

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФИЗИКИ АНТИВОДОРОДА И ПОЗИТРОНИЯ. ПРОБЛЕМЫ И ВОЗМОЖНОСТИ

И.Н.Мешков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Успехи, достигнутые сегодня в накоплении и охлаждении достаточно интенсивных пучков антипротонов, вновь привлекли внимание к проблеме генерации антиатомов и их экспериментальному изучению. Дополнительный импульс этой активности придало доказательство «теоремы существования» — эксперименты в ЦЕРН по синтезу антиводорода. Интерес к антиатомам связан с возможностью изучения фундаментальных свойств материи и прежде всего — симметрии (*CPT*-теорема). В обзоре обсуждаются способы генерации направленных потоков антиводорода и позитрония и постановка экспериментов с атомами в этих потоках.

The success in the development of the methods of intense antiproton beam storing and cooling has attracted again attention to the problem of generation and experimental studies of antihydrogen atoms. An additional impetus to this activity has been given by the proof of the «existence theorem» — experiments on antihydrogen atom synthesis at CERN. The interest to antiatoms is aroused due to possibility of studies of the matter fundamental properties, and foremost — its symmetry (the *CPT* theorem). This report is dedicated to description and analysis of the methods of the antiproton and positronium directed flux generation and experimental studies of the atoms in these fluxes.

ВВЕДЕНИЕ

Физика антиводорода представляет глубокий интерес как часть общего понимания фундаментальных свойств материи и, прежде всего, свойств ее симметрии. Первой конкретной проблемой, на возможность исследования которой указывали еще авторы первых предложений по генерации атомов антиводорода [1,2], является проверка *CPT*-теоремы. Этот интерес приобретает, несомненно, реалистический характер после того, как в декабре 1995 г. в ЦЕРН на накопителе антипротонов LEAR были впервые «синтезированы» атомы антиводорода [3]. Эксперимент, хотя и является демон-

страционным по существу (см. ниже п.2.1), позволяет заявить о существовании антиводорода как физического объекта.

Сегодня в физике антиводорода существуют два полярных предложения. Первое из них — генерация «поштучно» атомов антиводорода в ловушках антипротонов и позитронов при ультранизких энергиях с последующим удержанием этих атомов в магнитных ловушках с минимумом магнитного поля и охлаждением до температур порядка 1 К с помощью лазерного излучения. Большинство предложений экспериментов с антиводородом ориентированы сегодня именно на этот метод, достаточно широко освещенный в литературе (см. обзор [4] и цит. лит.), поэтому в данном обзоре он не обсуждается.

Второе направление основано на использовании накопителей антипротонов и позитронов [1,2], оно обсуждалось неоднократно (см., например, обзор [5]). Предложенный недавно вариант этой схемы [6,7] позволяет надеяться на генерацию интенсивных, $30 \div 3 \cdot 10^4$ атом/с, остронаправленных потоков антиводорода в диапазоне скоростей $0,03 \div 0,3$ скорости света соответственно (энергия антипротонов $0,5 + 50$ МэВ). Одновременно такое устройство является генератором остронаправленных потоков ортопозитрония ($30 + 1,7 \cdot 10^4$ с⁻¹), представляющего самостоятельный интерес как объект исследования.

Этот метод генерации антиводорода представляется более ясным с точки зрения возможностей ускорительной техники. Однако долгое время он встречал неприятие большинства экспериментаторов в связи с трудностями постановки экспериментов с атомами при околорелятивистских скоростях. При этом практически никак не учитываются преимущества, которые приносит электронное охлаждение (как антипротонов, так и позитронов), в частности, снижение разброса атомов по скоростям до уровня $\Delta v/v \sim 10^{-6}$, что соответствует температуре порядка долей 1 К в системе частиц. Вместе с тем в атомной физике существуют методы спектроскопии быстрых атомов (см., например, [8—12]), и их сочетание с техникой генерации холодных атомов антиводорода выглядит многообещающе [13]. Целью данного обзора является описание возможностей постановки экспериментов на потоках антиводорода и ортопозитрония.

1. ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ АНТИВОДОРОДА И ПОЗИТРОНИЯ

1.1. Антиводород и CPT-инвариантность. Проверка принципа CPT-инвариантности (CPT-теоремы) возможна в сравнении параметров частиц и античастиц — их масс, абсолютных значений электрических зарядов и магнитных моментов, гиромангнитных отношений. Интересны, конечно,

Таблица 1. Параметры фундаментальных частиц

Параметр	Электрон и позитрон	Точность	Ссылка
Масса электрона, МэВ	0,510 099 906 (15)	$3 \cdot 10^{-7}$	[14]
Разность масс $ m^+ - m^- /m^-$	$< 4 \cdot 10^{-8}$	$< 4 \cdot 10^{-8}$	[14]
Неравенство зарядов $ e^+ - e^- /e^-$	$< 4 \cdot 10^{-8}$	$< 4 \cdot 10^{-8}$	[14]
Различие отношений заряда к массе	$< 3 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$	[14]
Магнитный момент электрона (в магнетонах Бора)	1,011 159 652 193(10)	$1 \cdot 10^{-11}$	[14]
Гироманнитные отношения $ g^+ - g^- /g^-$	$(-0,5 \pm 2,1) \cdot 10^{-12}$	$2,1 \cdot 10^{-12}$	[14]
Протон и антипротон			
Масса протона, МэВ	938,2723(28)	$3 \cdot 10^{-7}$	[14]
Разность масс, $\Delta M/M$	$< \pm 4 \cdot 10^{-8}$	$< 4 \cdot 10^{-8}$	[14]
Неравенство зарядов протона и электрона, $ e_p - e^- /e^-$	$< 1 \cdot 10^{-21}$	$< 1 \cdot 10^{-21}$	[14]
Неравенство зарядов протона и антипротона, $ e_p - e_a /e_p$	$< 2 \cdot 10^{-5}$	$< 2 \cdot 10^{-5}$	[14]
Различие отношений заряда к массе	$< 1,5 \cdot 10^{-9}$	$< 1,1 \cdot 10^{-9}$	[15]
Магнитный момент протона (в ядерн. магнетонах)	2,792 847 39(6)	$2 \cdot 10^{-8}$	[14]
Магнитный момент антипротона (в ядерн. магнетонах)	-2,8005(90)	$3 \cdot 10^{-3}$	[16]

измерения на уровне точности, превосходящем, по крайней мере, достигнутый к настоящему времени. О последнем позволяют судить данные [14—17], приведенные в табл.1.

Хотя сегодня нет экспериментальных оснований сомневаться в справедливости *CPT*-инвариантности, нет причин и отказываться от ее проверки. В этом отношении *CPT*-инвариантность является такой же аксиомой

современной физики, как и другие. Уникальная точность, достигнутая в прямом сравнении масс нейтральных каонов [17]:

$$\left| \frac{m(K^0) - m(\bar{K}^0)}{m(K^0)} \right| \leq 5 \cdot 10^{-19}, \quad (1.1)$$

не может служить абсолютным доказательством теоремы, т.к., вообще говоря, любая частица «имеет право» обнаружить асимметрию со своей античастицей. Поэтому и экспериментальная проверка симметрии каждой из известных частиц представляет самостоятельную ценность. Тем более высока эта ценность для «наиболее фундаментальных» частиц — протона и электрона.

Использование направленных потоков атомов антиводорода в качестве тестового объекта позволяет с высокой точностью провести прямое сравнение электрических зарядов антипротона и позитрона (разд.3). Не меньший интерес представляет измерение сверхтонкой структуры и лэмбовских сдвигов оптического спектра антиводорода. Сверхтонкое расщепление уровней, как известно, пропорционально комбинации фундаментальных констант (см., например, [18, §121]):

$$\Delta\omega_{HFS} \propto \mu_p \mu_e (e_p e)^3, \quad (1.2)$$

где μ_p , μ_e — магнитные моменты протона (антипротона) и электрона (позитрона), e_p , e — их электрические заряды. Поскольку с наименьшей точностью из этих параметров сегодня известна величина μ_p , а для антипротона она вообще не измерена, прецизионное измерение $\Delta\omega_{HFS}$ позволяет, прежде всего, определить магнитный момент — как его абсолютное значение, так и, с гораздо большей точностью, относительную разность магнитных моментов протона и антипротона.

Лэмбовский сдвиг пропорционален

$$\Delta\omega_L \propto m e^6 e_p^4, \quad (1.3)$$

где m — масса электрона (позитрона). Поэтому измерение величины $\Delta\omega_L$ дает информацию о значениях трех фундаментальных констант (в комбинации (1.3)) для частиц и античастиц.

Конечно, ценность прецизионного определения величин $\Delta\omega_{HFS}$ и $\Delta\omega_L$ состоит не только в более точном знании параметров антипротона и позитрона. Различие этих величин для атомов и антиатомов, будучи обнаруженным, само по себе явится свидетельством нарушения симметрии фундаментальных взаимодействий в природе. В частности, лэмбовский сдвиг, ко-

торый вычисляется в квантовой электродинамике с помощью радиационных поправок, является параметром спектра атома, измеренным с высокой степенью точности [10]. Соответственно сравнение его значений для водорода и антиводорода позволяет судить о симметрии взаимодействий.

1.2. Позитроний и КЭД. Позитроний, как простейшая квантовая система, достаточно хорошо описан теоретически и играет в квантовой электродинамике, пожалуй, ту же роль, что и атом водорода в нерелятивистской квантовой механике [19,20]. Эксперименты с позитронием, проводившиеся до сих пор в достаточно сложных условиях, когда не просто отделить влияние мишени, имеют, как правило, сравнительно невысокую точность и дают в ряде случаев неоднозначные результаты (табл.2). Тем больший интерес представляет прецизионное измерение параметров позитрония.

Таблица 2. Параметры позитрония

Параметр	Теория	Эксперимент	Точность
Ортопозитроний			
Время жизни, пс	142,08106(20) [21a]	141,880(32) [24]	$2 \cdot 10^{-4}$
	142,038 [21б]	142,049(80) [25]	$5 \cdot 10^{-4}$
Энергия 1S–2S-перехода, ПГц	1,2336072355(107) [27]	1,233607185(15) [29]	$1 \cdot 10^{-8}$
		1,2336072189(107) [30]	$1 \cdot 10^{-8}$
Тонкая структура 2S–2P-уровней	совпадение с точностью до α^3		
Относительная вероятность 2 γ -аннигиляции	0	$< 1,4 \cdot 10^{-3}$ [33]	
Парапозитроний			
Время жизни, пс	125,16(08) [26]	125,142[26]	$2 \cdot 10^{-4}$
Относительная вероятность 4 γ -аннигиляции		$< (1,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$ [34]	
Основное состояние			
Энергия, эВ	6,79		
Тонкая структура $\Delta\epsilon_{FS}$, эВ	$8,411 \cdot 10^{-4}$		
$\Delta\epsilon_{FS}/2\pi\hbar$, ПГц	203,4003(129) [31]	203,38910(74) [31]	$\pm 3,6 \cdot 10^{-6}$

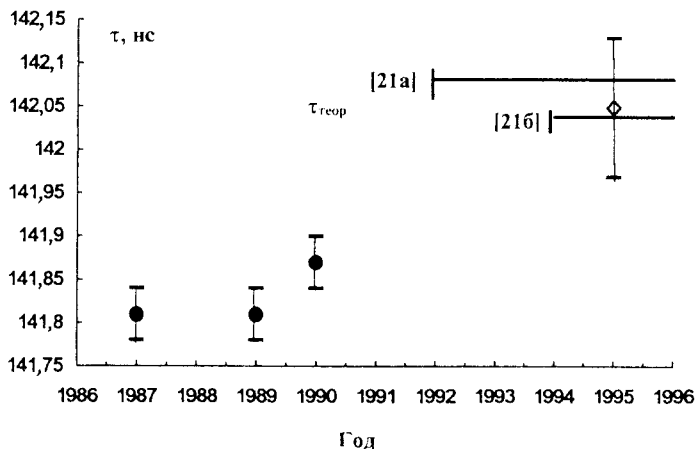


Рис.1. Теоретические и экспериментальные значения времени жизни ортопозитрония: 1987—1990 гг. — работы группы из Мичиганского университета [22—24], 1995 г. — работы группы из Токийского университета [25]; горизонтальные прямые — результаты теоретических работ

1. Среди такого рода экспериментов следует, прежде всего, указать на измерение *времени жизни ортопозитрония*. Его теоретическое значение, вычисленное с учетом радиационных поправок порядка α^3 [21a], равно

$$\tau_{\text{ortho}}^{-1} = \frac{\alpha^6 mc^2}{\hbar} \frac{2(\pi^2 - 9)}{9\pi} \left[1 - 10,282(3) \frac{\alpha}{\pi} - \frac{\alpha^2}{3} \ln \alpha^{-1} + \right. \\ \left. + B \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 - \frac{3\alpha^3}{2\pi} (\ln \alpha^{-1})^2 \dots \right], \quad (1.4)$$

где B — численный коэффициент, расчет которого еще не закончен (см. [21б] и ниже). Результаты экспериментов по измерению τ_{ortho} носят довольно противоречивый характер (рис. 1). Эксперименты, выполненные группой из Мичиганского университета [22—24], дали значение τ_{ortho} меньше теоретического (табл.2), причем различие превышает 3—5 стандартных ошибок. Группой из Токийского университета получено значение [25], не противоречащее результатам теоретических работ [21a,б], хотя точность еще явно недостаточна.

2. Короткое время жизни парaposитрония исключает его измерение в традиционной постановке эксперимента. Теоретическое значение, рассчитанное с точностью до α^2 , описывается выражением (см. [26]):

$$\tau_{\text{para}}^{-1} = \frac{\alpha^5 mc^2}{2\hbar} \left[1 - \left(5 - \frac{\pi^2}{4} \right) \frac{\alpha}{\pi} + \frac{2}{3} \alpha^2 \ln \frac{1}{\alpha} + C \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 \dots \right]. \quad (1.5)$$

И здесь расчет коэффициента C еще не закончен (отсюда неопределенность численного значения). Экспериментальное значение τ_{para} , измеренное [26] методом смешивания орто- и парасостояний позитрония в магнитном поле (см. п. 6.1), совпадает в пределах одного стандартного отклонения с теоретическим (1.5).

Следует отметить, что вычисление теоретических значений τ_{ortho} и τ_{para} на уровне точности порядка $O(\alpha^2)$ связано с серьезными трудностями [27,28]. Здесь, наряду с двухпетлевыми виртуальными поправками (еще не рассчитанными полностью), следует учесть соизмеримый вклад релятивистских поправок порядка $(v/c)^2$, где v — скорость электрона и позитрона в системе позитрония. Если известны теоретические значения поправок $O(\alpha^2)$, то из экспериментальных значений времени жизни $o\text{-}Ps$ и $p\text{-}Ps$ можно извлечь экспериментальные значения релятивистских поправок. Их знание представляет большой интерес для физики тяжелых кваркониев, таких как J/Ψ и Υ . Вместе с тем, это требует существенно лучшей точности эксперимента.

3. *Спектр позитрония* также является хорошим «полигоном» для проверки соответствия расчетов КЭД и эксперимента.

Как и для антиводорода, в спектре позитрония особый интерес представляет измерение двухфотонного $1S\text{-}2S$ -перехода. Время жизни позитрония в метастабильном $2S$ -состоянии в 8 раз больше (отношение квадратов волновых функций в начале координат для первого и второго уровней), нежели в основном состоянии, что позволяет существенно повысить точность.

С этой точки зрения выделяются эксперименты [29,30] по измерению энергии $1S\text{-}2S$ -перехода с помощью лазерного двухфотонного возбуждения (компенсация доплеровского уширения). Достигнутая точность $\Delta\epsilon/\epsilon \sim 1 \cdot 10^{-8}$ находится на том же уровне, что и для масс и электрических зарядов электрона и позитрона, однако все еще значительно уступает точности измерения их гиромангнитных отношений, магнитного момента электрона (табл.1), а также спектра водорода.

Большой интерес представляет прецизионное измерение *тонкой структуры спектра*. В частности, разность энергий орто- и парауровней в основном состоянии (см. [31] и цит. лит.) описывается соотношением

$$\Delta\varepsilon_{FS} = 2\pi\hbar \Delta\nu_{FS},$$

где

$$\Delta\nu_{FS} = \frac{\alpha^4 mc^2}{2} \left[\frac{7}{6} - \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{16}{9} + \ln 2 \right) + \right. \\ \left. + \frac{5}{12} \alpha^2 \ln \left(\frac{1}{\alpha} \right) + a \frac{7\alpha^2}{6} - b \frac{\alpha^3}{\pi} (2\ln \alpha)^2 \right]. \quad (1.6)$$

Коэффициенты $a \approx 0,0108$ и $b \approx 0,0021$ еще не рассчитаны полностью. Различия теоретического и экспериментального значений совпадают в пределах одного стандартного отклонения с учетом неопределенности теоретического значения (табл.2). Точность этих измерений составляет 3,6 ppm.

Прецизионные измерения выполнены группой из Мичиганского университета [32] по измерению тонкой структуры $2S-2P$ -состояний ортопозитрония, и результаты совпадают с теоретическими значениями расщепления уровней, вычисленными до поправок порядка α^3 .

4. Принципиально новые результаты можно ожидать от экспериментов по поиску аннигиляции ортопозитрония с нарушением закона сохранения момента и зарядовой инвариантности:

$$o-Ps \rightarrow 2n \gamma, \quad (1.7)$$

где n — целое. Достигнутый сегодня верхний предел вероятности распада (1.7) для $n=1$ [33] может быть существенно уточнен в экспериментах с потоками позитрония.

5. Не меньший интерес представляет поиск экзотических и редких каналов распада парапозитрония:

$$p-Ps \rightarrow n \gamma, \quad n > 2. \quad (1.8)$$

По-видимому, пределом возможностей эксперимента в традиционной постановке является результат работы [34]. Полученный верхний предел отношения вероятностей аннигиляции с $n=2$ и $n \geq 4$ не противоречит оценкам КЭД.

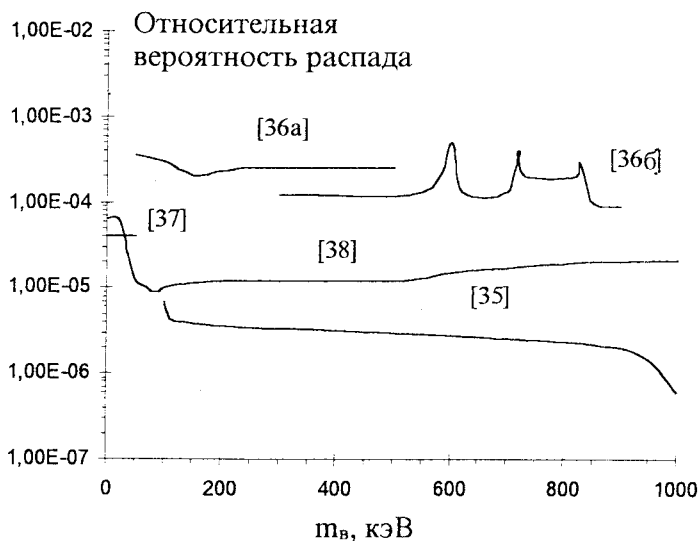


Рис.2. Относительная вероятность реакции аннигиляции ортопозитрония с образованием короткоживущего нейтрального бозона массой m_b (результаты работ [35—38])

6. Расхождение между теоретическим и экспериментальными значениями времени жизни $o\text{-Ps}$, упомянутое выше, объясняет гипотеза о существовании легкого нейтрального короткоживущего бозона, через который может идти аннигиляция $o\text{-Ps}$:



Наличие такого канала распада $o\text{-Ps}$ должно проявляться в спектре регистрируемых гамма-квантов в виде узкого монохроматического пика (см. (6.14)), если позитроний генерируется в мишени, как это имеет место при традиционной постановке эксперимента. В экспериментах по поиску такой частицы [35—38] установлено, что вероятность распада (1.9) не превышает $(1 \div 2,8) \cdot 10^{-5}$, если $m_b < 1 \text{ МэВ}/c^2$ (рис.2). Время жизни гипотетического бозона с массой не более $30 \text{ кэВ}/c^2$ не превосходит $10^{-13} (m_b/c^2)_{\text{кэВ}} \text{ с}$.

7. Пожалуй, наиболее интригующей проблемой физики позитрония является поиск «зеркального мира», гипотеза о существовании которого была высказана авторами работы [39]. Позднее появилось предложение [40]

использовать ортопозитроний, как частицу с нулевыми квантовыми числами (кроме спина), в качестве тестового объекта. В частности, специфическое смешивание $o\text{-Ps}$ и его аналога из зеркального мира приводит к тому, что $o\text{-Ps}$ может переходить из нашего мира в зеркальный, бесследно исчезая для нашего наблюдателя, который «не досчитается» некоторого количества тройных совпадений от аннигиляционных γ -квантов (см. п. 6.5).

Забавно, что «беглецы» $o\text{-Ps}$ могут быть использованы для связи с зеркальным миром (что исключается, казалось бы, гипотезой [39]) — для этого достаточно модулировать во времени поток $o\text{-Ps}$.

Экспериментальный предел вероятности «исчезновения» $o\text{-Ps}$ оценивается сегодня [41] как не превышающий 10^{-3} от вероятности 3γ -аннигиляции.

2. ГЕНЕРАЦИЯ АНТИВОДОРОДА

2.1. Первое получение антиводорода. В эксперименте [3], поставленном на накопителе антипротонов LEAR в ЦЕРН, циркулирующий пучок антипротонов с энергией 1,2 ГэВ (импульс 1,94 ГэВ/с) взаимодействует с атомами ксенона внутренней кластерной (струйной) мишени. Толщина мишени достигала $3 \cdot 10^{13}$ атом/см², интенсивность пучка антипротона равна $1,7 \cdot 10^{10}$ частиц при времени жизни 3 мин. Интегральная светимость, набранная в сентябре — октябре 1995 г., составляла $5 \cdot 10^{33}$ ($\pm 50\%$) см⁻².

Атомы антиводорода (\bar{H}^0) возникали внутри мишени при взаимодействии антипротонов с ядрами ксенона: антипротон, взаимодействуя с ядром, генерирует пару e^+e^- (рис.3) и подхватывает позитрон, если импульс последнего совпадает достаточно хорошо с импульсом антипротона по ве-

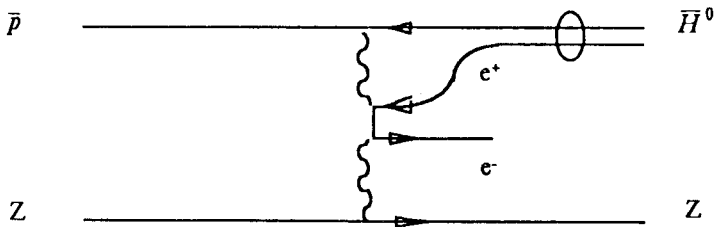


Рис.3. Диаграмма двухфотонного процесса генерации e^+e^- -пары при взаимодействии антипротона с ядром и образования атома антиводорода [3]

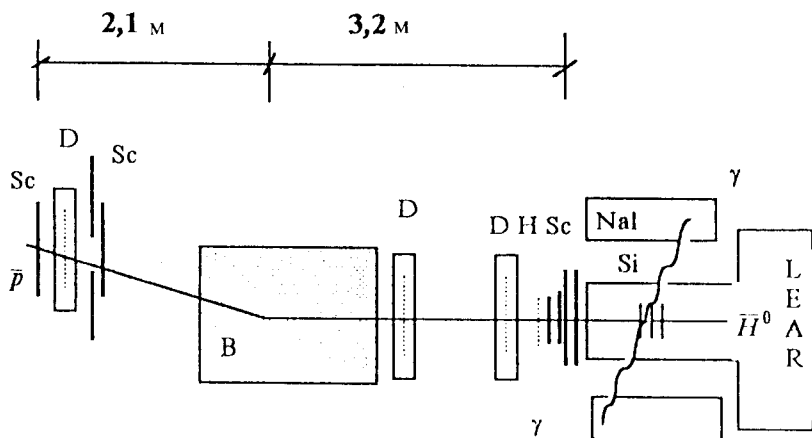


Рис.4. Схема генерации антиводорода: Si — три кремниевых счетчика, Sc — кремниевый счетчик-триггер и сцинтилляторы, D — пропорциональные камеры, NaI — 6-секционный калориметр, H — сцинтиляционный годоскоп, B — дипольный магнит

личине (разность энергий менее 13,6 эВ) и направлению. Сечение такого процесса

$$\sigma \sim 2Z^2 pb \sim 6 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2, \quad (2.1)$$

где $Z=54$ — атомный номер (ксенона). Таким образом, для набранной светимости можно было ожидать получения 30 атомов \bar{H}^0 . Быстрые нейтральные атомы \bar{H}^0 (энергия антипротона 1,217 ГэВ и позитрона 0,663 МэВ), не отклоняясь в магнитном поле накопителя, пролетали в канал регистрации (рис.4). Проходя через два первых из трех кремниевых счетчиков Si (толщина 700 и 500 мкм соответственно), атом \bar{H}^0 терял позитрон, который останавливался в одном из них и давал γ -пару. Третий счетчик регистрировал dE/dx от оставшегося антипротона. Аннигиляционная γ -пара регистрировалась цилиндрическим NaI калориметром (разрешение по энергии 14%), который охватывал 91% полного телесного угла, что обеспечивало суммарную эффективность 82%.

Антипротоны, возникшие после обдирки атома \bar{H}^0 , проходили сквозь три «старт»-сцинтиллятора Sc (толщиной 4 мм каждый) и годоскоп H из 16 нитей ($2 \times 2 \times 32$ мм), а затем группу из четырех «стоп»-сцинтилляторов

Sc. Три дрейфовые камеры D с соответствующими задержками считывания регистрировали прохождение антипротона с отклонением в дипольном магнитном поле B . Необходимые калибровки были проведены на космическом излучении.

В результате эксперимента было зарегистрировано **11 атомов \bar{H}^0** при вкладе фонового сигнала не более 2 ± 1 с вероятностью 95%

Основной результат эксперимента — доказательство «теоремы существования», т.е. возможности синтеза атомов антиводорода в земных условиях, несомненно, имеет принципиальный характер.

2.2. Генерация антиводорода в накопительных кольцах. Идея генерации пучков (потоков) атомов антиводорода тесно связана с методом электронного охлаждения [1]. Для генерации антиводорода источник антипротонов, например, такой, как антипротонные комплексы в ЦЕРН или Лаборатории им.Ферми, должен быть дополнен двумя накопителями. Первый из них служит для накопления антипротонов низкой энергии и имеет традиционную систему с жесткой фокусировкой. Таким накопителем, в принципе, может служить LEAR в ЦЕРН, хотя он, конечно, не оптимизирован для данной цели. Второй — накопитель позитронов типа «рейстрек» с четырьмя прямолинейными промежутками. Накопители совмещены так, что в одном из прямолинейных промежутков их пучки проходят один сквозь другой (рис.5), аналогично тому, как это делается в устройствах электронного охлаждения [1, 2, 5, 6]. Именно здесь антипротоны рекомбинируют, образуя атомы \bar{H}^0 . Каждый из накопителей имеет свою систему электронного охлаждения, что позволяет получить плотные и холодные пучки рекомбинирующих частиц. На участке охлаждения электронов происходит также *генерация позитрония*, долгоживущая компонента которого — ортопозитроний — может быть выведена из фокусирующей системы в канал регистрации, аналогично атомам \bar{H}^0 (рис.5).

Накопитель позитронов в предложенном варианте [6,7] имеет специальную фокусирующую систему с продольным квазиоднородным и спиральным квадрупольным магнитными полями. На тороидальных участках этого накопителя налагается также поворотное магнитное поле, согласованное с энергией позитронов. Такая фокусирующая система типа «стелларатор» обеспечивает устойчивость пучка циркулирующих электронов.

Принципиальной особенностью этой схемы, отличающей ее от ранее предлагавшихся для диапазона низких энергий антипротонов [2,42], является замагниченность позитронов, источник которых также погружен в продольное поле. Это усложняет впуск позитронов в кольцо и приводит к необходимости использования специальной системы инъекции (см. описание в [7]). Вместе с тем замагниченность дает ряд существенных преимуществ.

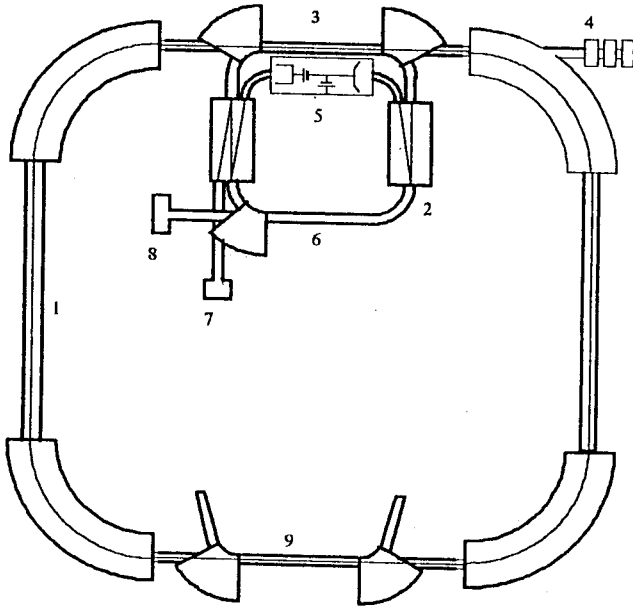


Рис.5. Схема генератора антиводорода и позитрония: 1 — накопитель антипротонов, 2 — накопитель позитронов, 3 — участок $\bar{p}e^+$ -рекомбинации, 4 — канал регистрации атомов \bar{H}^0 , 5 — источник и приемник электронного пучка, 6 — участок электронного охлаждения позитронов, 7 — канал инжекции позитронов, 8 — канал регистрации позитрония, 9 — система электронного охлаждения антипротонов

Прежде всего, размер позитронного пучка практически не зависит от его углового разброса θ . Это связано с довольно малым значением поперечного ларморовского радиуса позитронов в поле накопителя B :

$$\rho_{\perp} = \theta \frac{pc}{eB} \ll a, \quad (2.2)$$

где p — импульс позитронов, $2a$ — диаметр пучка.

Второе преимущество — значительный выигрыш в скорости электронного охлаждения: спиральное движение обеих частиц в магнитном поле увеличивает в несколько раз число их соударений при прохождении участка охлаждения [43].

Наконец, схема с замагниченным пучком слабо чувствительна к перестройке энергии частиц, что позволяет надеяться на ее применимость и устойчивость пучка позитронов вплоть до очень низких, порядка сотен эВ, энергий позитронов (соответственно энергия антипротонов — сотни кэВ). С точки зрения устойчивости интенсивного пучка такой накопитель эквивалентен кольцу с очень жесткой фокусировкой, т.к. роль бетатронной функции в нем играет ларморовская спираль, период которой порядка нескольких сантиметров при наибольшей проектной энергии.

Электронное охлаждение обоих пучков рекомбинирующих частиц — антипротонов и позитронов — обеспечивает их низкую температуру (разброс по импульсу и скорости), что, соответственно, позволяет получить высокую скорость рекомбинации [6,7].

Интенсивность потока атомов \bar{H}^0 ограничена, как показывает анализ, в основном, недостатком позитронов низкой энергии. Рассматриваются [7] три метода их генерации из специальной мишени [44]:

1) электронный линейный ускоритель на энергию около 40 МэВ (оптимальная величина);

2) источник жесткого синхротронного излучения с энергией фотонов вблизи порога рождения e^+e^- -пар;

3) интенсивный позитронно-радиоактивный источник (^{22}Na , ^{58}Co и др.).

Наибольшую интенсивность обещает второй метод, но для его реализации нужен накопитель электронов с энергией порядка 1 ГэВ.

Следует подчеркнуть, что применение электронного охлаждения позволяет получить *поток атомов \bar{H}^0 с малым угловым разбросом по скоростям*:

$$\frac{\Delta v_{\perp}}{v} \approx \frac{\Delta v_{\parallel}}{v} \approx \sqrt{\frac{T_{\parallel}}{2\varepsilon_p}}, \quad T_{\parallel} \approx e^2 n_e^{1/3} + \frac{T_C^2}{\beta^2 \gamma^2 m c^2}, \quad (2.3)$$

где v , $\Delta v_{\perp, \parallel}$ — средняя скорость \bar{H}^0 и разброс ее компонент, T_{\parallel} , n_e — «продольная» температура и плотность электронов в системе частиц, ε_p — кинетическая энергия антипротонов, T_C — температура катода электронной пушки [6].

Позитроны, в отличие от антипротонов, имеют вследствие замагниченности неодинаковые значения температуры для продольной и поперечной степеней свободы. В результате охлаждения они устанавливаются равными [43] соответствующим значениям температуры охлаждающих электронов:

$$T_{\perp}^+ \rightarrow (T_e)_{\perp}, \quad T_{\parallel}^+ \rightarrow (T_e)_{\parallel}. \quad (2.4)$$

Здесь $(T_e)_\perp \sim 0,1$ эВ — температура поперечной степени свободы электронов, равная примерно температуре катода. По этой причине охлажденный пучок позитронов и, соответственно, поток ортопозитрония имеют сравнительно большой угловой разброс и малый разброс по продольным скоростям (табл.3).

Таблица 3. Параметры накопителей антипротонов и позитронов

Накопитель антипротонов		
Периметр, м	80	
Энергия антипротонов, МэВ	50	0,5
Плотность охлаждающего электронного пучка, А/см ²	1,0	0,02
Продольная температура электронов, мкэВ	120	70
Число накопленных антипротонов	$1 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^9$
Ток антипротонного пучка, мА	20	2,0
Накопитель позитронов		
Периметр, м	20	
Энергия позитронов, кэВ	27,2	0,272
Продольное магнитное поле, Тл	0,1	0,05
Число накопленных позитронов	$1 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^8$
Ток позитронного пучка, мкА	800	80
Плотность тока охлаждающих электронов, А/см ²	1,0	0,002
Интенсивность, с ⁻¹	$3 \cdot 10^4$	30
Угловой разброс, мкрад	1,1	8,5
Разброс по скоростям, 10^{-6}	1,1	8,5
Доплеровский разброс, $\Delta v/c$, 10^{-7}	3,5	2,7
Поток ортопозитрония		
Интенсивность, с ⁻¹	$1,7 \cdot 10^4$	35
Угловой разброс, мрад	1,5	16
Разброс по скоростям, 10^{-5}	5,1	40
Доплеровский разброс, 10^{-5}	1,5	1,2

В табл.3 приведены ориентировочные параметры накопителей и оценки интенсивностей потоков антиводорода и ортопозитрония, сделанные в приближении радиационной рекомбинации*.

Еще одним важным преимуществом систем с электронным охлаждением, которое следует из равенства средних скоростей охлаждающих и охлаждаемых частиц, является возможность прецизионной *абсолютной калибровки* скорости атомов \bar{H}^0 (по напряжению на катоде электронной пушки) и возможность ее плавной и контролируемой *регуливки* в больших пределах (по тому же напряжению или потенциалу «подвешенного» промежутка охлаждения). Эти возможности чрезвычайно ценны при проведении экспериментов, обсуждаемых ниже.

3. ПРЯМОЕ СРАВНЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ ЧАСТИЦ

Измеряя смещение в поперечном магнитном поле пучка атомарных частиц, вылетающих из накопителя — антиводорода, водорода и позитрония, можно получить верхний предел разности их электрических зарядов δe [13]. Чувствительность метода определяется главным образом точностью измерения координат атомов dx на выходе канала:

$$\frac{\delta e}{e} = \frac{2pc}{eB_{\perp} L} \frac{\delta x}{L}. \quad (3.1)$$

Здесь L — длина пути атома в поперечном магнитном поле B_{\perp} , p — импульс атома. Применение «нулевого» метода измерений — с полем и без поля — позволяет надеяться на разрешение, по крайней мере, не меньше 0,1 от полной ширины пучка в детекторе:

$$\delta x \leq 0,1 \theta_p L, \quad (3.2)$$

где θ_p — угловой разброс атомарного пучка. Подставляя сюда $\theta_p = \Delta v_{\perp} / v$ из (2.3), видим, что чувствительность (3.1) прямо не зависит от энергии в случае электронно-охлажденных атомов антиводорода (или водорода):

$$\left(\frac{\delta e}{e} \right)_{\bar{H}^0} \leq 0,2 \frac{\sqrt{Mc^2 T_{\parallel}}}{eB_{\perp} L}, \quad (3.3)$$

M — масса антипротона.

*Появившееся недавно предложение [45] использовать реакцию перезарядки для генерации экзотических атомов позволяет надеяться на увеличение интенсивности потоков на несколько порядков по сравнению с вариантом радиационной рекомбинации.

Правда, температура охлаждающих электронов T_{\parallel} разная при различных энергиях и токах электронов. Тем не менее здесь есть некоторые возможности для маневрирования в эксперименте: охладив антипротонный пучок достаточно интенсивным электронным пучком, можно снизить его ток и «выжать» предельно малое угловое расхождение. Если в качестве угловой расходимости принять значения, приведенные в табл.3, то в поле $B_{\perp} = 10$ Тл достигается чувствительность на уровне

$$(\delta e/e)_{\text{H}} \sim 2 \cdot 10^{-9}. \quad (3.4)$$

При этом требуется разрешение δx порядка 1—2 мкм.

Для позитрония величина B_{\perp} ограничена из-за интерференции его орто- и парасостояний, сопровождающейся быстрой аннигиляцией p - P_s -компоненты (п.б.1). Тем не менее даже в полях порядка 1 Тл можно рассчитывать на

$$(\delta e/e)_{P_s} \sim 1 \cdot 10^{-8}. \quad (3.5)$$

Конечно, эта величина незначительно снижает достигнутый сегодня предел (табл.1). Тем не менее, произведя эксперимент в описанной постановке с антиводородом и позитронием и используя высокую точность совпадения e_p - и e^- -зарядов, можно «замкнуть» (через позитроний!) цепочку зарядов всех четырех частиц с точностью не хуже 10^{-8} , т. е. продвинуться на три порядка в неравенстве e_p и e_a (табл.1). Дальнейшее продвижение определяется пределом неравенства e^+ и e^- .

Следует подчеркнуть, что предлагаемый эксперимент дает *разность электрических зарядов* частиц, и поэтому он отличается от эксперимента [15], где измеряется e/m . Результаты обоих экспериментов позволят улучшить верхний предел неравенства m_p и m_a .

4. СПЕКТРОСКОПИЯ 2S-2P-СОСТОЯНИЙ АНТИВОДОРОДА

Методы радиоспектроскопии и атомной интерферометрии, развитые в измерениях сверхтонкой структуры и лэмбовского сдвига спектра водорода [8—12], могут быть использованы в предлагаемых экспериментах [13]. Эти методы объединяет общий подход, основанный на интерференции двух близких состояний атома во внешнем электромагнитном поле.

4.1. Интерференция в двухуровневой системе. Поведение двухуровневой квантовой системы под действием внешнего периодического возмущения с амплитудой E и частотой ω , близкой к частоте перехода ω_0 , достаточно хорошо известно (см. [18, с.175]): в поле возмущения верхний u и нижний d уровни образуют единое связанное состояние, и вероятность обнаружить систему после выключения возмущения в состояниях u и d зависит от его параметров — частоты, амплитуды, длительности воздействия. Волновую функцию двухуровневой системы в поле внешнего возмущения можно найти, следуя [18] (задача к §40, где в решении, к сожалению, содержится ошибка!) и введя постоянные распада состояний γ_u и γ_d . В том случае, когда в начальный момент $t=0$ система находилась в нижнем состоянии, т.е. $\Psi(0) = \Psi_d^0$, ее состояние в момент t описывается волновой функцией

$$\Psi_I(t) = \left[\frac{1}{2\Omega} \left(\Omega_d e^{(i\Omega_u - \alpha)t/2} + \Omega_u e^{-(i\Omega_d - \alpha)t/2} \right) \Psi_d^0 + \frac{\Omega_E}{\Omega} \left(e^{(i\Omega_d - \alpha)t/2} - e^{-(i\Omega_u - \alpha)t/2} \right) \Psi_u^0 \right] e^{-(\gamma_u + \gamma_d)t}, \quad (4.1)$$

где

$$\Omega_{u,d} = \Omega \pm \Delta\omega, \quad \Delta\omega = \omega - \omega_0, \quad \Omega = \sqrt{(\Delta\omega)^2 + 4\Omega_E^2},$$

$$\alpha = \frac{\Delta\omega}{\Omega} (\gamma_u - \gamma_d), \quad \Omega_E = \frac{Ed_{ud}}{\hbar}, \quad (4.2)$$

$\Psi_{u,d}^0$ — волновые функции невозмущенных состояний, $d_{u,d}$ — матричный элемент перехода $d \rightarrow u$, равный по порядку величины для атома водорода произведению заряда электрона на борковский радиус a_0 . Так, для $2S \rightarrow 2P$ -перехода, обсуждаемого ниже, имеем (см., например, [46], задача 11.56):

$$d_{2S \rightarrow 2P} = 3ea_0. \quad (4.3)$$

Выражение (4.1) справедливо при условии

$$\Omega \gg \gamma_u, \gamma_d. \quad (4.4)$$

Если при $t=0$ система находилась в u -состоянии ($\Psi(0) = \Psi_u^0$), ее возмущенная волновая функция описывается выражением (4.1) после перестановки индексов u и d :

$$\Psi_{II}(t) = \Psi_I(t) \Big|_{u \leftrightarrow d}. \quad (4.5)$$

Вероятность обнаружить систему $\Psi_I(t)$ в одном из двух — u или d — состояний равна квадрату модуля выражения перед соответствующей невозмущенной функцией в (4.1):

$$P_d^{(I)}(t) = \frac{1}{4\Omega^2} (\Omega_d^2 e^{-\alpha t} + \Omega_u^2 e^{\alpha t} + 8\Omega_E^2 \cos \Omega t) e^{-(\gamma_d + \gamma_u)t},$$

$$P_u^{(I)}(t) = \frac{2\Omega_E^2}{\Omega^2} (\operatorname{ch} \alpha t - \cos \Omega t) e^{-(\gamma_d + \gamma_u)t}. \quad (4.6)$$

Подчеркнем, что $\gamma_{u,d}$ — постоянные распада состояния, входящие в выражения для волновых функций. Они вдвое меньше соответствующей ширины уровня или обратного времени жизни состояния:

$$\gamma_{u,d} = \Gamma_{u,d}/2. \quad (4.7)$$

Соотношения (4.6) наглядно демонстрируют эффект образования связанного состояния, когда система «перекачивается» из d -состояния в u и обратно. Это совершенно очевидно в случае малых ширин уровней $\gamma_{u,d} \rightarrow 0$:

$$P_d^{(I)} = \frac{\Delta\omega^2}{\Omega^2} + \frac{2\Omega_E^2}{\Omega^2} (1 + \cos \Omega t),$$

$$P_u^{(I)} = 2 \frac{\Omega_E^2}{\Omega^2} (1 - \cos \Omega t) \equiv 1 - P_d^{(I)}. \quad (4.8)$$

Описанная интерференция состояний является достаточно общим квантово-механическим явлением и наблюдается во всех фундаментальных взаимодействиях (см., например, [47]). В дальнейшем при обсуждении физики позитрония (п. 6.1) нам потребуются выражения для вероятностей (4.6) в случае II, когда вначале система находится в u -состоянии. Запишем эти выражения в форме, отличной от (4.6):

$$P_u^{(II)}(t) = \frac{1}{4\Omega^2} \left(\Omega_u^2 e^{-\Gamma_u t} + \Omega_d^2 e^{-\Gamma_d t} + 8\Omega_E^2 \cos \Omega t \cdot e^{-\Gamma t} \right),$$

$$P_d^{(II)}(t) = \frac{\Omega_E^2}{\Omega^2} \left(e^{-\Gamma_u t} + e^{-\Gamma_d t} - 2\cos \Omega t \cdot e^{-\Gamma t} \right), \quad (4.9)$$

где введены константы распада

$$\Gamma'_u = \frac{\Omega_u \Gamma_u + \Omega_d \Gamma_d}{2\Omega}, \quad \Gamma'_d = \frac{\Omega_u \Gamma_d + \Omega_d \Gamma_u}{2\Omega}, \quad \Gamma = \frac{\Gamma_u + \Gamma_d}{2}. \quad (4.10)$$

Для случая II ($\Psi(0) = \Psi_u^0$) выражения (4.8)—(4.10) справедливы после перестановки индексов u, d .

Соотношения (4.9) показывают, что распад смешанного состояния происходит с постоянными, которые являются линейной комбинацией постоянных распада невозмущенных состояний. Это становится особенно существенным в случае, когда одна из постоянных много больше другой — время жизни долгоживущего состояния сокращается. В частности, это важно для позитрония в магнитном поле (п.6.1).

4.2. Радиоспектроскопия $2S_{1/2}$ -состояния. Атомный интерферометр.

Метод радиоспектроскопии, развитый в прецизионных измерениях сверхтонкой структуры атома водорода [9], может быть использован и в экспериментах с потоком антиводорода. Идея метода состоит в том, чтобы с помощью внешнего возмущения возбудить переходы между уровнями сверхтонкой структуры метастабильного $2^2S_{1/2}$ -состояния (время жизни 1/7 с)

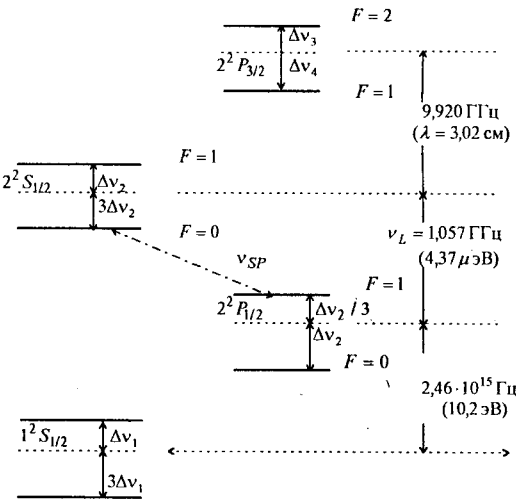


Рис.6. Структура нижних уровней атома водорода: $\Delta v_1 = 355,1014 \text{ МГц}$, $\Delta v_2 = \Delta v_1/8$, $\Delta v_3 = \Delta v_2/10$, $\Delta v_4 = (13/30) \Delta v_2$, $\nu_L = 1057, 8514(19) \text{ МГц}$ — лэмбовский сдвиг

и измерить резонансную частоту перехода. Регистрация атомов, совершивших такой переход, производится путем возбуждения следующего перехода из $2S$ -состояния в одно из короткоживущих 2^2P -состояний (время жизни около 1,5 нс) с регистрацией распада этого состояния на переходе $2P \rightarrow 1S$ (рис.6). Устройство, осуществляющее такой $2S-2P$ -переход, назовем «анализатором» (см. обсуждение в конце данного раздела). Частоты $2S-2P$ -переходов лежат в сантиметровом диапазоне длин волн, а переходов $2P \rightarrow 1S$ — в диапазоне вакуумного ультрафиолета (10,2 эВ).

Основное отличие обсуждаемого эксперимента от пионерской работы [9] состоит в относительно высокой скорости атомов v_0 . Это сказывается на разрешении метода, а также требует учета доплеровского сдвига частот:

$$\omega_{\text{Lab}} = \frac{\omega'}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)}, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}, \quad \beta = v_0/c, \quad (4.11)$$

ω' — частота в системе атома, θ — угол между направлениями скорости атома и осью резонатора.

При численных оценках в дальнейшем будем ориентироваться на два крайних случая, приведенных в табл.2:

$$\text{«быстрые» атомы: } \varepsilon = 50 \text{ МэВ, } \beta = 0,31, \gamma = 1,0533;$$

$$\text{«медленные» атомы: } \varepsilon = 0,5 \text{ МэВ, } \beta = 0,03, \gamma = 1,0005. \quad (4.12)$$

Пусть каким-то способом (см. ниже) нам удалось сформировать поток атомов в нижнем $2^2S_{1/2}$ ($F=0$) состоянии и пропустить его через резонатор, настроенный на частоту, соответствующую частоте перехода в системе атома. На выходе резонатора поток атомов в верхнем $2^2S_{1/2}$ ($F=1$) состоянии есть

$$\dot{N}_{2P} = \dot{N}_{At} P_u^{(l)}(\tau), \quad (4.13)$$

где \dot{N}_{At} — поток атомов на входе в резонатор, $P_u^{(l)}(\tau)$ — вероятность (4.6), (4.8), $l = v_0 \tau$ — длина резонатора. Пройдя резонатор, атомы поступают в «анализатор», где переводятся в $2P$ -состояние и распадаются на коротком расстоянии v_0/Γ_{2P} (15 см для «быстрых» и 1,5 см для «медленных» атомов). Поэтому скорость счета просто совпадает с потоком атомов (4.13), с учетом поправки на эффективность детектора. Снимая зависимость скорости счета от частоты резонатора, можно определить резонансную частоту, соответствующую частоте перехода. Максимум скорости счета достигается, если амплитуда поля удовлетворяет равенству

$$\Omega_E \tau = \frac{\pi}{2}. \quad (4.14)$$

При этом зависимость скорости счета от частоты описывается плавной функцией (см. 4.8)

$$\dot{N}_{2P} = \dot{N}_{At} \left(\frac{\sin(\sqrt{1+x^2} \pi/2)}{\sqrt{1+x^2}} \right)^2, \quad x = \frac{\Delta\omega}{2\Omega_E}. \quad (4.15)$$

Полуширина этой функции порядка

$$\Delta\omega_{1/2} \approx \pm \frac{\pi}{\tau}. \quad (4.16)$$

Можно улучшить точность (разрешение) на много порядков, используя технику так называемого *атомного интерферометра* [8—10,12].

Принцип действия такого интерферометра, предложенный впервые, по-видимому, в работе [8], состоит в использовании двух коротких «ударов» электромагнитного поля, разделенных в пространстве и времени сравнительно протяженным интервалом $L = v_0 T$, когда атом движется в свободном пространстве. В радиоспектроскопическом варианте интерферометра эти удары производятся электромагнитными полями двух резонаторов (рис. 7), возбужденных на одной и той же частоте ω . Первый резонатор («поляризатор») Р инициирует, как и прежде, переходы между исходным «нижним» $2^2S_{1/2} (F=0)$ и конечным «верхним» $2^2S_{1/2} (F=1)$ состояниями. Фаза волновой функции на выходе C_1 зависит от длины резонатора l , частоты и амплитуды его поля. Пройдя свободный промежуток L , атом попадает во второй резонатор («анализатор») А, где опять испытывает переходы между двумя состояниями. Атомы, покидающие интерферометр в «верхнем» со-

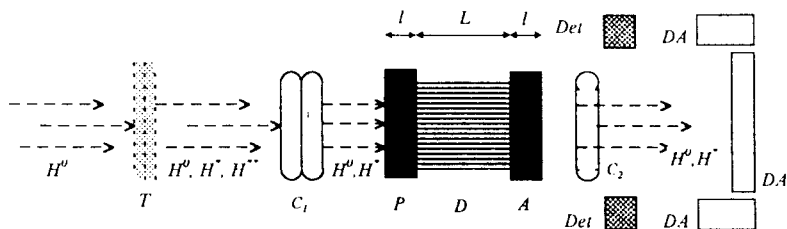


Рис.7. Схема атомного интерферометра: \bar{H}^0 , \bar{H}^* , \bar{H}^{*+} — атомы антиводорода в основном и возбужденных состояниях, Т — тонкая мишень, Р, А, C_1 , C_2 — резонаторы очистки и анализа; интерферометр: l — длины резонаторов, L — длина свободного пространства (D), Det — детекторы УФ-излучения, DA — детекторы аннигиляции.

стоянии, в дополнительном резонаторе C_2 переходят в $2P$ -состояние и высвечиваются, переходя в $1S$ -состояние. Фотоны УФ-излучения регистрируются детекторами Det.

Вероятность обнаружить атом в «верхнем» состоянии на выходе из интерферометра можно получить, «сшивая» соответствующие волновые функции на стыках трех участков интерферометра. В простейшем случае достаточно малых ширин уровней ($2S$ -состояние!)

$$\Gamma\tau \leq \Gamma T \ll 1, \quad P = P_{u,d} \quad (4.17)$$

найдем

$$P_u(\omega) = \left(\frac{4\Omega_E}{\Omega} \sin \frac{\Omega\tau}{2} \right)^2 \left(\cos \frac{\Omega\tau}{2} \cos \frac{\Delta\omega T}{2} - \frac{\Delta\omega}{\Omega} \sin \frac{\Omega\tau}{2} \sin \frac{\Delta\omega T}{2} \right)^2 \xrightarrow{\Delta\omega \rightarrow 0} \xrightarrow{\Delta\omega \rightarrow 0} \sin^2 2\Omega_E \tau. \quad (4.18)$$

Величины Ω , Ω_E и $\Delta\omega$ имеют те же значения, что и в (4.2).

Полуширина функции (4.18), при условии (4.17), составляет

$$\Delta\omega_{1/2} \approx \frac{1}{T}. \quad (4.19)$$

Первое впечатление, что выигрыш по сравнению с (4.16) незначителен. Однако размер свободного промежутка L может быть выбран значительно больше длины резонатора l (т.е. $T \gg \tau$). Кроме того, точность определения частоты перехода ω_0 может быть существенно увеличена, если измерять зависимость $P_u(\omega)$ (рис.8). Используя метод подгонки (фитирования) экспериментальных данных к функции (4.18), можно увеличить точность примерно в \sqrt{N} , где N — полное число экспериментальных точек.

Наилучшая точность достигнута подобным образом в работе [9]. Авторами получено разрешение порядка 50 Гц, что позволяет измерить сверхтонкую структуру $2S_{1/2}$ -состояния с точностью порядка

$$\frac{\delta\omega}{\omega} \sim 3 \cdot 10^{-7}. \quad (4.20)$$

Для этого было использовано зеемановское расщепление и двойное фитирование (см. п. 4.4)..

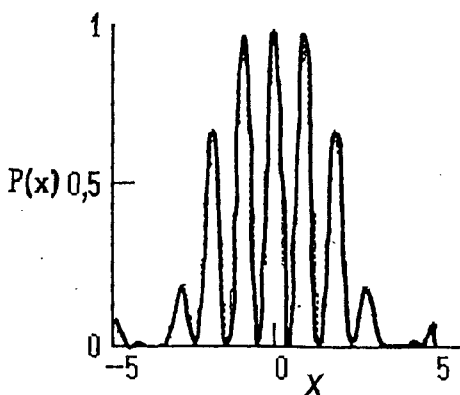


Рис.8. Сигнал атомного интерферометра (формула (4.14)), $T/\tau=3$, $x = \Delta\omega t/2$

Несколько слов о постановке эксперимента. Для измерения описанного перехода нужен поток атомов \bar{H}^0 в соответствующем возбужденном $2^2S_{1/2}$ ($F=0$)-состоянии. Для его формирования можно использовать тонкую мишень из фольги [10, 11] или в виде газовой струи, в столкновении с которой атомы переходят в возбужденные состояния. Затем поток подвергается специальной очистке, для чего он пропускается [10] через резонаторы C_1 , стимулирующие переходы из «ненужного» $2^2S_{1/2}$ ($F=1$)-состояния в состояние $2P_{1/2}$ (частоты 1147 и 1087 МГц) с последующими переходами на $1S$ -уровень. После такой очистки в пучке остаются преимущественно атомы в $2^2S_{1/2}$ ($F=0$)-состоянии, и сверхтонкое расщепление этого уровня измеряется затем с помощью интерферометра и резонатора C_2 в переходах на уровни $2^2P_{1/2}$ или $2^2P_{3/2}$.

В работе [9] использовался оригинальный прием очистки потока и анализа с помощью магнитного поля: при определенном значении напряженности поля зеемановское расщепление приводит к тому, что энергии $2^2S_{1/2}$ ($F=0$) и $2^2P_{1/2}$ ($F=1$) совпадают, что вызывает переход в $1S$ -состояние. В этом случае исследовался переход из u - в d -состояние $2S$ -уровня.

Фотоны УФ-излучения, возникающие при высвечивании атомов из $2P$ -состояния, регистрируются на совпадение (с учетом времени пролета) с сигналами счетчиков, регистрирующих излучение, возникающее при аннигиляции частиц атома \bar{H}^0 — антипротона и позитрона при попадании в стенки детектора ДА. Эта процедура аналогична той, которая применялась в первом эксперименте по синтезу антиводорода (п. 2.1).

Определение значений сверхтонкого расщепления $2S_{1/2}$ -уровня водорода и антиводорода позволяет (см. (1.2)) провести сравнение магнитных моментов протона и антипротона на уровне $10^{-6} \div 3 \cdot 10^{-7}$.

4.3 Лэмбовский сдвиг 2P-уровня. Атомный интерферометр с электростатическими полями. Вариант атомного интерферометра со статическими электрическими полями был успешно использован в экспериментах [10] с атомами водорода низкой, порядка 20 кэВ, энергии. Целью работы было измерение лэмбовского сдвига 2P-состояния (рис. 6). Измерялась частота перехода $2^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow 2^2P_{1/2}(F=1)$ (обозначенная как ν_{SP} на рис. 6). Знание частот всех возможных переходов между 2S- и 2P-уровнями позволяет найти лэмбовский сдвиг:

$$\omega_L = \omega_{SP} + 3\Delta\omega_2 + \frac{\Delta\omega_2}{3}. \quad (4.21)$$

Значения частоты $\Delta\omega_2$ были взяты из работы [9].

В этом варианте интерферометр отличается от вышеописанного тем, что переменное электромагнитное поле резонаторов заменено на статическое поле двух конденсаторов или двух пар диафрагм. В этих полях исследуемые состояния смешиваются благодаря эффекту Штарка. Процесс межуровневых переходов описывается формулами (4.1)—(4.18), если произвести замену:

$$\omega = 0, \quad \Delta\omega = \omega_0, \quad \Omega = \sqrt{\omega_0^2 + 4\Omega_E^2}. \quad (4.22)$$

Здесь, по-прежнему, ω_0 — частота перехода, формула для Ω_E имеет тот же вид, что и в (4.2)—(4.3), с тем лишь отличием, что теперь E — напряженность статического поля. Измеряя, аналогично п. 4.2, зависимость потока атомов в $2^2P_{1/2}$ -состоянии от величины поля E или времени пролета T (для чего необходимо варьировать скорость атомов, изменяя, например, энергию охлаждающих электронов), можно подгонкой к функции (4.18) найти ω_0 . В работе [10] достигнута точность измерения частоты перехода $\delta\omega_{SP} = 2\pi \cdot 2$ кГц.

Особенность этого варианта спектрометра в том, что $\Delta\omega = \omega_0 = \text{const}$ (см. (4.18)), поэтому для достижения максимума счета, кроме условия (4.14), нужно выбрать напряженность электрического поля так, что

$$\Omega_E \approx \omega_0. \quad (4.23)$$

Для 2S–2P-переходов это дает

$$E \approx \frac{\hbar\omega_L}{3ea} = 291 \text{ В/см}. \quad (4.24)$$

Отметим, что доплеровский разброс частот в эксперименте [10] составлял $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ от частоты перехода.

Первые измерения лэмбовского сдвига с потоком быстрых, $v_0/c \approx 0,35$, атомов водорода были выполнены на протонном накопителе с электронным охлаждением НАП-М [11]. Невысокая точность эксперимента объясняется, главным образом, недостатком статистики.

4.4. Атомный интерферометр и метод Штерна — Герлаха. Спектроскопия $1S$ -состояния. Применение атомного интерферометра в классическом методе Штерна — Герлаха позволило в свое время провести прецизионные измерения сверхтонкой структуры основного $1^2S_{1/2}$ -состояния атома водорода [12]. Практически полностью эта схема применима и в экспериментах с потоками антиводорода. Для этого поляризатор и анализатор интерферометра (рис.7) должны быть выполнены в виде обычных ЭПР-спектрометров: каждый из них должен состоять из дипольного магнита с однородным полем B_{\perp} , направленным поперек пучка, и резонатора, в котором создается электромагнитное поле. Его магнитная компонента $B_g(t) = B_g \sin \omega t$ возбуждает ЭПР-переходы. Кроме того, добавляется система сортировки — два градиентных магнита, один перед поляризатором, второй после анализатора. Магниты разделяют атомы с разной поляризацией (метод Штерна — Герлаха), направляя в детектор атомы, находящиеся в заданном состоянии. Переход из одного состояния в другое сопровождается изменением поляризации, в результате чего атом под действием второго магнита сортировки попадает в детектор. В современной версии градиентные магниты очистки делают в виде секступолей, как, например, в водородном лазере — эталоне времени.

Сверхтонкая структура $1S$ -состояния атома водорода в магнитном поле хорошо известна: уровень расщепляется на четыре подуровня, энергия (частота) которых зависит от величины поля B_{\perp} (рис.9):

$$\omega_{1,2} = \Delta \pm \frac{\mu B_{\perp}}{\hbar}, \quad m_F = \pm 1,$$

$$\omega_{3,4} = -\Delta \pm 2 \sqrt{\Delta^2 + \left(\frac{\mu B_{\perp}}{2\hbar}\right)^2}, \quad m_F = 0, \quad (4.25)$$

$$\mu = \begin{cases} \mu_e - \mu_p, & \mu_F = \pm 1 \\ \mu_e + \mu_p, & \mu_F = 0, \end{cases}$$

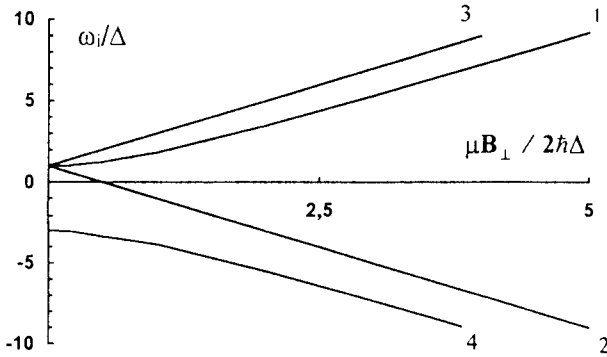


Рис.9. Сверхтонкая структура основного состояния водорода в магнитном поле: $m = 1$ (1), -1 (2), 0 (3 и 4)

где $4\Delta = \Delta\omega_{HFS} = 2\pi \cdot 1,420\ 450\ 751\ 800(28)$ ГГц — сверхтонкое расщепление при $B_{\perp} = 0$, μ_e , μ_p — магнитные моменты электрона и протона. Например, для $B_{\perp} = 0,1$ Тл частота перехода $1 \leftrightarrow 2$, сопровождающегося полным поворотом спинов (электрона и протона), равна приблизительно 2,8 ГГц.

Формула (4.18) по-прежнему описывает интенсивность потока в состоянии i при условии замены

$$\Omega_E \rightarrow \omega_g = \frac{\mu B_g}{\hbar},$$

$$\Delta\omega = \omega_0 - \omega, \quad (4.26)$$

где $\omega_0 = |\omega_i - \omega_k|$ — частота перехода между уровнями 1—4 (см. ф-лу (4.25) и рис.9).

Двойная подгонка экспериментальных результатов — зависимости интенсивности потока, прошедшего через интерферометр, к формуле (4.18), а затем зависимости $\omega_0(B_{\perp})$ к формуле (4.25) — дает возможность резко увеличить точность. Можно надеяться, что это позволит на порядок превзойти предел по доплеровскому уширению (см. табл. 3) и достичь разрешения

$$\delta\omega/\omega_0 \leq 3 \cdot 10^{-8}. \quad (4.27)$$

Использование зеемановского расщепления в прецизионных радиоспектроскопических измерениях является достаточно распространенным приемом, который с успехом применим и для спектроскопии возбужденных состояний [9,12]. По существу, методики, описанные в пп.4.2 и 4.4, отличаются лишь способом детектирования атомарных переходов.

Отметим, что движение быстрого атома в магнитном поле B_{\perp} приводит к появлению в системе атома электрического поля

$$E'_{\perp\perp} = \beta\gamma B_{\perp},$$

которое вызывает эффект Штарка. Этот эффект можно устранить (с точностью до разброса скоростей атомов $\Delta v/v$), наложив поперечное электрическое поле

$$E_{\perp\perp} = -\frac{1}{\gamma} E'_{\perp\perp} = \beta B_{\perp}. \quad (4.28)$$

Оно несколько ослабит, впрочем, магнитное поле в системе атома:

$$(B'_{\perp})_{\text{tot}} = \frac{B_{\perp}}{\gamma}. \quad (4.29)$$

Знание частоты переходов между уровнями сверхтонкой структуры основного состояния позволяет определить из соотношений (4.25) величину магнитного момента антипротона:

$$\mu_a = \frac{1}{2} (\mu(m_F=0) - \mu(m_F=\pm 1)). \quad (4.30)$$

Точность такого определения, очевидно, есть

$$\frac{\Delta\mu_a}{\mu_a} \sim \frac{\Delta\mu}{\mu_a} \sim \frac{\mu_e}{\mu_a} \frac{\delta\omega}{\omega_0},$$

что для точности (4.27) дает $\Delta\mu_a/\mu_a \sim 2 \cdot 10^{-5}$.

Более высокую точность можно получить из сравнения значений сверхтонкого расщепления Δ . Измерение Δ для антипротона с точностью (4.27) позволяет найти различие μ_p и μ_a (см. (1.2)) на уровне точности, по крайней мере, $1 \cdot 10^{-7}$.

В заключение необходимо указать на чрезвычайно высокую точность измерения сверхтонкого расщепления основного состояния *водорода*,

достигнутую в экспериментах с атомами, накопленными в магнитных ловушках, $\delta\omega/\omega_0 \sim 10^{-12}$. Применение этой методики для *антиводорода*, как ожидается, будет связано со значительными трудностями, прежде всего на этапе захвата антиатомов в ловушку и их охлаждения. Тем не менее и здесь можно надеяться на успех в обозримом будущем.

5. ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ БЫСТРЫХ АТОМОВ АНТИВОДОРОДА

Лазерная спектроскопия атомов антиводорода, лишь кажущаяся безнадежной из-за низкой интенсивности потоков атомов, заслуживает серьезного обсуждения. Оценки показывают [13], что в описываемых ниже вариантах постановки эксперимент представляет большой интерес. Прежде всего это относится к двухфотонному возбуждению $1S-2S$ -перехода, интересного тем, что метастабильный уровень $2^2S_{1/2}$ имеет чрезвычайно малую ширину (время жизни $1/7$ с).

При работе с направленным потоком быстрых атомов можно, используя встречный лазерный пучок, поднять энергию фотонов в системе атома за счет доплеровского сдвига:

$$\omega' = \gamma(1 + \beta)\omega \quad \text{или} \quad \beta = \frac{(\omega'/\omega)^2 - 1}{(\omega'/\omega)^2 + 1}. \quad (5.1)$$

Этот прием позволяет несколько компенсировать ограниченность выбора существующих лазеров, а также обеспечить, как отмечалось в п.2.2, *плавную перестройку энергии фотонов* в системе атома, изменяя энергию охлаждающих электронов и, соответственно, скорость атомов. Этот прием, достаточно простой и рутинный в технике электронного охлаждения, избавляет от необходимости пользоваться сложными и маломощными лазерами на красителях, которые используются обычно в спектроскопии для вариации длины волны излучения.

5.1. Двухфотонный переход $1S-2S$. Возможность двухфотонного перехода $1S-2S$ при рассеянии на потоке атомов водорода встречного лазерного пучка обсуждалась еще в работе [2]. Пессимистический вывод авторов основан на очень низкой, порядка нескольких атомов/с, интенсивности потока \bar{N}^0 в предлагавшейся ими схеме генерации антиводорода. В варианте, обсуждаемом в данной работе, такой эксперимент представляется достаточно реальным.

Вероятность двухфотонного перехода между уровнями m и n [48] есть

$$W_{mn}^{(2)} = |Z_{mn}^{(2)}|^2 \left(\frac{E}{\hbar} \right)^4 \frac{\Gamma_m/2}{(2\omega - \omega_{mn})^2 + (\Gamma_m/2)^2}, \quad (5.2)$$

где $Z_{mn}^{(2)} = \frac{1}{2} \sum_l \frac{Z_{ml} Z_{ln}}{\omega_{ln} - \omega}$ — сумма по всем возможным состояниям между уровнями m и n , на которые разрешены переходы с m -го или n -го уровней, Z_{ml} — матричный дипольный элемент перехода $m \leftrightarrow l$, ω_{mn} — частота mn -перехода, Γ_m — ширина m -го уровня, E — амплитуда электрического поля излучения. Для перехода $1S-2S$ (с промежуточным уровнем $2P_{1/2}$) найдем

$$W_{1S2S}^{(2)} \approx 5 \left(\frac{eEa_0}{\hbar} \right)^4 \frac{1}{\omega_0^2} \frac{\Gamma}{\Delta\omega^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (5.3)$$

Здесь a_0 — боровский радиус, ω_0 — частота $1S-2S$ -перехода, $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$ — ширина полосы излучения, $\Gamma \approx 7\text{с}^{-1}$ — ширина $2S$ -уровня. Считая $\Delta\omega \gg \Gamma$ и выражая E через плотности мощности излучения, найдем

$$W_{1S2S}^{(2)} \approx \frac{2}{(\Delta f)^2} \left(\frac{dP}{dS} \right)_{\text{Вт}\cdot\text{см}^{-2}}^2 \cdot \text{с}^{-1}. \quad (5.4)$$

Таким образом, вероятность перехода пропорциональна квадрату пространственно-спектральной плотности мощности излучения.

Выражения (5.3), (5.4) записаны в системе атома. В лабораторной системе число переходов в единицу времени в потоке \dot{N}_{At} , распространяющемся со скоростью βc навстречу излучению, найдем после соответствующих преобразований:

$$(\dot{N}^*) \approx 2\gamma \frac{(1+\beta)}{\beta} \left(\frac{d^2P}{dSdf} \right)_{\text{Вт}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}}^2 \frac{L}{c} \dot{N}_{At}, \quad \text{с}^{-1}. \quad (5.5)$$

Здесь L — длина участка облучения. Для $d^2P/dSdf \sim 100 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}$, $\dot{N}_{At} \sim 3 \cdot 10^4$, $L = 5 \text{ м}$ и $\beta = 0,64$ (см. ниже выбор лазера) формула (5.5) дает

$$\dot{N}^* \sim 30 \text{ с}^{-1}.$$

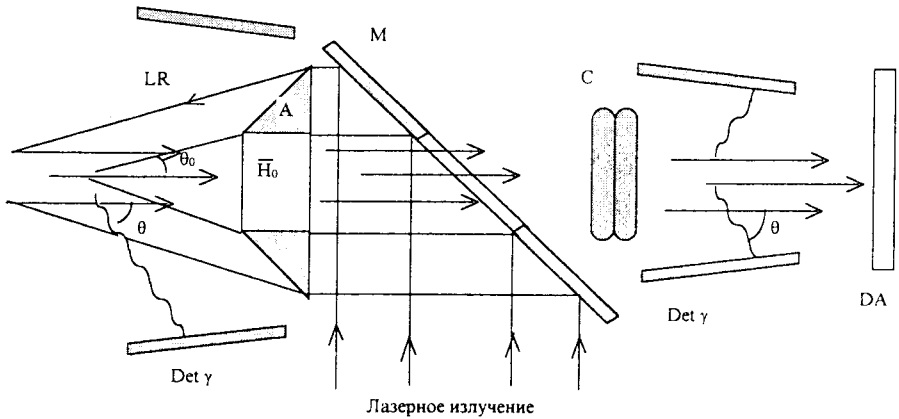


Рис. 10. Схема эксперимента по оптической спектроскопии атомов антиводорода: $\bar{\text{H}}^0$ — пучок атомов антиводорода, LR — лазерный луч, М — зеркало, А — коническая «призма» — аксикон, С — резонатор возбуждения $2S$ – $2P$ -переходов, Det γ — детекторы УФ-фотонов, DA — детекторы излучения, возникающего при аннигиляции частиц атома $\bar{\text{H}}^0$ — антипротона и позитрона в стенках детектора

Постановку эксперимента можно представить себе следующим образом (рис. 10): лазерный луч направляется с помощью преломляющего конуса — «аксикона» навстречу пучку атомов $\bar{\text{H}}^0$. Аксикон имеет отверстие в центре. Атомы, возбужденные излучением, попадают в резонаторы С, настроенные на частоты $2S$ – $2P$ -переходов. После перехода в короткоживущее $2P$ -состояние атомы высвечиваются, а дальнейшая процедура их регистрации аналогична, в принципе, описанной в п.2.1: фотоны $2P$ – $1S$ -переходов регистрируются на совпадение (с времяпролетным отбором) с сигналами от детекторов аннигиляционных и ионизационных камер. Таким образом, регистрируется *интегральный поток* УФ-фотонов как функция скорости атомов $\bar{\text{H}}^0$.

В значительной степени фон рассеянного лазерного излучения можно снизить благодаря все тому же доплеровскому сдвигу длины волны излучения движущихся атомов. Длина волны и поток фотонов зависят от направления излучения в лабораторной системе (угол θ , рис. 10)

$$\lambda_{\text{lab}} = \gamma(1 - \beta \cos \theta) \lambda_0, \quad (5.6)$$

$$\frac{d\dot{N}_\gamma}{d\Omega} = \frac{\dot{N}^*}{\gamma^2(1 - \beta \cos \theta)^2}, \quad (5.7)$$

где $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$ — длина волны излучения в системе атома. Отсюда и из (5.1) следует, что в лабораторной системе длина волны излучения атома короче, чем лазерная; они сравниваются только для фотонов, рассеянных строго назад. При этом излучение атома направлено преимущественно вперед: поток фотонов в переднюю полусферу равен

$$\dot{N}_\gamma = \frac{1 + \beta}{2} \dot{N}^* \quad (5.8)$$

Критическим является вопрос о выборе лазера, т.к. для перехода $1S-2S$, даже при двухфотонном возбуждении, нужен лазер с длиной волны около 240 нм. Ближайший кандидат — эксимерный KrCl-лазер ($\lambda = 222$ нм). К сожалению, мощность эксимерных лазеров невелика, и проблематичным является их использование в непрерывном одномодовом режиме. Можно использовать доплеровский сдвиг (5.1) и встречные атомарно-лазерные пучки, как это показано на рис.10. В частности, чтобы добраться до области наиболее мощного из лазеров непрерывного действия — аргонового (514 нм), нужны атомы с энергией антипротона ~ 280 МэВ ($\beta = 0,64$). Такая энергия вполне достижима в предложенной схеме генерации антиводорода.

И, конечно, главным вопросом остается разрешение метода. Переход $1S-2S$ интересен именно тем, что малая ширина $2S$ -уровня позволяет, в принципе, измерить частоту перехода с точностью

$$\frac{\delta\omega}{\omega} \leq \frac{\Gamma}{\omega} \sim 10^{-17}, \quad (5.9)$$

на что указывали авторы работы [4]. Наилучшая точность, достигнутая для этого перехода в водороде, составляет $1 \cdot 10^{-11}$ [49]*. В этой работе используется схема с компенсацией (в первом порядке) доплеровского разброса частот — так называемая «Doppler-free»-спектроскопия [50]: два лазерных пучка, распространяющихся один вдоль атомарного пучка, другой — навстречу ему.

В схеме встречных атомарно-лазерных пучков, рассмотренной выше, доплеровский разброс играет определяющую роль. Для его оценки в формуле (5.1) следует учесть угловой разброс $\Delta\theta$ пучка \bar{N}^0 и разброс атомов по продольным скоростям $\Delta v / v$:

$$\begin{aligned} \omega' &= \gamma (1 + \beta \cos \theta) \omega \approx \\ &\approx \gamma (1 + \beta \cos \theta_0) \omega \left(1 + \beta \gamma^2 \frac{\Delta v}{v} - \frac{\beta}{1 + \beta} \left(\theta_0 \Delta\theta + \frac{\Delta\theta^2}{2} \right) \right), \end{aligned} \quad (5.10)$$

*Недавно появилось сообщение о достижении уровня $1 \cdot 10^{-12}$ (не опубликовано).

где $\theta_0 \ll 1$ — угол пересечения пучков (рис. 10). Отсюда следует, что для пучка с параметрами, приведенными в табл.3, доминирующим является разброс по продольным скоростям, создающий доплеровский разброс частот порядка

$$\frac{\delta\omega'}{\omega'} \approx \beta\gamma^2 \frac{\Delta v}{v} \approx 10^{-7}. \quad (5.11)$$

Прием подгонки, упоминавшийся в разд.4, позволяет превысить этот предел, по крайней мере, на порядок, т.е. выйти на уровень точности 10^{-8} .

Применение «Doppler-free»-схемы возможно в обсуждаемых экспериментах, если каким-либо способом удастся решить проблему лазера. К сожалению, использовать доплеровский сдвиг, как это предложено выше, теперь не удастся, т.к. «Doppler-free»-схема предполагает возбуждение двух-фотонного перехода в атоме, облучаемом двумя встречными пучками от одного и того же лазера: один из пучков направлен вдоль потока атомов, другой — навстречу. Поэтому доплеровские сдвиги имеют разные знаки для каждого из пучков. На этом, собственно, и основана идея схемы: суммарная энергия (частота) двух встречных фотонов в системе атома (см. (4.11)) не зависит от углового разброса пучка и, в первом приближении, от разброса по скоростям:

$$\omega'_1 + \omega'_2 = 2\gamma \omega_{\text{laser}}.$$

Здесь ω_{laser} — частота лазерного излучения в лабораторной системе. Разброс продольных скоростей входит только через фактор γ , и вместо (5.11) имеем

$$\frac{\delta\omega'}{\omega'} \approx \gamma^2 \beta^2 \frac{\Delta v}{v}.$$

Если в системе электронного охлаждения антипротонов используется электронная пушка с адиабатически медленным ускорением (см. [6], п.4.2), вклад флуктуаций, определяющий обычно температуру электронов (первое слагаемое в выражении для T_{\parallel} , формула (2.3)) становится пренебрежимо малым. В этом случае из (2.3) имеем

$$\frac{\Delta v}{v} \sim \frac{T_C}{\sqrt{4\varepsilon_p \varepsilon_e}} \quad \text{и} \quad \frac{\delta\omega'}{\omega'} \sim \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{T_C}{mc^2} \sim 5 \cdot 10^{-9},$$

если $T_C \sim 0,1$ эВ (пушка с термокатодом). Применение специальной пушки с фотокатодом и фитирование доплеровского уширения линии позволяют достичь разрешения на уровне 10^{-11} . Существенно, что разрешение в этой постановке эксперимента почти не зависит от скорости атомов антиводорода.

5.2. Двухфотонный переход 2S–4S. Этот переход, рассмотренный в [4] в качестве объекта измерений, лежит в области видимого света (длина волны 486 нм), поэтому выбор нужного лазера не представляет большой проблемы.

Так, аргоновый лазер, используемый по обсуждавшейся в п.5.1 схеме, требует энергии антипротонов всего лишь 1,4 МэВ.

Ширина 4S-уровня равна [51]:

$$\Gamma_{4S} = 4,3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}.$$

Приняв, что наиболее вероятен двухфотонный переход 2S–4S через уровень 3P, аналогично (5.4) найдем:

$$W_{2S4S}^{(2)} \approx 1,5 \cdot 10^{-4} \left(\frac{dP}{dS} \right)_{\text{Вт/см}^2}^2 \quad (5.12)$$

Здесь принято, что ширина полосы лазерного излучения достаточно мала: $\Delta\omega \ll \Gamma_{4S}$. Тогда, выбрав импульсный лазер с плотностью мощности порядка 100 кВт/см², $\beta = 0,054$ (1,4 МэВ), $L = 5$ м, аналогично (5.5) найдем скорость счета:

$$\dot{N}^* \approx 0,5 \dot{N}_{Ar}.$$

Такая скорость счета позволяет получить порядка одного перехода за вспышку лазера при $\dot{N}_{Ar} \sim 50$, длительности вспышки ~ 10 мкс и частоте повторения ~ 4 кГц.

5.3. Однофотонный переход 1S–2P. Несмотря на довольно-таки значительную, около 100 МГц, ширину 2P-уровня, прецизионное измерение этого перехода представляет интерес, т.к. дает дополнительные (к описанным выше, см. разд.4) возможности. Длина волны перехода лежит в УФ-области: 121 нм, и даже в режиме встречных пучков проблематично найти подходящий лазер. Задача несколько облегчается благодаря большому сечению поглощения на этом переходе [19]:

$$\sigma = 256\pi \left(\frac{2}{3} \right)^{10} \frac{\alpha a_0^2 \omega_0}{\Gamma} \approx 6,4 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-2}, \quad \Delta\omega \ll \Gamma. \quad (5.13)$$

Поэтому можно использовать, например, непрерывный HeCd-лазер с длиной волны 325 нм и работать в режиме встречных пучков с энергией антипротонов около 500 МэВ ($\beta = 0,756$).

Число переходов в единицу времени в этом случае получим аналогично (5.5) (см. также [52, с.55]) для лабораторной системы в виде

$$\begin{aligned} \dot{N} &= \frac{(1 + \beta)^2 \gamma}{8\pi\beta} \frac{\sigma L}{\hbar\omega_0 c} \frac{dP}{dS} \dot{N}_{At} \approx \\ &\approx 5,2 \cdot 10^{-5} \frac{(1 + \beta)^2 \gamma}{\beta} L \left(\frac{dP}{dS} \right)_{\text{Вт/см}^2} \dot{N}_{At}, \text{ с}^{-1}. \end{aligned} \quad (5.14)$$

В (5.13) сечение σ записано в системе покоящегося атома, где оно выражается через характеристики атома. Для тех же параметров, что упоминались выше ($L = 5$ м, $\dot{N}_{At} = 3 \cdot 10^4$), и $dP/dS = 1$ Вт/см² получим $\dot{N}^* \approx 2 \cdot 10^3$ с⁻¹.

Выбранная здесь плотность мощности достижима для HeCd-лазера, а работа в непрерывном режиме позволяет надеяться на хорошую монохроматичность.

Схема регистрации (рис.10) в данном случае не требует использования резонаторов С, т.к. при возбуждении атомы переходят в короткоживущее $2P$ -состояние. Их излучение имеет те же особенности, что и в п.5.1: оно сдвинуто в коротковолновую область относительно лазерного и направлено преимущественно вперед (формулы (5.6) — (5.8)). Поэтому можно по-прежнему регистрировать интегральный поток фотонов с дискриминацией по энергии и отбором на совпадение с аннигиляционными квантами. Оценки разрешения (5.10), (5.11) также остаются в силе, и, по-видимому, здесь также можно рассчитывать на уровень точности $\delta\omega/\omega \sim 10^{-8}$.

Рассмотренные в этом разделе эксперименты не исчерпывают, конечно, все возможности оптической спектроскопии быстрых атомов \bar{H}^0 . Можно, во всяком случае, утверждать, что все спектроскопические измерения, обсуждаемые для низкоэнергичных одиночных атомов антиводорода, удерживаемых в ловушках [4], могут быть с неменьшим успехом поставлены на потоке быстрых атомов.

6. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ПОТОКАХ ПОЗИТРОНИЯ

6.1. Позитроний в магнитном поле. Позитроний в магнитном поле ведет себя в известной степени аналогично атому водорода (см. п.4.4). Отличие связано с тем, что магнитные моменты электрона и позитрона с известной сегодня точностью равны по величине и противоположны по знаку.

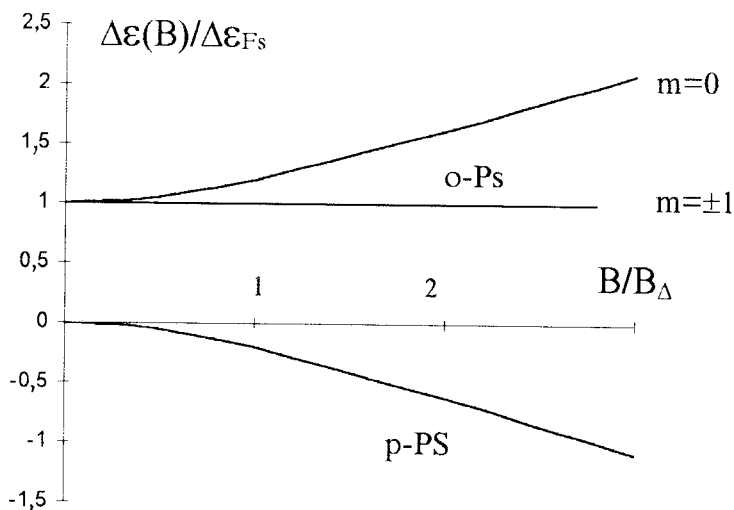


Рис.11. Расщепление основного уровня позитрония в магнитном поле

Поэтому в ортосостоянии суммарный магнитный момент позитрония равен нулю, хотя спин равен единице. В парасостоянии — все наоборот. В результате в позитронии отсутствует линейный эффект Зеемана (рис.11), а орто-уровень с $m = \pm 1$ вообще не реагирует на присутствие магнитного поля B [53]:

$$\Delta\varepsilon_{\text{ortho}}(m = \pm 1) = \Delta\varepsilon_{FS} = \text{const},$$

$$\Delta\varepsilon_{\text{ortho}}(m = 0) = \frac{\Delta\varepsilon_{FS}}{2} + \sqrt{\left(\frac{\Delta\varepsilon_{FS}}{2}\right)^2 + (2\mu B)^2},$$

$$\Delta\varepsilon_{\text{para}} = \frac{\Delta\varepsilon_{FS}}{2} - \sqrt{\left(\frac{\Delta\varepsilon_{FS}}{2}\right)^2 + (2\mu B)^2}. \quad (6.1)$$

Здесь $\Delta\varepsilon_{FS}$ — разность энергий основных состояний (тонкая структура) $o\text{-Ps}$ и $p\text{-Ps}$ (1.6), μ — магнитный момент электрона (позитрона).

В магнитном поле состояния позитрония смешиваются, аналогично тому, как это имеет место для атомов (п.4.1). При этом, в соответствии со сказанным выше, состояния $o\text{-Ps}$ с $m = \pm 1$ остаются невозмущенными, а состояния $o\text{-Ps}$ ($m = 0$) и $p\text{-Ps}$ образуют связанное состояние, динамика ко-

того описывается соотношениями п.4.1. Обычно принято (см. [53—55]) вводить ширины уровней и времена жизни o - Ps и p - Ps в магнитном поле в виде

$$\Gamma'_o \equiv \tau_o^{-1}(B) = \frac{\Gamma_o + y^2 \Gamma_p}{1 + y^2}, \quad \Gamma'_p \equiv \tau_p^{-1}(B) = \frac{\Gamma_p + y^2 \Gamma_o}{1 + y^2}, \quad (6.2)$$

$$y = (\sqrt{1 + x^2} - 1)/x \approx \begin{cases} x/2, & x \ll 1, \\ 1 - \frac{1}{x}, & x \gg 1, \end{cases} \quad x = \frac{B}{B_\Delta}, \quad (6.3)$$

$$B_\Delta = \Delta \epsilon_{FS} / 4\mu = 3,62 \text{ Тл.}$$

Здесь $\Gamma_o = 1/\tau_o$ и $\Gamma_p = 1/\tau_p$ — постоянные распада (ширины уровней) и времена жизни o - Ps и p - Ps в свободном состоянии (табл.2). Нетрудно убедиться, что эти выражения совпадают с (4.10) при замене

$$\begin{aligned} \Omega_E &\rightarrow 2\mu B / \hbar, & \Delta\omega &\rightarrow \Delta \epsilon_{FS} / \hbar, \\ \Gamma_d &\rightarrow \Gamma_o, & \Gamma_u &\rightarrow \Gamma_p. \end{aligned} \quad (6.4)$$

Тогда, соответственно,

$$\Gamma'_{d,u} = \tau_{p,o}^{-1}(B). \quad (6.5)$$

В слабом поле $B \ll B_\Delta$ выражения (6.2) для времени жизни имеют приближенные значения

$$\begin{aligned} \tau_o^{-1}(B) &\approx \tau_o^{-1} + \frac{x^2}{4} \tau_p^{-1}, \\ \tau_p(B) &\approx \tau_p. \end{aligned} \quad (6.6)$$

Таким образом, время жизни $\tau_o(B)$ несколько уменьшается, а $\tau_p(B)$ остается практически постоянным.

Не следует, однако, рассматривать приведенные выражения упрощенно как изменение времени жизни двух состояний позитрония (что, как правило, делается в цитированных работах). На самом деле смешанное состояние позитрония в магнитном поле «живет» в соответствии с законом (4.9), (4.10). Соответственно вероятность распада позитрония в этом смешанном состоянии на два или три гамма-кванта определяется вероятностью пребывания позитрония в d (пара) или u (орто)-состоянии (4.9).

Теперь можно полностью описать поведение потока ортопозитрония, пересекающего участок с магнитным полем.

Будем считать, что этот участок расположен достаточно далеко от области генерации позитрония (рис.5), так что на входе имеется только долгоживущая o - P_s -компонента, полный поток которой равен \dot{N}_{P_s} . В среднем атомы позитрония на входе равновероятно распределены по состояниям o - P_s с $m = 0, \pm 1$. Поэтому $2/3$ потока, соответствующие состояниям $m \pm 1$, распадаются с постоянной τ_o , а $1/3$ потока, перейдя в смешанное состояние, распадается в соответствии с (4.9). Поток на выходе участка составляет

$$\begin{aligned} \dot{N}_o(l)/\dot{N}_{P_s} &= \frac{2}{3} e^{-\tau/\tau_o} + \frac{1}{3} P_u(\tau), \\ \dot{N}_p(l)/\dot{N}_{P_s} &= \frac{1}{3} P_d(\tau), \end{aligned} \quad (6.7)$$

где $\tau = l/v_0$ — время пролета участка длины l , $P_{u,d}(\tau)$ — значения вероятностей (4.9) на выходе участка (с учетом замен (6.4)). Удобно записать эти соотношения через параметры x и $y(x)$ (см. (6.2)):

$$\begin{aligned} \dot{N}_o(l)/\dot{N}_{P_s} &= \frac{2}{3} e^{-\Gamma_o \tau} + \\ &+ \frac{1}{3(1+y^2)^2} (e^{-\Gamma_o' \tau} + y^4 e^{-\Gamma_p' \tau} + 2y^2 e^{-\Gamma \tau} \cos \omega_x \tau), \\ \dot{N}_p(l)/\dot{N}_{P_s} &= \frac{y^2}{3(1+y^2)^2} (e^{-\Gamma_o' \tau} + e^{-\Gamma_p' \tau} - 2e^{-\Gamma \tau} \cos \omega_x \tau), \end{aligned} \quad (6.8)$$

$$\omega_x = \sqrt{1+x^2} \frac{\Delta \epsilon_{FS}}{\hbar}, \quad \Gamma = \Gamma_o + \Gamma_p.$$

Осцилляции потоков o - P_s и p - P_s компонент на выходе заметны, если время пролета порядка τ_p (рис.12). В частности, если участок достаточно длинный, так что

$$\tau \sim \tau_o \gg \tau_p, \quad (6.9)$$

соотношения (6.8) в слабом поле ($x \ll 1$) можно приближенно записать в виде

$$\dot{N}_o(l) \approx \frac{\dot{N}_{Ps}}{3} (2e^{-\Gamma_o \tau} + e^{-\Gamma'_o \tau}), \quad (6.10)$$

$$\dot{N}_p(l) \approx \frac{\dot{N}_{Ps}}{12} \left(\frac{B}{B_\Delta} \right)^2 e^{-\Gamma'_o \tau}, \quad B \ll B_\Delta.$$

Таким образом, на выходе длинного участка со слабым магнитным полем к ослабленному потоку ортопозитрония примешивается малая доля паразитония.

Немаловажен также тот факт, что в магнитном поле $2/3$ начальной интенсивности (или половина от полного потока позитрония, генерируемого накопителем) распадается по «обычному» экспоненциальному закону с постоянной Γ_o . В любом случае уровень поля, при котором становится заметной убыль позитрония, составляет порядка B_Δ .

Полезно привести также выражения полного числа для 3γ - и 2γ -аннигиляций в единицу времени на участке с магнитным полем. Для этого нужно проинтегрировать по времени пролета производные вероятности пребывания позитрония в орто- или парасостоянии. Отметим некоторую тонкость вычисления этих производных: в функциях (4.9) или (6.8), описывающих вероятность, сомножители $\cos \Omega t$ или $\cos \omega_x t$ в последних слагаемых дифференцировать не нужно, т.к. их производные дают поток вероятности из o - Ps - в p - Ps -состояние или обратно, тогда как число

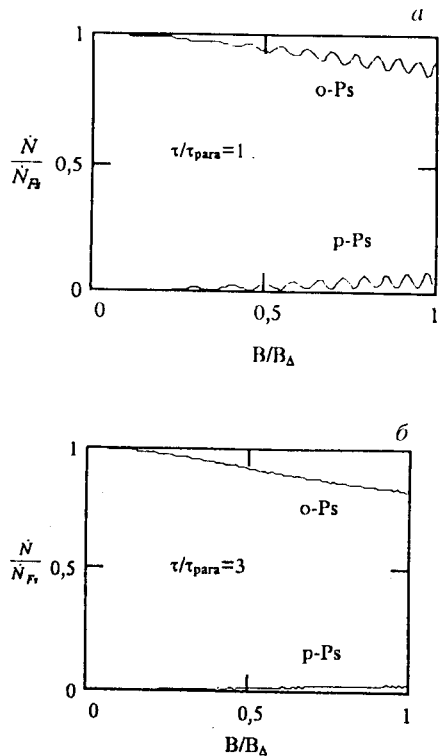


Рис.12. Зависимость интенсивности o - Ps и p - Ps на выходе участка с магнитным полем от величины поля; время пролета а) $\tau = \tau_p$, б) $3\tau_p$. Обозначения см. в тексте

аннигиляций в единицу времени представляют производные только трех экспонент. Интегралы от вычисленных таким образом производных вероятности o - Ps -состояния дадут число 3γ -аннигиляций $\dot{N}_{3\gamma}^*$, то же для p - Ps — число 2γ -событий $\dot{N}_{2\gamma}^*$. Получающиеся выражения довольно громоздки, но, тем не менее, заслуживают быть приведенными здесь:

$$\dot{N}_{3\gamma}^*/\dot{N}_{Ps} = \frac{2}{3} \left(1 - e^{-\Gamma_o \tau} \right) + \frac{1}{3(1+y^2)} \left[1 - e^{-\Gamma'_o \tau} + y^4 \left(1 - e^{-\Gamma'_p \tau} \right) + y^2 f(\tau) \right],$$

$$\dot{N}_{2\gamma}^*/\dot{N}_{Ps} = \frac{y^2}{3(1+y^2)} \left[2 - e^{-\Gamma'_o \tau} - e^{-\Gamma'_p \tau} - f(\tau) \right], \quad (6.11)$$

$$f(\tau) = \frac{2\Gamma}{\Gamma^2 + \omega_x^2} \left[\Gamma(1 - e^{-\Gamma\tau} \cos \omega_x \tau) + \omega_x e^{-\Gamma\tau} \sin \omega_x \tau \right].$$

В приближении длинного участка (6.9) и слабого поля $y \ll 1$ отсюда имеем

$$\dot{N}_{3\gamma}^* = \dot{N}_{Ps} \left(1 - \frac{2}{3} e^{-\Gamma_o \tau} - \frac{1}{3} e^{-\Gamma'_o \tau} \right), \quad (6.12)$$

$$\dot{N}_{2\gamma}^* = \frac{\dot{N}_{Ps}}{12} \left(\frac{B}{B_\Delta} \right)^2 \left(2 - e^{-\Gamma'_o \tau} \right).$$

Эти выражения имеют почти очевидный смысл: состояние o - Ps ($m = \pm 1$) частично распадается на три гамма-кванта с постоянной Γ_o , верхнее смешанное состояние — также частично, но с постоянной Γ'_o . Нижнее смешанное состояние распадается на два гамма-кванта частично с постоянной Γ'_o и полностью с постоянной $\Gamma'_p \gg \tau^{-1}$ — отсюда во втором выражении появляется двойка вместо единицы. Осциллирующие члены исчезают в этом приближении.

6.2. Время жизни ортопозитрония. Обсуждавшаяся в п. 1.2 проблема прецизионного измерения времени жизни o - Ps требует выхода на уровень точности лучше 10^{-4} (см. табл.2). При использовании потока ортопозитрония возможна постановка эксперимента в классическом варианте: измерение зависимости скорости счета тройных совпадений (желательно, с траекторным анализом) от координаты вдоль вакуумного канала регистрации

позитрония (рис.5, поз.8). При скорости позитрония 10^{10} см/с тройная длина распада составляет примерно 14 м, что при угловой расходимости потока 1,5 мрад (табл.3) дает размер потока на выходе около 20 мм.

Точность измерения времени жизни при такой постановке эксперимента (фитирование зависимости $N(x)$ экспоненциальным законом)

$$\epsilon_{\tau} \leq \frac{e^k}{\sqrt{N_1} \ln N_1} + \frac{2\delta x}{L}, \quad (6.13)$$

где k — отношение длины канала регистрации к длине распада, N_1 — число отсчетов, набранных на входе в канал, δx — точность измерения координаты. В обсуждаемом случае точность $\epsilon_{\tau} = 10^{-5}$ при $k = 3$, $L = 14$ м требует $N_1 \sim 5 \cdot 10^8$, $\delta x \sim 0,15$ мм. Для набора такой статистики при потоке 10^4 с $^{-1}$ нужно около 15 часов. Таким образом, указанный уровень точности представляется вполне достижимым, а проведение эксперимента в чистых вакуумных условиях делает его весьма привлекательным.

Отметим, что L_{α} -фотоны, возникающие при образовании позитрония, можно использовать как «старт»-сигналы.

6.3. Время жизни паразитрония. Используя смешивание орто- и парасостояний в магнитном поле, можно получить на выходе участка с магнитным полем поток, обогащенный паразитронием. Измеряя затем по той же схеме, что и в п.6.2, распад позитрония с отбором *парных совпадений* при регистрации γ -квантов, можно определить время жизни p - Ps .

Известную трудность представляет короткое время жизни p - Ps : при том же значении скорости 10^{10} см/с тройная длина распада p - Ps составляет всего лишь 3,75 см. Возможный вариант решения этой проблемы — регистрация поглощения позитрония с последующей аннигиляцией в мишенях, которые поочередно вводятся на пути потока позитрония. В этом случае можно надеяться на точность локализации точки аннигиляции порядка 10 мкм, что и даст основной вклад в ошибку измерения:

$$\frac{\delta x}{L} \sim 3 \cdot 10^{-4}.$$

Фитирование к экспоненциальной зависимости позволяет выйти на уровень точности $5 \cdot 10^{-5}$.

Вторая трудность в этом способе — низкая интенсивность потока p - Ps -компоненты. Ее можно, впрочем, обойти, используя в дополнение к магнитному полю возбуждение переходов между состояниями позитрония в переменном электромагнитном поле аналогично пп.4.2 и 4.4. Частота пере-

ходов между уровнями тонкой структуры (рис.11 и табл.2) составляет порядка 200 ГГц, что соответствует длине волны 1,5 мм (доплеровский сдвиг (4.11) мал). Подобная процедура использовалась в работе [31] по измерению $\Delta\epsilon_{FS}$.

Другой способ косвенный, в нем опять-таки используется смешивание состояний и уменьшение времени жизни $o-Ps$ в магнитном поле (6.2), (6.3). Именно этот эффект использован в работе [26]. В обсуждаемом случае нет возможности иметь какой-либо старт-сигнал, поэтому использовать ту же постановку эксперимента, что и в [26], невозможно. Вместо этого можно измерять зависимость потоков 3γ - и 2γ -событий от величины магнитного поля (параметр y) и времени пролета (вариация энергии), а затем фитировать эту зависимость законом (6.12), извлекая значение $\Gamma'_o(B)$ (6.2). Зная величину B и Γ_o , можно вычислить Γ_p . Очевидно, здесь возможно двойное фитирование — $\dot{N}^*(B)$ законом (6.12) и $\Gamma'_o(B)$ законом (6.2). Можно рассчитывать на достижение уровня точности, по крайней мере, не хуже 10^{-5} , поскольку в такой постановке используется почти полный поток позитрония.

6.4. Спектроскопия позитрония. Эксперименты по прецизионному измерению спектра позитрония, описанные в п.1.2, возможны и при использовании направленных потоков позитрония. Их высокая интенсивность и низкий разброс по скорости позволяют надеяться на достижение уровня точности, по крайней мере, порядка 10^{-6} (на порядок лучше доплеровского разброса, табл.3). Эти эксперименты возможны как в радиоспектроскопической, так и в лазерно-спектроскопической постановке. Последняя не исключает также измерения на двухфотонных переходах с компенсацией доплеровского разброса.

6.5. Поиски экзотических каналов распада и «зеркального мира». Эксперимент по измерению времен жизни $o-Ps$ в описанной в п.6.2 постановке может быть расширен в сторону поиска экзотических каналов распада, короткоживущего бозона и «зеркального мира», описанных в п.1.2.

Для выделения каналов распада (1.7) требуется поток ортопозитрония, очищенный от $p-Ps$ -компоненты в должной степени. Так, для измерения вероятности распада $o-Ps$ на два γ -кванта на уровне 10^{-8} нужно использовать канал регистрации длиной более 18 распадных длин паракомпоненты, что соответствует всего лишь 70 см при скорости 10^{10} см/с. Отсюда следует, что такой эксперимент можно поставить в очень чистых условиях. Еще чище условия для распадов 4γ и выше. Поэтому достижимый предел практически будет определяться фоновыми условиями и «просчетами» регистрации совпадений.

Поиск распадов p - Ps типа (1.8) затруднен именно фоном от распадов o - Ps . Здесь можно использовать принудительный перевод позитрония из o - Ps в p - Ps -состояние, описанный в п.6.3, что дает определенные возможности выделения экзотических событий.

Поиск короткоживущих бозонов в распадах o - Ps также значительно облегчен в данном случае, по сравнению с цитированными работами, благодаря чистоте экспериментальных условий и высокой интенсивности потока. В частности, практически полностью отсутствует интенсивный фон от аннигиляции позитронов в мишени, неизбежно возникающий в традиционной постановке, когда позитроний образуется при рекомбинации позитронов, останавливающихся в мишени, с электронами атомов мишени. Именно этот фон, а также фон p - Ps -распада, является главной помехой в цитированных работах. Следует отметить, правда, что при распаде o - Ps на лету пик монохроматических гамма-квантов уширяется по сравнению с распадом покоящихся позитрониев. Так, при распаде остановившегося o - Ps по схеме (1.9) в энергетическом спектре γ -квантов должны наблюдаться два острых пика — один от распада o - Ps на бозон и γ -квант, с энергией γ -кванта

$$\epsilon_1 = \left(m - \frac{m_b^2}{4m} \right) c^2, \quad (6.14)$$

и второй — от распада бозона на 2γ :

$$\epsilon_2 = m_b c^2 / 2. \quad (6.15)$$

При регистрации тех же распадов в моноскоростном потоке o - Ps эти пики несколько сдвинутся на величину $\delta\epsilon_\gamma \sim (\gamma - 1) \epsilon_{1,2}$ и уширятся, причем их ширина составит

$$\Delta\epsilon_\gamma \sim 2\beta(\epsilon_\gamma)_{\max}.$$

Такое уширение несколько затрудняет регистрацию пиков, однако резкое улучшение фоновых условий (в частности, отсутствие интенсивной линии аннигиляции позитронов, поглощенных мишенью в традиционной постановке) с лихвой компенсирует этот недостаток.

И, наконец, проверка гипотезы «зеркального мира» сводится к измерению отклонения распределения числа распадов $N(x)$ по длине канала от экспоненциального закона. Поэтому эксперимент по измерению времени жизни o - Ps в постановке, описанной в п.6.2, позволяет одновременно определить уровень потока «убегающих» позитрониев.

Таблица 4. Точность экспериментальных значений параметров фундаментальных частиц

Параметр	Точность	
	достигнутая	ожидаемая
Различие электрических зарядов антипротона и позитрона, $\delta e/e$	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-9}$
То же для электрона, позитрона, протона, антипротона, $\delta e/e$	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-8}$
Магнитный момент антипротона, $\delta\mu_a/\mu_a$	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-5}$
Различие магнитных моментов протона и антипротона, $\delta\mu/\mu_N$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-7}$
Сверхтонкая структура основного состояния антиводорода, $\delta\varepsilon/\varepsilon$	—	$3 \cdot 10^{-8}$
Сверхтонкая структура $2S_{1/2}$ и лэмбовский сдвиг $2P_{1/2}$ -уровней антиводорода, $\delta\varepsilon/\varepsilon$	—	$2 \cdot 10^{-5} \div 1 \cdot 10^{-6}$
Энергия $1S$ - $2S$ -перехода антиводорода, $\delta\varepsilon/\varepsilon$	—	$1 \cdot 10^{-10}$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперименты на направленных потоках монохроматических атомов антиводорода и позитрония открывают новые возможности экспериментальной проверки *CPT*-теоремы и квантовой электродинамики. В табл.4 представлены достигнутые сегодня и ожидаемые, на основе сделанных выше оценок, уровни точности значений параметров фундаментальных частиц и простейших атомов.

Автор пользуется возможностью выразить благодарность за плодотворные дискуссии и сотрудничество Ю.П.Гангрскому, С.Н.Гниненко, О.И.Картавцеву, Э.А.Кураеву, Д.П.Мёлю, О.И.Мешкову, А.Н.Скринскому, Ю.Л.Сokolovu и М. Чарльтону.

Автор благодарит В. Олерта за предоставленную возможность ознакомиться с работой [3] в рукописи, Т.А.Степанову, Л.В.Соболеву и А.О.Сидорина за помощь в подготовке публикации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 96-02-17211.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будкер Г.И., Скринский А.Н. — УФН, 1978, т.124, №4, с.561.
2. Herr H., Moehl D., Winnacker A. — In: Physics at LEAR with Low-Energy Cooled Antiprotons. New York, Plenum Press, 1984, p.659.
3. Baur G., Boero G., Oelert W. et al. — Phys. Lett., 1996, v.B368, p.251.
4. Charlton M., Eades J., Horvath D. et al. — Physics Reports, 1994, v.241, №2, p.67.
5. Poth H. — Appl. Phys., 1987, A43, p.287.
6. Мешков И.Н. — ЭЧАЯ, 1994, т. 25, №6, с. 1487.
7. Мешков И.Н., Скринский А.Н. — Nucl. Instr. & Meth., 1996, v.A379, p.41; JINR Preprint E9-95-130, Dubna, 1995.
8. Ramsey N.F. — Phys. Rev., 1950, v.72, p.695; Molecular Beams, Oxford, Clarendon press, 1950 (пер. с англ., М.: ИЛ, 1960).
9. Heberle J.W., Reich H.A., Kusch P. — Phys. Rev., 1956, v.101, p.612.
10. Соколов Ю.Л. — ЖЭТФ, 1982, т.83, с.15.
11. Пархомчук В.В. — In: Proc. of Symp. «Production and Investigation of Atomic Antimatter», Karlsruhe, 1988, p. 315.
12. Kopfermann H. — Kernmomente, Akademische Verlagsgesellschaft mbH, Frankfurt am Main, 1956 (пер. с нем.: М.: ИЛ, 1960).
13. Мешков И.Н. — Ядерная физика, 1996, т.59, №8, с.1523; Hyperfine Interactions, 1997, v.9, p.1.
14. Review of Part. Prop. — Phys. Rev., 1995, v.D50, p.1173.
15. Gabrielse G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1995, v.74, p.35.
16. Kreissl A. et al. — Z.Phys., 1988, v.C37, p.557.
17. Carosi R. et al. — Phys. Lett., 1990, v.B237, p.303.
18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Квантовая механика. М.: Наука, 1974.
19. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. — Релятивистская квантовая теория, М.: Наука, ч.4, 1968.
20. Фейнман Р. — Квантовая электродинамика. М.: Мир, 1964, с.172; W.A. Benjamin Inc., NY, 1961.
21. а) Adkins G.S., Salahuddin A.A., Schalm K.E. — Phys. Rev., 1992, v.45A, p.7774.
б) Labelle P., Lepage G.P., Magnea U. — Phys. Rev. Lett., 1994, v.72, p.2006.
22. Westbrook C.I., Gidley D.W., Conti R.S., Rich A. — Phys. Rev., 1972, v.A40, p.5489.
23. Westbrook C.I., Gidley D.W., Conti R.S., Rich A. — Phys. Rev. Lett., 1987, v.58, p.1328.
24. Nico J.S., Gidley D.W., Rich A., Zitzewitz P.W. — Phys. Rev. Lett., 1990, v.65, p.1344.
25. Asai S., Orito S., Shinohara N. — Phys. Lett., 1995, v.357 B, p.475.
26. Al-Ramadhan A.H., Gidley D.W. — Phys. Rev. Lett., 1994, v.72, p.1632.
27. Кураев Э.А., Кухто Г.В., Силагалдзе З.К. — ЯФ, 1990, т.51, с.1638; препринт ИЯФ СО РАН №89—154, 1989.
28. Мильштейн А.И., Хриплович И.Б. — ЖЭТФ, 1994, т.106, с.689.
29. Chu S., Mills A.P. — Phys. Rev. Lett., 1984, v.52, p.1689.
30. Danzmann K., Fee M.S., Chu S. — Phys. Rev., 1989, v.A39, p.6072.
31. Ritter M.W., Egan P.O., Hughes V.W., Woodle K.A. — Phys. Rev., 1984, v.A30, p.1331.
32. Hatamian S., Conti R.S., Rich A. — Phys. Rev. Lett., 1987, v.58, p.1833.
33. Gidley D.W., Nico J.S., Scalsey M. — Phys. Rev. Lett., 1991, v.66, p.1302.

34. Adachi S., Chiba M., Hirose T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1990, v.65, p.2634.
35. Amaldi U., Carboni G., Jonson B., Thun J. — Phys. Lett., 1985, v.153B, p.444.
36. а) Orito S., Yoshimura K., Haga T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1989, v.63, p.597;
б) Tsuchiaki M., Orito S., Yoshida T., Minowa M. — Phys. Lett., 1990, v.B236, p.81.
37. Акopyan M.V., Atoyan G.S., Gninenko S.N., Sukhov V.V. — Phys. Lett., 1991, v.B272, p.443.
38. Asai S., Shigekuni K., Sanuki T., Orito S. — Phys. Lett., 1994, v.B323, p.90.
39. Кобзарев И.Ю., Окунь Л.Б., Померанчук И.Я. — Ядерная физика, 1968, т.3, с.1154.
40. Glashow S.L. — Phys. Lett., 1986, v.167B, p.35.
41. Gninenko S.N. — Phys. Lett., 1994, v.B326, p.317.
42. Artamonov A.S., Derbenev Ya.S., Saldin E.L. — Part. Accel., 1988, v.23, p.73.
43. Дербенев Я.С. — Частное сообщение, 1995.
44. Charlton M., Lariccia G. — Hyperfine Interactions, 1993, v.76, p.97.
45. Kartavtsev O.I., Meshkov I.N. — Journ. of Physics, 1996, v.29, p.4303.
46. Галицкий В.М., Карнаков Б.М., Коган В.И. — Задачи по квантовой механике. М.: Наука, 1981.
47. Окунь Л.Б. — Лептоны и кварки. М.: Наука, 1990, с.91.
48. Делоне Н.Б. — Взаимодействие лазерного излучения с веществом. М.: Наука, 1989, с. 42—45; Делоне Н.Б., Федоров М.В. — Труды ФИАН, 1980, т.115, с.42.
49. Schmidt-Kaler F. et al. — Phys. Rev., 1995, v.A51, №4, p. 2789.
50. Василенко Л.С., Чеботаев В.П., Шишаев А.Б. — Письма в ЖЭТФ, 1970, т.12, с.161; Летохов В.С., Чеботаев В.П. — Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения. М.: Наука, 1990.
51. Bethe H.A., Salpeter E.E. — Quantum Mechanics of One- and Two- Electron Atoms. Berlin, Springer Verlag, 1957 (русский перевод: М.: ФМ, 1960), p.418, tabl.15.
52. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Теория поля. М.: Наука, 1967.
53. Гольданский В.И. — Физическая химия позитрона и позитрония. М.: Наука, 1968.
54. Halpern O. — Phys. Rev., 1954, v.94, p.904.
55. Rich A. — Rev. of Modern Phys., 1981, v.53, p.127.