

2740/2-79



Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

H-501

16/11-79
P2 - 12295

Л.Л.Неменов

РАСПАД НЕЙТРОНА НА АТОМ ВОДОРОДА
И АНТИНЕЙТРИНО

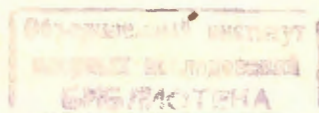
1979

P2 - 12295

Л.Л.Неменов

РАСПАД НЕЙТРОНА НА АТОМ ВОДОРОДА
И АНТИНЕЙТРИНО

Направлено в ЯФ



Неменов Л.Л.

P2 - 12295

Распад нейтрона на атом водорода и антинейтрино

Рассмотрен распад нейтрона на атом водорода и антинейтрино. Вычислена вероятность этого процесса и определены квантовые числа образующихся атомов. Сделаны оценки интенсивности пучков атомов водорода и потоков фотонов серий Лаймана и Бальмера, которые могут быть получены на существующих реакторах. Вычислены вероятности испускания водорода в зависимости от спиральности электрона и протона. Установлено, что вероятность испускания атома в одной из 4-х спиновых конфигураций чувствительна к вариантам слабого взаимодействия, отличных от (V-A), так как вклад (V-A), в этот канал составляет 0,5%; вторая спиновая конфигурация запрещена, если спиральность антинейтрино положительна. Обсуждается возможность измерения вероятностей появления водорода в этих спиновых конфигурациях с помощью атомов, находящихся в метастабильном состоянии 2S.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОЯИИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Nemenov L.L.

P2 - 12295

Neutron Decay into a Hydrogen Atom and an Antineutrino

The neutron decay into a hydrogen atom and antineutrino is considered. The probability of that process has been calculated and quantum numbers of produced atoms have been determined. The intensity of hydrogen atom beam and of the photon flux of Laiman and Balmer series that can be obtained at existing reactors have been estimated. The probabilities of hydrogen emission as a function of electron and proton helicities have been calculated. It has been found that the probability of atom emission in one out of four spin configuration is sensitive to variants of weak interactions that are different from (V-A), because the (V-A) contribution to this channel is 0.5%; the second spin configuration is forbidden if antineutrino helicity is positive. A possibility of measuring the hydrogen origination probabilities in these spin configurations using atoms that are in metastable 2S - state is discussed.

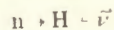
The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problem, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubno 1979

ВВЕДЕНИЕ

Вид гамильтониана слабого взаимодействия (V-A), предложенный в работах Геллмана-Фейнмана и Маршака-Сударшана^{1,2}, был подтвержден многочисленными экспериментами. В наиболее точных опытах было установлено, что вклад других взаимодействий (S, P, T) не превышает нескольких процентов. Дальнейший поиск возможных поправок к (V-A) - взаимодействию требует либо существенного повышения точности экспериментов и теоретических расчетов, либо изучения такого процесса, в один из каналов которого по каким-нибудь причинам (V-A) - гамильтониан дает незначительный вклад, в то время как другие механизмы слабого взаимодействия оказываются не подавленными.

В настоящей работе количественно рассмотрен распад нейтрона на атом водорода и антинейтрино:



/1/

и установлено, что при испускании водорода в одном из состояний сверхтонкой структуры вклад (V-A) - гамильтониана подавлен примерно на два порядка. Очевидно, что измерение вероятности испускания водорода в таком состоянии является чувствительным методом проверки существования вариантов слабого взаимодействия, отличных от (V-A).

В процессе /1/*, если спиральность антинейтрино положительна, законом сохранения проекции полного момента запре-

* В соответствии с работами^{3,4}, в которых теоретически были рассмотрены превращения элементарных частиц, сопровождаемые испусканием атомов, процесс /1/ будет называться атомным распадом, а для атома водорода использоваться обозначение A_{pe} . До настоящего времени удалось наблюдать⁵ только атомный распад $K_L^0 \rightarrow \nu + (\pi\mu)$ - атом.

щено испускание A_{pe} с отрицательными спиральностями электрона и протона. Измерение степени запрета появления атомов в таком состоянии или их наблюдение является прямым методом определения спиральности антинейтрино, испущенного в бета-распаде нейтрона.

Свойства заряженного лептонного тока хорошо изучены при скоростях $v \rightarrow c$, когда заряженный лептон "нейтриноподобен". Основная проверка формы заряженного тока при $v \ll c$ получена измерением отношения вероятности К-захвата к вероятности испускания позитрона.

В процессе /1/ скорость электрона $v \sim 10^{-8} c$. Поэтому определение интенсивности испускания водорода в различных состояниях по спиральности является весьма детальной проверкой формы гамильтониана при скоростях лептона $v \ll c$. Можно заметить, что в опытах по слабым взаимодействиям такие сложные спиновые корреляции не изучались.

В процессе /1/ часть атомов возникает в метастабильном состоянии. Проведенные оценки показывают, что на существующих реакторах могут быть получены пучки метастабилей, интенсивность которых достаточна для определения вероятностей испускания водорода в различных спиновых состояниях /6/.

§1. ВЫЧИСЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ АТОМНОГО РАСПАДА НЕЙТРОНА

Элемент S-матрицы, описывающий процесс /1/, приближенно /3,7/ равен произведению S-матрицы бета-распада нейтрона при $\vec{V}_p = \vec{V}_e$ на функцию

$$(2\pi)^{3/2} \left(\frac{Q_0}{M_A}\right)^{1/2} \psi_n(0),$$

где Q - четырехимпульс атома / Q_0, \vec{Q} /, M_A - его масса, \vec{V}_p ; \vec{V}_e - скорости протона и электрона, а $\psi_n(0)$ - волновая функция водорода на малых расстояниях. Элемент S-матрицы, описывающий бета-распад нейтрона, запишем, исходя из (V-A) -варианта слабого взаимодействия. Опуская в выражении для адронного тока члены, соответствующие слабому магнетизму и индуцированному псевдоскаляру, для амплитуды процесса /1/ получаем:

$$A = \langle f | S | i \rangle = (2\pi)^{3/2} \left(\frac{Q_0}{M_A}\right)^{1/2} \psi_n(0) \cdot (-i) \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{\cos \theta_c}{(2\pi)^2} \left(\frac{m M_n M_p}{P_0 P_{n0} P_{p0}}\right)^{1/2} \times \quad /2/$$

$$\times \bar{u}^m(P) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u^n (-q) \bar{u}^r(P_p) \gamma_\alpha (g_V + g_A \gamma_5) u^s(P_n) \cdot \delta(Q + q - P_n),$$

где P_n, P_p, P, q - соответственно четырехимпульсы нейтрона, протона, электрона и антинейтрино, а M_n, M_p, m - массы этих частиц, $Q = P_p + P$, $M_A = M_p + m$, θ_c - угол Кабиббо. Вероятность атомного распада нейтрона в единицу времени выражается через произведение AA^+ , просуммированное по спинам конечных частиц и усредненное по спину нейтрона:

$$dW_A = \frac{1}{2\pi} \sum \overline{AA^+} \delta(Q + q - P_n) dQ dq. \quad /3/$$

Исходя из формул /2/, /3/, для полной вероятности атомного распада имеем:

$$W_A = \frac{G^2 \cos^2 \theta_c}{4\pi} \frac{M_A}{M_n^3} (M_n^2 - M_A^2)^2 \left[(|g_V|^2 + |g_A|^2) \left(1 + \frac{M_n^2 + M_A^2}{2M_A^2}\right) - \right. \quad /4/ \\ \left. - (|g_V|^2 - |g_A|^2) \frac{M_n}{M_A} + 2 \operatorname{Re} g_A g_V^* \left(1 - \frac{M_n^2 + M_A^2}{2M_A^2}\right) \right] \cdot \sum_{n=1}^{\infty} |\psi_n(0)|^2 1/c.$$

Волновые функции водорода на малых расстояниях пропорциональны $(r/a_B)^L$, где a_B - боровский радиус атома, а L - орбитальный момент электрона. Так как $r \ll a_B$, то водород испускается в процессе /1/ в состояниях с $L = 0$; вероятность обнаружения атома с главным квантовым числом n пропорциональна n^{-3} . Полагая

$$\frac{M_n^2 + M_A^2}{2M_A^2} \approx \frac{M_A}{M_n} \approx 1, \quad M_n - M_p = \Delta, \quad g_A/g_V = ae^{i\phi}, \quad |g_V|^2 = 1,$$

для значения W_A получаем

$$W_A = \frac{1,2 G^2 \cos^2 \theta_c}{\pi^2 a_B^3} (\Delta - m)^2 (1 + 3a^2). \quad /5/$$

Сравнивая полученное выражение с вероятностью бета-распада нейтрона β/W :

$$W = \frac{0,47 G^2 \cos^2 \theta_c \Delta^5}{60 \pi^3} (1 + 3a^2), \quad /6/$$

для относительной вероятности атомного распада имеем:

$$\frac{W_A}{W} = \frac{72\pi(\Delta - m)^2}{0,47\Delta^5 a^3} = 4,2 \cdot 10^{-6}. \quad /7/$$

Погрешность полученного результата определяется приближением, использованным при выводе формулы /2/, и радиационными поправками. Ее величина, вероятно, находится на уровне одного процента. Отметим, что если в формулу /5/ подставить значения

$$G = \frac{1,0245}{M_p^2}, \quad \cos \theta_c = 0,987, \quad a = 1,25,$$

и разделить полученный результат на экспериментальное значение вероятности распада $/918/^{-1} \text{с}^{-1}$, то для относительной вероятности атомного распада получается величина

$$\frac{W_A}{W_{\text{эсп.}}} = 4,0 \cdot 10^{-6}. \quad /8/$$

§2. ГЕНЕРАЦИЯ АТОМОВ ВОДОРОДА И ФОТОНОВ СЕРИЙ ЛАЙМАНА И БАЛЬМЕРА НА РЕАКТОРАХ

На рисунке представлена возможная схема эксперимента по наблюдению и исследованию атомного распада нейтрона. Конфигурация замедлителя должна обеспечить максимальное число нейтронов в той части вакуумной камеры, из которой атомы могут по прямым траекториям долететь до конца канала. Стенки вакуумной камеры каналом не просматриваются. Для оценок зададимся следующими исходными цифрами: эффективная распадная база 20 см, сечение канала $20 \times 20 \text{ см}^2$, длина канала



500 см. Полный поток нейтронов, пересекающий распадную базу 10^{17} с^{-1} . Источником атомов являются только те нейтроны, которые распались на длине 20 см. В табл. 1 приводятся ожидаемые количества атомов в зависимости от температуры нейтронов в К. Скорость нейтронов считалась постоянной и вычислялась из соотношения $v_n = \sqrt{2kT/M_n}$.

Таблица 1

Температура нейтрона в К	300	77	20,3	4,2	0,3
Количество атомов, возникших от распадов нейтронов на базе 20 см (в секунду)	$40 \cdot 10^3$	$80 \cdot 10^3$	$150 \cdot 10^3$	$340 \cdot 10^3$	$1,24 \cdot 10^6$
Количество атомов на выходе из канала (в час)	$18 \cdot 10^3$	$36 \cdot 10^3$	$68 \cdot 10^3$	$153 \cdot 10^3$	$560 \cdot 10^6$

Возможным способом наблюдения процесса /1/ является регистрация фотонов, испущенных возбужденными атомами водорода. Распределение A_{pe} по состояниям, вероятности переходов и пробеги приводятся в табл. 2. Количество излученных

Таблица 2

Квантовые числа	1S	2S	3S	4S	2P	3P	4P	$\sum_{n=1}^{n=5} n^3$
								$n=5$
Вероятность образования в %	83	10,4	3,1	1,3	0	0	0	2,2
Время жизни уровня τ в секундах	стаб	0,14	$1,6 \cdot 10^{-7}$	$2,3 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-9}$	$5,4 \cdot 10^{-9}$	$1,24 \cdot 10^{-8}$	
Конечные состояния		1S	2P	2P (58%) 3P (42%)	1S	1S (88%) 2S (12%)	1S (84%) 2S (12%) 3S (4%)	
Длина волны линии в Å				4861 18751	1216	1026 6563	973 4861 18751	
Пробег атома $v\tau$ в см		$3,5 \cdot 10^6$	4	5,8	$4 \cdot 10^{-2}$	0,14	0,31	

фотонов и их распределение по длинам волн представлены в табл. 3*. Если в распадной области отсутствуют электромагнитные поля, то при температуре замедлителя 300 K в секунду излучаются ~1800 квантов серии Лаймана и ~1500 квантов серии Бальмера. Приложение к распадному промежутку электрического поля с напряженностью $F=240$ В/см качественно и количественно меняет характер излучения: в секунду будет испускаться ~6800 квантов серии Лаймана и ~300 квантов серии Бальмера**. Это связано с тем, что в электрическом поле

Таблица 3

Серия	Лаймана			Бальмера		Сумма	
	Длина волны Å	973	1026	1216	4861		6563
Количество фотонов в сек. $T=300$ K $L=20$ см $\eta=10^{-17}$ нейт/с	$n=3$ $n=4$	0	160	1400	260	1160	2980
Полей нет	$n=5$ $n=6$	230			110		340
	$n>6$						300
Количество фотонов в сек. $T=300$ K $L=20$ см $\eta=10^{-17}$ нейт/с	$n=2$ $n=3$ $n=4$	440	1100	4380	60	150	6130
	$n=5$ $n=6$	420			40		460
Поле с напряженностью 240 В/см	$n>6$	~ 500			~ 50		~ 550

* Фотоны, имеющие длину волны больше 7000 Å , не рассматриваются.

** Если атомный распад происходит в электрическом поле, то при вычислении точного значения полной вероятности распада нужно пользоваться соответствующими волновыми функциями.

собственными функциями гамильтониана будут суперпозиции волновых функций S- и P-состояний, что приводит к уменьшению времени жизни уровней и к увеличению вероятности переходов в основное состояние ^{9/}. Если вместо электрического поля облучить распадный объем с частотой ~1058 МГц, то интенсивность и спектральный состав света, испущенного атомами с $n \geq 3$, не изменится, в то время как метастабильное состояние 2S перейдет в основное с испусканием одной линии серии Лаймана.

Наряду с излучением света возбужденными атомами водорода мягкие кванты будут испускаться электронами, возникшими в бета-распаде нейтронов *. Вероятность такого процесса при энергии электрона 400 КэВ равна ^{10/}:

$$dN_{\omega} \approx 2 \cdot 10^{-3} \frac{d\omega}{\omega},$$

где dN_{ω} - число фотонов, частоты которых лежат в интервале от ω до $\omega + d\omega$. Для выделения линий серии Лаймана и Бальмера на фоне интенсивного сплошного спектра излучения можно воспользоваться вогнутой отражающей дифракционной решеткой с разрешающей силой ~ $2 \cdot 10^{-4}$.

§3. ВЫЧИСЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ ИСПУСКАНИЯ АТОМОВ ВОДОРОДА В РАЗЛИЧНЫХ СПИНОВЫХ СОСТОЯНИЯХ

Для расчета распределения атомов по спиновым состояниям используем приближение, в котором была получена формула /2/. Будем считать вероятность испускания водорода в определенном спиновом состоянии $W_A(s, \xi)$ пропорциональной вероятности распада неполяризованного нейтрона на протон и электрон со скоростями, равными по величине и направлению, и четырехвекторами поляризации s и ξ соответственно. В этом приближении искомая вероятность равна

$$W_A(s, \xi) = N \text{Sp} A \text{Sp} L, \quad /9/$$

* На важность этого фонового процесса указал автору С.С.Герштейн.

N - коэффициент, не зависящий от s и ξ , а шпуры выражаются через элементы S-матрицы и имеют вид:

$$\text{Sp} A = - \frac{1}{16M_n M_p} \text{Sp} [\gamma_{\alpha} (g_V + g_A \gamma_5) (\hat{P}_n + iM_n) \gamma_{\beta} (g_V + g_A \gamma_5) (1 + i\gamma_5 \hat{s}) (\hat{P}_p + iM_p)], \quad /10/$$

$$\text{Sp} L = - \frac{1}{4mq_0} \text{Sp} [\gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \hat{q} \gamma_{\beta} (1 + \gamma_5) (1 + i\gamma_5 \hat{\xi}) (\hat{P} + im)]. \quad /11/$$

Отбрасывая члены, содержащие скорость атома и составляющие 10^{-3} от величины основного эффекта, получаем

$$W(s, \xi) = N_1 [1 - \vec{\xi} \vec{n}_{\nu} + 2 \text{Rea}(\vec{s} \vec{n}_{\nu} - \vec{s} \vec{\xi}) + |a|^2 (3 + \vec{\xi} \vec{n}_{\nu} - 2 \vec{s} \vec{n}_{\nu} - 2 \vec{s} \vec{\xi})], \quad /12/$$

$\vec{n}_{\nu} = \vec{q}/q_0$, а $\vec{\xi}$, \vec{s} - единичные векторы поляризации электрона и протона в системе, где частицы покоятся. В приближении, когда члены, пропорциональные v_A , отбрасываются, эти векторы равны своим значениям в лабораторной системе координат. Рассмотрим четыре спиновые конфигурации, определенные в табл. 4. Вероятности обнаружения в пучке атомов со спиновыми конфигурациями I, II, III и IV, вычисленные по формуле /12/, равны:

$$W_I = N_1 \cdot 2[1 - 2 \text{Rea} + |a|^2], \quad /13/$$

$$W_{II} = N_1 \cdot 8|a|^2, \quad /14/$$

$$W_{III} = N_1 \cdot 2[1 + 2 \text{Rea} + |a|^2], \quad /15/$$

$$W_{IV} = 0. \quad /16/$$

Значения парциальных вероятностей W_i для случая $\text{Rea} = 1,25$ и $\text{Ima} = 0$ приведены в табл. 4. Значение W_I чувствительно к величине Rea . Вследствие близости Rea к единице вероятность W_I очень мала. Поэтому измерение этой величины является чувствительным методом поиска вариантов слабого взаимодействия, вклад которых в канал I не подавляется.

Вероятность наблюдения атома со спиновой конфигурацией IV равна нулю в силу закона сохранения проекции полного момента при условии, что спиральность антинейтринно равна +1. Измере-

Таблица 4

Направление вылета антинейтрино ←	Направление вылета атомов →			
	I	II	III	IV
Номер конфигура- ции				
Проекции спинов:				
Нейтрона	→	←	←	
антинейтрино	←	←	←	←
протона	→	→	←	←
электрона	- - - →	← - - -	- - - →	← - - -
Вероятность обна- ружения при $Ima=0$ $Rea=1,25$	$0,55 \cdot 10^{-2}$	$55 \cdot 10^{-2}$	$44,5 \cdot 10^{-2}$	0

ние степени запрета появления водорода со спиновой конфигурацией IV или наблюдение атомов с такой спиновой ориентацией позволяют сделать количественные заключения о спиральности антинейтрино, испущенного в бета-распаде нейтрона.

§4. О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТИ ИСПУСКАНИЯ ВОДОРОДА В РАЗЛИЧНЫХ СПИНОВЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ

Парциальные вероятности W_i не зависят от главного квантового числа атомов. Их измерение можно осуществить с помощью A_{pe} находящихся в метастабильном состоянии $2s_{1/2}$,

используя идею Лэмба и Резерфорда о получении пучков поляризованных атомов^{6/}.

Рассмотрим вначале процедуру определения сумм:

$$W_I + W_{III} \text{ и } W_{II} + W_{IV}.$$

Если вдоль пучка приложить магнитное поле с напряженностью $H = 575 \text{ Э}$, направленной по импульсу частиц, то уровни энергии атомов со спиновыми конфигурациями II и IV / $m = -1/2$, где m - проекция спина электрона/ совпадут с уровнем энергии $2P_{1/2}$ / $m = +1/2$ /. Наложение электрического поля с напряженностью $F = 4,3 \text{ В/см}$, направленной перпендикулярно к \vec{H} , приведет к сильному смешиванию волновых функций состояний $2P_{1/2} (m = 1/2)$ и $2S_{1/2} (m = -1/2)$ и слабому - состояний $2P_{1/2} (m = -1/2)$ и $2S_{1/2} (m = 1/2)$. Поэтому время жизни атомов с конфигурациями II и IV уменьшится до $4,3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ / $v_{rA} = 1,1 \text{ см/}$, а с конфигурациями I и III - до $7 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ / $v_{rA} = 1,8 \cdot 10^3 \text{ см/}^6/$. Следовательно, после прохождения промежутка, к которому приложены скрещенные поля, атомы со спиновыми конфигурациями II и IV перейдут в основное состояние, излучив кванты серии Лаймана, а в состоянии $2S_{1/2}$ останутся только атомы со спиновыми конфигурациями I и III. Если после промежутка со скрещенными полями приложить электрическое поле напряженностью $\sim 100 \text{ В/см}$, то в нем атомы перейдут в основное состояние за время $\sim 4 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ / $v_{rA} = 1 \text{ см/}$. При изменении направления магнитного поля в скрещенных полях будут высвечиваться атомы со спиновыми конфигурациями I и III.

Для надежной регистрации метастабильных атомов необходимо иметь сигнал от фотона и от излучившего этот квант атома. Как было показано в работах¹¹⁻¹³, атомы водорода в основном состоянии, имеющие кинетическую энергию более 200 эВ , могут быть зарегистрированы с эффективностью больше 70% по электронам, выбитым при столкновении атома с металлической мишенью. Атомы от процесса /1/ имеют небольшую постоянную скорость. Поэтому наличие совпадений между сигналом от фотона и атома позволяет осуществить дополнительное выделение нужного эффекта.

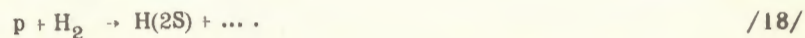
Для определения парциальных вероятностей W_i можно применить систему типа "спиновый фильтр"^{14/}, которая позволяет выделить метастабильный водород в любом из состояний

сверхтонкой структуры. Возможно, что для получения пучка водорода с конфигурациями I и IV можно применить более простой способ. Выразим волновые функции конфигураций I-IV через волновые функции $\psi_{f m}$, где f - полный момент водорода, а m - его проекция:

$$\psi_I = \psi_{1,1}, \psi_{II} = \frac{\psi_{1,0} - \psi_{0,0}}{\sqrt{2}}, \psi_{III} = \frac{\psi_{1,0} + \psi_{0,0}}{\sqrt{2}}, \psi_{IV} = \psi_{1,-1} \quad /17/$$

Если индуцировать электрические дипольные переходы между состояниями $2S_{1/2}(f=0) \rightarrow 2P_{1/2}(f=1)$ и магнитные дипольные переходы между состояниями $2S_{1/2}(f=1, m=0)$ и $2S_{1/2}(f=0)$, то из формул /17/ следует, что такая комбинация полей должна привести к высвечиванию атомов со спиновыми конфигурациями II и III, незначительно уменьшая интенсивность атомов со спиновыми конфигурациями I, IV.

Основным процессом, имитирующим атомный распад, будет реакция подхвата электрона в состояние $2S$ протоном, испущенным в бета-распаде:



Если теоретическую зависимость ¹⁵ процесса /18/ нормировать на экспериментальные данные при энергии 10 КэВ ¹⁶, то сечение реакции /18/ при энергии 300 эВ равно $10^{-20} \text{ см}^2/\text{атом}$. Поэтому для подавления фоновых процессов вакуум в камере и канале должен быть не хуже чем 10^{-7} Тор .

В заключение я хочу поблагодарить Ю.А.Плиса за многочисленные консультации, Д.Ю.Бардина, С.М.Биленького, А.И.Винницкого, С.С.Герштейна, Л.Б.Пикельнера, Б.М.Понтекорво за важные критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Feynmann R.P., Gell-Mann M. *Phys. Rev.*, 1958, 109, p.193.
2. Marshak R.E., Sudarschan E. *Phys. Rev.*, 1958, 109, p.1860.
3. Неменов Л.Л. *ЯФ*, 1971, 15, с.1047.
4. Неменов Л.Л. *ЯФ*, 1972, 16, с.125.
5. Coombes R. et al. *Phys. Rev.Lett.*, 1976, 37, p.249.

6. Lamb W.E., Rutherford R.C. *Phys. Rev.*, 1950, 79, p.549.
7. Uretsky J.L., Palfrey T.R. *Phys. Rev.*, 1961, 121, p.1978.
8. Jackson J.D. et al. *Phys. Rev.*, 1957, 106, p.517.
9. Бете Г., Солпигер Э. *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами*. Гос. издат. физ.-мат. литературы, М., 1960.
10. Rojansky V., Van Vleck J. *Phys. Rev.*, 1928, 32, p.327.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля*. Физматгиз, М., 1962, с.220.
11. Daly N.R. *Rev. Sci. Instr.*, 1960, 31, p.264; 1963, 34, p.1116.
12. Афросимов В.В. и др. *ЖТФ*, 1961, 5, с.1378.
13. Barnett C.F., Ray J.A. *Rev.Scient.Instr.*, 1972, 43, p.218.
14. Lamb W.E. et al. *Phys. Rev.*, 1951, 81, p.222.
15. McKibben J.L. et al. *Phys. Rev.Lett.*, 1968, 20, p.1180.
15. Bates D.R., Griffing G. *Proc. of the Phys. Soc.*, 1953, 66A, p.961.
16. Cesati A. et al. *Energia Nucleare*, 1966, 13, p.649.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 марта 1979 года.