного квадрупольного момента, обнаруженная Штернхеймером²².

ЭДМ атома, обусловленный наличием ЭДМ у ядра, будет на много порядков меньше ЭДМ ядра, так как из-за большой массы ядра релятивистские эффекты ничтожны. Как показал Шифф¹⁹, основную роль играет сила, действующая на ядерный магнитный момент за счет градиента магнитного поля, возникающего в месте расположения ядра при деформации электронной оболочки внешним электрическим полем. Для гелия-3 было получено $d_{\text{эфф}}/d_{\text{яд}} = -1,5 \cdot 10^{-7}$.

Другой эффект, рассмотренный в работе¹⁹, связан с тем, что пространственное распределение плотности ЭДМ в ядре определяется состоянием одного-двух неспаренных внешних нуклонов и потому сильно отличается от пространственного распределения плотности заряда. Если ядро находится в неоднородном электрическом поле, то оно располагается так, что равна нулю напряженность поля, усредненная по распределению электрического заряда. Напряженность поля, усредненная по распределению ядерного ЭДМ, оказывается при этом отличной от нуля. Это приводит к возникновению эффективного ЭДМ порядка

$$\frac{d_{\text{эфф}}}{d_{\text{яд}}} \sim \frac{R_0^2}{a_0^2} \sim 10^{-8},$$

где R_0^2 — разность средних квадратов радиусов распределения ЭДМ и электрического заряда в ядре ($R_0^2 = \langle r^2 \rangle_{\text{ЭДМ}} - \langle r^2 \rangle_{\text{эл. зар.}}$), a_0 — атомная единица длины *).

Сандарс²³ отметил, что в полярных молекулах неоднородность электрического поля в районе ядра настолько велика, что, например, в молекуле TlF энергия взаимодействия ЭДМ ядра таллия соответствует эффективной напряженности электрического поля, действующего на ЭДМ этого ядра, равной 20 кв/см. По оценке Сандарса, измеряя с молекулярным пучком TlF сдвиг частоты ядерного магнитного резонанса изотопов таллия ($_{81}\text{Tl}^{203}$ и $_{81}\text{Tl}^{205}$) при реверсе ориентации оси молекулы TlF относительно внешнего магнитного поля, можно достичь точности измерения ядерного ЭДМ порядка 10^{-22} е·см.

В связи с этим заслуживает анализа вопрос о том, как связан ЭДМ ядра с собственным ЭДМ неспаренного нуклона и какой вклад в ЭДМ ядра могут внести P - и CP -нарушающие межнуклонные взаимодействия.

Опыты с атомными пучками

За последние годы было выполнено несколько экспериментов по измерению ЭДМ атома Cs. В них использовалась модификация резонансного метода, предложенная Рамзеем (разделенные радиочастотные поля; см., например, ²⁴).

^{*)} Линейный по размеру ядра эффект отсутствует, если центры тяжести распределения ЭДМ и электрического заряда совпадают. Если они не совпадают, то линейный член должен быть P - и T -четным и в опытах по измерению ЭДМ не проявится.

Спин ядра Cs^{133} равен $I = 7/2$, спин электронной оболочки $J = 1/2$, суммарный спин принимает значения $F = 3$ или 4 . В опытах изучалась зависимость частоты (фактически интенсивности, см. выше) перехода между зеемановскими компонентами (F, m_F) : $(4, -4)$ и $(4, -3)$, от величины приложенного электрического поля E^*). Электрическое поле вызывает на этом переходе небольшой квадратичный эффект Штарка, т. е. сдвиг частоты, пропорциональный E^2 , от которого нужно отделить линейный эффект от предполагаемого ЭДМ. Такое отделение достигается,

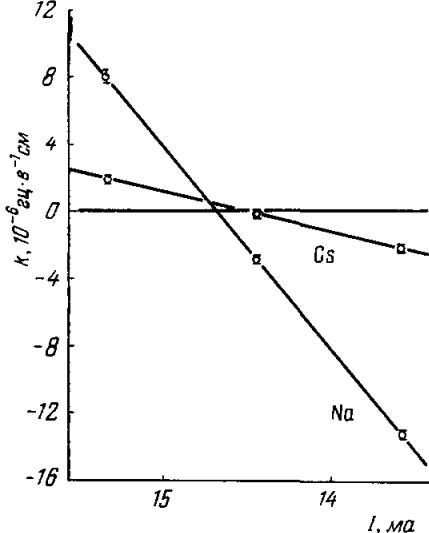


Рис. 5. Зависимость сдвига резонансной частоты от угла между E и H .

По оси ординат отложено изменение частоты зеемановского перехода при наложении электрического поля, отнесенное к его напряженности $\Delta\nu/E$. По оси абсцисс — ток в катушке, вызывающей поворот H (1 мс соответствует изменению угла (E, H) на $0,08^\circ$).

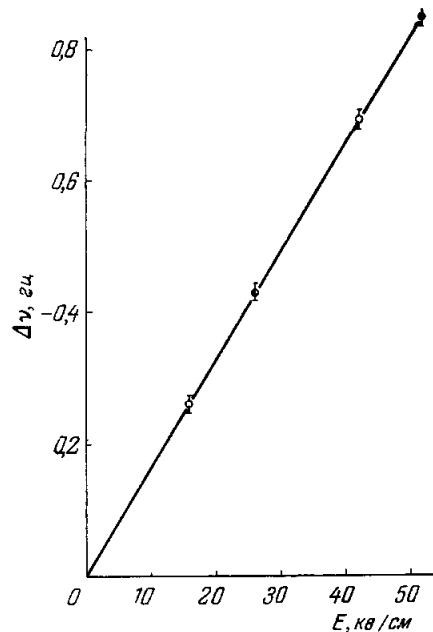


Рис. 6. Резонансный сдвиг $\Delta\nu$ для атома Cs как функция напряженности электрического поля при фиксированном угле между E и H .

например, измерением сдвига частоты при реверсе электрического поля, поскольку квадратичный эффект не зависит от знака E .

Если электрическое и магнитное поля не строго параллельны, возникает линейный по E эффект за счет добавочного магнитного поля $H' = \frac{1}{c} [vE]$, действующего в системе координат движущегося со скоростью v атома. В самом деле, в пренебрежении членами порядка v^2/c^2 суммарное магнитное поле с достаточной точностью равно

$$|H + H'| = H \pm \frac{v}{c} E \sin \theta, \quad (9)$$

где θ — угол между H и проекцией E на плоскость, нормальную к плоскости, содержащей H и v . Этот эффект (эффект v/c) имитирует искомое влияние ЭДМ. В первом эксперименте Сандарс и Липуорс²⁵ обнаружили выходящий за пределы ошибок линейный эффект, который соответствовал

²⁵⁾ При вычислении $\Delta\omega_0$ для атомов надо в (7) учесть фактор Ланде. В слабом магнитном поле для рассматриваемого перехода $\Delta\omega_0 = d_{\text{Cs}}E/2\hbar$.

углу между E и H порядка $0,5^\circ$. В связи с этим дальнейшее усиление были направлены на устранение мешающего эффекта v/c .

Энджел, Сандарс и Тинкер²⁶ построили прибор, в котором атомный пучок цезия мог проходить область магнитного и электрического полей в противоположных направлениях. При реверсе атомного пучка эффект ЭДМ не изменяется, тогда как эффект v/c меняет знак.

При движении пучка с востока на запад наблюдаемый эффект соответствует $d' = (57 \pm 20) \cdot 10^{-21} \text{ e}\cdot\text{см}$, при движении с запада на восток $d'' = = (-39 \pm 8) \cdot 10^{-21} \text{ e}\cdot\text{см}$. Среднее значение $d_{Cs} = (8 \pm 10) \cdot 10^{-21} \text{ e}\cdot\text{см}$ уже не должно содержать вклад эффекта v/c .

В приборе Штейна и др.²⁷ можно было в одинаковых условиях проводить измерения поочередно с атомными пучками цезия и натрия. Чтобы повысить точность измерения, была использована более длинная область полей (большее τ в формуле (8)). С помощью дополнительных гельмгольцевых катушек создавалось поле H_1 , нормальное к H и v , изменяя которое можно было регулировать угол ϑ между электрическим и магнитным полями. В опытах с Na подбиралось такое H_1 , что линейный с E эффект обращался в нуль (рис. 5). Поскольку ЭДМ натрия должен быть очень мал по сравнению с ЭДМ цезия, можно было считать, что при этом значении H_1 эффект v/c устраивается. Измерения с цезием дают при этом же H_1 отличный от нуля линейный эффект (рис. 6). Он соответствует $d_{Cs} = = (2 \pm 0,6) \cdot 10^{-21} \text{ e}\cdot\text{см}$. Этот результат нельзя принимать буквально, так как все же нет уверенности в полном устранении эффекта v/c и других систематических ошибок. Правильнее считать, что для ЭДМ атома цезия получена верхняя граница $d_{Cs} < 3 \cdot 10^{-21} \text{ e}\cdot\text{см}$. С учетом фактора усиления Сандарса отсюда следует верхняя граница для ЭДМ электрона $d_{e-} < 3 \cdot 10^{-23} \text{ e}\cdot\text{см}$.

4. ПЕРСПЕКТИВЫ

В табл. II собраны последние экспериментальные данные о верхних границах ЭДМ элементарных частиц. Наилучшие оценки получены для электрона ($d_e < 3 \cdot 10^{-23} \text{ e}\cdot\text{см}$) и нейтрона ($d_n < 3 \cdot 10^{-22} \text{ e}\cdot\text{см}$).

Последний результат уже дает экспериментальные основания подвергнуть сомнению некоторые из развитых теоретических моделей нарушения CP -инвариантности. В частности, известная гипотеза о сильном нарушении CP в электромагнитных взаимодействиях²⁸ приводит к существенно большим оценкам для d_n ^{5, 29}.

Имеются реальные возможности дальнейшего значительного повышения точности измерения ЭДМ нейтрона, электрона, а также, на основе рассмотренного выше предложения Сандарса, и ядер.

В опытах по рассеянию нейтронов можно продвинуться за счет подбора кристалла, обеспечивающего более полную по сравнению с CdS компенсацию действительной части когерентной амплитуды рассеяния при меньшей величине мнимой части. В этом отношении интересен изотоп W^{186} . Интерференция резонансной и потенциальной амплитуд рассеяния приводит к тому, что тепловое сечение рассеяния нейтронов для этого изотопа крайне мало³⁰. Малость ядерного рассеяния благоприятствует наблюдению неядерных взаимодействий нейтрона. В связи с этим в Дубне в Лаборатории нейтронной физики начаты исследования дифракции нейтронов на монокристалле, изготовленном из вольфрама, обогащенного изотопом W^{186} , с целью измерения амплитуды рассеяния нейтрон — электрон новым методом. Поскольку тепловое сечение захвата W^{186} не очень мало (~ 35 барн), он может подойти и для измерения ЭДМ нейтрона. Надо заметить, что с увеличением чувствительности к ЭДМ нейтрона

Таблица II

Электрические дипольные моменты частиц
(последние экспериментальные оценки)

Частица	d или $ d $, $e \cdot \text{см}$	Лите- ратура	Метод
Мюон (μ^+)	$(0,6 \pm 1,1) \cdot 10^{-17}$ $(-7 \pm 13) \cdot 10^{-17}$	15 35	Прецессия спина в опыте $g-2$ » » » » $g-2$
Позитрон	$< 8 \cdot 10^{-19}$	6	Уровни позитрония
Атом Rb	$1 \cdot 10^{-18}$	32	Оптическая накачка
Атом Cs	$(9 \pm 10) \cdot 10^{-21}$	26	Атомный пучок
Атомы Cs—Na	$(2 \pm 0,6) \cdot 10^{-21}$	27	Атомные пучки; измерялось $d_{\text{Cs}} - d_{\text{Na}}$
Электрон	$< 4 \cdot 10^{-16}$ $< 2 \cdot 10^{-16}$ $(7,5 \pm 8) \cdot 10^{-23}$ $(1,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-23}$	14 13 26 27	Прецессия спина в опыте типа $g-2$ Рассеяние электронов назад на C^{12} (переданный импульс 1 ферми^{-1}) Пересчитано из d_{Cs} и $d_{\text{Cs-Na}}$ на основе расчетов ²¹
Протон	$< 1,3 \cdot 10^{-13}$	7	Из лэмбовского сдвига
Ядро Na^{23}	$< 1 \cdot 10^{-14}$	36	Релаксация ядерного спина в газовых смесях
Нейtron	$(2,4 \pm 3,9) \cdot 10^{-22}$ $(-2 \pm 3) \cdot 10^{-22}$ $< 3 \cdot 10^{-22}$	11 18 17	Дифракция нейтронов в CdS Ядерный магнитный резонанс на пучке нейтронов То же
Нейтрино ν_e	$< 5 \cdot 10^{-20}$ $< 4 \cdot 10^{-21}$	8 »	Из верхней границы сечения $\nu - e$ -рассеяния, следующей из опытов Коуэна и Рейнеса по обратному β -процессу Из астрофизических данных об отсутствии заметного вклада фоторождения нейтрино ($\gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$) в скорость охлаждения звезд
Нейтрино ν_μ	$< 4 \cdot 10^{-21}$ $< 4 \cdot 10^{-19}$	» »	То же (в предположении $m_{\nu_\mu} < 1 \text{ кэв}$) Из отсутствия генерации пионов в опытах с энергичными нейтрино

возрастет и чувствительность к швингеровскому рассеянию, так что трудности, связанные с его отделением, сохраняются.

В резонансных опытах повышение чувствительности к ЭДМ возможно за счет увеличения времени пребывания частицы в области действия электрического и магнитного полей. Очевидный путь состоит в удлинении установки. Так, Миллер¹⁷ указывает, что с установкой длиной 10 м при существующем реакторе с потоком $10^{15} \text{ нейтр/см}^2 \text{сек}$ (на два порядка большим использованного в эксперименте^{17, 18}) можно достигнуть чувствительности к ЭДМ нейтрона порядка $10^{-24} - 10^{-25} \text{ e} \cdot \text{см}$.

Другой возможный путь состоит в использовании предложения Я. Б. Зельдовича³¹ о хранении ультрахолодных нейтронов в замкнутой полости (рис. 7). Нейтроны со скоростью меньше граничной,

$$v_{\text{гр}} = \frac{2\hbar}{m} \sqrt{\pi N b_{\text{ког}}}, \quad (10)$$

испытывают полное отражение от поверхности вещества при любых углах падения (m — масса нейтрона, N — число ядер в 1 см^3 , $b_{\text{ког}}$ — когерентная длина рассеяния). Для Ni^{58} $v_{\text{гр}} \sim 10 \text{ м/сек}$; так как в максвелловском спектре поток нейтронов всех скоростей, меньших $v_{\text{гр}}$, пропорционален $v_{\text{гр}}^4$, переход от скорости 90 м/сек , использованной в 17 , сопряжен с уменьшением интенсивности на 4 порядка. Она может быть, однако, более чем компенсирована увеличением времени жизни нейтронов и возможностью сортирования ультрахолодных нейтронов с большой «светящейся» площади реактора. Важным преимуществом такой постановки опыта является также значительное подавление эффекта v/c .

Аналогичный подход применим и к опыта с атомами; в таких условиях делались эксперименты по измерению ЭДМ атомов Rb^{32} . Результат

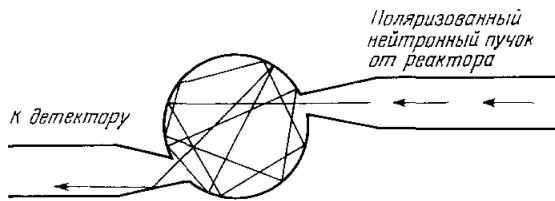


Рис. 7.

этой работы не очень точен ($d_{\text{Rb}} < 1 \cdot 10^{-18} \text{ е.см}$), но здесь возможен значительный прогресс (см. также опыты по наблюдению квадратичного эффекта Штарка с водородным мазером 33).

В заключение рассмотрим вопрос о возможности поиска ЭДМ атомов в макроскопических опытах *).

Рассмотрим намагниченный до насыщения непроводящий ферромагнетик с числом атомов в единице объема n . Так как атомные спины полностью ориентированы, наличие ЭДМ приведет к электрической поляризации среды, равной $P = nd$, которой соответствует напряженность электрического поля $E = 4\pi P/\epsilon$, где ϵ — диэлектрическая постоянная среды. При $d = 10^{-21} \text{ е.см}$, $n = 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon = 2$ $E \sim 10^{-5} \text{ в/см}$, что, по-видимому, измеримо.

Вторая возможная постановка опыта состоит в наблюдении изменения магнитной индукции B при наложении на образец электрического поля E . Образец должен быть при этом намагнчен так, чтобы его магнитная проницаемость μ_1 была максимальной. Наложение электрического поля изменяет энергию атомного спина на величину dE , что эквивалентно изменению энергии спина при наложении внешнего магнитного поля величиной $H_{\text{эфф}} = dE/\mu$, где μ — магнитный момент атома. Такое изменение H приведет к изменению магнитной индукции на величину $\Delta B = \mu_1 dE/\mu$. Полагая $\mu = 2\mu_B$ (μ_B — магнетон Бора), $\mu_1 = 10^2$, $d = 10^{-21} \text{ е.см}$, $E = 50 \text{ кв/см}$, получаем $\Delta B \sim 4 \cdot 10^{-7} \text{ гс}$.

Разработанные в последние годы магнитометры, основанные на квантовании магнитного потока, позволяют регистрировать изменения магнитного поля на величину порядка 10^{-8} — 10^{-9} гс на фоне $B \sim 10^3 \text{ гс}$ 34 .

Наряду с рассмотренными линейными магнитоэлектрическими эффектами будут существовать квадратичные, обусловленные, например, электро- и магнитострикцией. Они будут приводить к возникновению сигнала удвоенной частоты по сравнению с частотой изменения электрического поля. Линейный магнитоэлектрический эффект, не связанный с ЭДМ,

*) Этот вопрос был поставлен В. Игнатовичем.

в ферромагнетиках присутствовать не должен, хотя не исключено, что он может быть вызван наличием в кристалле дефектов.

Существенным вопросом является величина усиления электронного ЭДМ атомами (ионами), ответственными за ферромагнетизм (Fe, Eu, U и др.). Соответствующие расчеты ведутся в Дубне, и их результаты позволяют выбрать оптимальное вещество для проведения указанных опытов.

Объединенный институт
ядерных исследований, Дубна

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
2. D. Dorgan et al., Phys. Rev. Lett. **19**, 987 (1967); S. Bennett et al., Phys. Rev. Lett. **19**, 993 (1967).
3. Л. Б. Окуни, УФН **89** (4), 603 (1966).
4. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **32**, 405 (1957).
5. Доклады А. Филиппова и В. Арбузова (УФН **95** (3) (1968)) на семинаре по нарушению *CP*-инвариантности (Москва, январь 1968 г.).
6. E. E. Salpeter, Phys. Rev. **112**, 1642 (1958).
7. R. M. Sternheimer, Phys. Rev. **113**, 828 (1959).
8. J. Bernstein, G. Feinberg, M. Ruderman, Phys. Rev. **132**, 1227 (1963).
9. D. R. Hamilton, W. P. Alford, L. Gross, Phys. Rev. **92**, 1521 (1953).
10. С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович, Письма ЖЭТФ **4**, 174 (1966).
11. C. G. Shull, R. Nathans, Phys. Rev. Lett. **19**, 384 (1967).
12. J. Schwinger, Phys. Rev. **73**, 407 (1948).
13. E. Rand, Phys. Rev. **B140**, 1605 (1965).
14. D. T. Wilkinson, H. R. Crane, Phys. Rev. **130**, 852 (1963).
15. G. Charpak, F. J. M. Farley, R. L. Garwin, T. Muller, J. C. Sens, A. Zichichi, Nuovo Cimento **22**, 1043 (1961).
16. W. Bargmann, L. Michel, V. L. Telegdi, Phys. Rev. Lett. **2**, 435 (1959).
17. P. D. Miller, Доклад на семинаре по нарушению *CP*-инвариантности (Москва, январь 1968 г.), УФН **95** (3) (1968).
18. P. D. Miller, W. B. Dress, J. Baird, N. Ramsay, Phys. Rev. Lett. **19**, 381 (1967).
19. L. I. Schiff, Phys. Rev. **132**, 2194 (1963).
20. M. Sachs, S. L. Schwebel, Ann. Phys. (N.Y.) **6**, 244; **8**, 475 (1959).
21. P. G. H. Sandars, Phys. Lett. **14**, 194 (1965); **22**, 290 (1966).
22. R. M. Sternheimer, Phys. Rev. **95**, 736 (1954).
23. P. G. H. Sandars, Phys. Rev. Lett. **19**, 1396 (1967).
24. Н. Рамзей, в книге «Экспериментальная ядерная физика» под ред. Э. Серге, т. 1, М., ИЛ, 1955.
25. P. G. H. Sandars, E. Lipworth, Phys. Rev. Lett. **13**, 718 (1964).
26. J. R. P. Angel, P. G. H. Sandars, M. H. Tinker, Phys. Rev. Lett. **A25**, 160 (1967).
27. T. S. Stein, J. P. Carrico, E. Lipworth, M. C. Weisskopf, Phys. Rev. Lett. **19**, 741 (1967).
28. J. Bernstein, G. Feinberg, T. D. Lee, Phys. Rev. **B139**, 1650 (1965).
29. G. Feinberg, Phys. Rev. **B140**, 1402 (1965).
30. Ю. А. Александров, Препринт ОИЯИ № 3-3442, Дубна, 1967, стр. 112.
31. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **36**, 1952 (1959).
32. E. S. Enberg, Phys. Rev. **153**, 36 (1967).
33. E. N. Fortson, D. Kleppner, N. F. Ramsay, Phys. Rev. Lett. **13**, 22 (1964).
34. R. L. Forgacs, A. Warnick, Rev. Sci. Instr. **38**, 214 (1967).
35. D. Berley, G. Gidal, Phys. Rev. **118**, 1086 (1960).
36. A. T. Ramsay, L. W. Anderson, Nuovo Cimento **32**, 1151 (1964).