

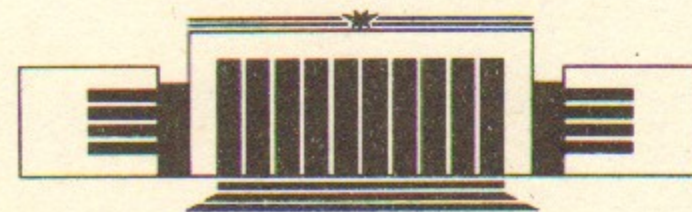


12  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

И.Б. Вассерман, П.В. Воробьев, Е.С. Глушкин,  
П.М. Иванов, Г.Я. Кезерашвили, И.А. Кооп,  
А.П. Лысенко, А.А. Михайличенко, И.Н. Нестеренко,  
Е.А. Переведенцев, А.А. Полунин, С.И. Середняков,  
А.Н. Скринский, Ю.М. Шатунов

**СРАВНЕНИЕ АНОМАЛЬНЫХ  
МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ  
ЭЛЕКТРОНА И ПОЗИТРОНА,  
ЭКСПЕРИМЕНТ 1987 г.**

ПРЕПРИНТ 87-117



НОВОСИБИРСК

Сравнение аномальных  
магнитных моментов  
электрона и позитрона,  
эксперимент 1987 г.

И.Б. Вассерман, П.В. Воробьев, Е.С. Глушкин,  
П.М. Иванов, Г.Я. Кезерашвили, И.А. Кооп,  
А.П. Лысенко, А.А. Михайличенко, И.Н. Нестеренко,  
Е.А. Переведенцев, А.А. Полунин, С.И. Середняков,  
А.Н. Скринский, Ю.М. Шатунов

АННОТАЦИЯ

Проведено сравнение аномальных магнитных моментов релятивистских электронов и позитронов по измерению разности фаз прецессии спинов за фиксированный промежуток времени. Показано, что разница аномальных магнитных моментов электрона и позитрона не превышает  $1 \cdot 10^{-8}$  на 95% уровне достоверности, что на порядок лучше точности предыдущих измерений.

ВВЕДЕНИЕ

Динамические свойства спина уже достаточно давно используются для определения магнитных моментов атомов и элементарных частиц по измерению угла поворота или частоты прецессии спина в магнитном поле. На сегодняшний день рекордным по точности ( $\sim 4 \cdot 10^{-9}$ ) является измерение отношения аномального магнитного момента электрона  $\mu'$  к нормальному  $\mu_0$ , выполненное с отдельным электроном в магнитной ловушке [1].

Аномальные магнитные моменты (АММ) частицы и античастицы являются удобными объектами для проверки СРТ-теоремы, предсказывающей их равенство по абсолютной величине. Сравнение АММ электрона и позитрона с точностью  $10^{-7}$  проведено в двух экспериментах: для нерелятивистских частиц в экспериментах с магнитной ловушкой, где независимо измерялись  $(g-2)$ -факторы электрона и позитрона [2], и наш предыдущий эксперимент на ВЭПП-2М, где измерялась разность АММ ультрарелятивистских электронов и позитронов в  $e^+e^-$ -накопителе [4]. Электрон-позитронный накопитель, где частицы и античастицы и их спины одновременно вращаются в одном и том же магнитном поле, наилучшим образом соответствует задаче сравнения аномальных магнитных моментов этих частиц.

Частота прецессии спина ультрарелятивистской частицы в накопителе с поперечным магнитным полем  $H_z$  может быть представлена в виде:

$$\Omega = \omega_s + 2\mu' \langle H_z \rangle = \omega_s \left( 1 + \gamma \frac{\mu'}{\mu_0} \right), \quad (1)$$

где  $\omega_s = \frac{e \langle H_z \rangle}{\gamma m c}$  — частота обращения, задаваемая ускоряющим ВЧ-генератором.

В наших предыдущих экспериментах на накопителе ВЭПП-2М [3, 4] сравнение АММ электрона и позитрона осуществлялось по одновременному измерению частот прецессии электрона  $\Omega^-$  и позитрона  $\Omega^+$  методом резонансной деполяризации [5]. Ошибка такого способа сравнения АММ, в идеальном случае, может быть значительно меньше разброса спиновых частот. Практическим ограничением точности являются нестабильность частоты ускоряющего напряжения и неконтролируемый дрейф величины магнитного поля накопителя.

#### ИДЕЯ МЕТОДА

От этих недостатков свободен другой метод, в котором измеряется разность углов поворота спина электронов и позитронов  $\Delta\varphi = \int_0^{\Delta t} (\Omega^+ - \Omega^-) dt$  за некоторое время  $\Delta t$ , которое в пределе определяется временем деполяризации. Максимальная чувствительность этого способа достигается в случае, когда поляризация лежит в плоскости, перпендикулярной  $\vec{H}_z$ . Радиационная поляризация электронов и позитронов в накопителе выстраивает их спины вдоль направления магнитного поля. Когерентный поворот спинов в горизонтальную плоскость может быть осуществлен высокочастотным полем  $\vec{H} \perp \vec{H}_z$ , частота которого  $f$  изменяется со скоростью  $\dot{f}$  вблизи резонансного значения  $f_p = \frac{\Omega}{2\pi}$ . При соблюдении условия адиабатичности [6]  $\omega^2 \gg 2\pi\dot{f}$ , где  $\omega = \frac{2\mu \langle \vec{H} \rangle}{\gamma} \simeq \frac{\langle \vec{H} \rangle}{\langle H_z \rangle} \omega_s$  изменение расстройки  $\Delta f = f - f_p$  от начального значения  $2\pi\Delta f_0 \gg \omega$  до нуля приводит к повороту направления поляризации на  $90^\circ$  с малым изменением ее степени, после чего высокочастотное поле выключается\*).

В дальнейшем спины будут прецессировать в горизонтальной

\* Возможности адиабатического переворота спинов электронов и позитронов в накопителе с помощью ВЧ-поля изучалась в работе [7]. ВЧ-устройство для когерентного поворота спинов получило название «флиппер».

плоскости, что можно наблюдать по гармоническому изменению продольной поляризации, как это делалось, например, в эксперименте по измерению  $(g-2)$  мюона [8]. Методом наблюдения продольной поляризации в нашем случае может быть упругое рассеяние на струе поляризованного атомарного водорода одновременно для электронов и позитронов.

Поскольку нас интересует только разность набора фазы  $\Delta\varphi$ , то ее измерение можно сделать, не прибегая к поворотному наблюдению за направлением поляризации. Если через время  $\Delta t$  повторно включить высокочастотное поле с частотой, изменяющейся в обратном порядке от  $f_p$  до  $f_0$ , то при этом восстанавливается стабильная к деполяризующим воздействиям поперечная поляризация пучков, но ее величина и знак произвольны, так как фазы\* спинов случайны относительно направления поля  $\vec{H}$  в момент его повторного включения. Информация о возможной разности фаз, набравшей за этот временной интервал, может быть получена из сравнения восстановленных степеней поляризации электронов и позитронов.

Усредненная по пучку восстановленная поперечная степень поляризации  $S_1$  связана с начальной  $S_0$  формулой:

$$S_1 = S_0 \left( \cos^2\theta + \sin^2\theta \cos \bar{\varphi} e^{-\frac{(\delta\varphi)^2}{2}} \right), \quad (2)$$

где  $\theta$  — угол поворота спина от вертикали,  $\delta\varphi$  — среднеквадратичный разброс набранных углов, вблизи среднего  $\bar{\varphi}$  в момент  $\Delta t$ .

#### РАЗБРОС СПИНОВЫХ ЧАСТОТ

Разброс углов  $\delta\varphi$  связан с наличием разброса усредненных по движению частицы спиновых частот, который приводит к деполяризации пучка и тем самым ограничивает время свободной прецессии  $\Delta t$ . В работе [9] было показано, что разброс спиновых частот  $\delta\Omega$  определяется нелинейными возмущениями движения частиц в накопителе и может быть сделан существенно меньше, чем декремент радиационного затухания  $\lambda \simeq 10^{-5} \omega_s$ . В этом случае на временах  $\Delta t > \lambda^{-1}$  диффузия, вызываемая квантовыми флуктуациями синхротронного излучения, перемешивает частицы по амплитудам и фазам колебаний, а следовательно, и по частотам прецессии спинов внутри установившегося разброса  $\delta\Omega$ . С учетом диффузии

время деполяризации  $\tau_d$  значительно больше, чем  $(\delta\Omega)^{-1}$ , и может быть оценено соотношением:

$$\tau_d \approx \frac{\lambda}{(\delta\Omega)^2}. \quad (3)$$

Наличие разброса спиновых частот и связанной с ним деполяризации является принципиальным ограничением точности обсуждаемой методики, поэтому изучению этого вопроса было уделено значительное внимание. Экспериментально измерялась скорость деполяризации при различных значениях секступольных коррекций накопителя, которые компенсируют уменьшение средней энергии частицы, колеблющейся вблизи равновесной орбиты, относительно энергии синхронной частицы. Было показано, что деполяризация минимальна в режиме коррекций, который соответствует условию «зануления» хроматизма радиальных бетатронных колебаний. Из дальнейшего будет видно, что разброс спиновых частот в этом режиме накопителя ВЭПП-2М не превышает  $\delta\Omega \approx 2 \cdot 10^{-7} \omega_s$ , что дает возможность за время свободной прецессии совершить  $\frac{\Omega\Delta t}{2\pi} \sim 10^7$  оборотов спина с допустимым уменьшением степени поляризации пучка.

### ИЗМЕРЕНИЕ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Как и в предыдущих экспериментах на ВЭПП-2М, степень поляризации пучков определялась по упругому рассеянию частиц внутри сгустка [10]. Система сцинтилляционных счетчиков для регистрации потерянных в этом процессе частиц обеспечивает скорость счета  $\dot{N} = 40 \cdot J^2 (1 - 0,1 \cdot S^2)$ , где  $J$  — ток пучка в мА. Максимальный вклад поляризации при  $S=1$  составляет 10%. Привязка к фазе ускоряющего напряжения позволяет одной и той же системой счетчиков одновременно регистрировать электроны и позитроны, движущиеся в противоположных направлениях.

В обычных условиях эксперимента на энергии  $E \approx 650$  МэВ токи поляризованных радиационным способом электронов и позитронов составляют  $J^- \approx J^+ \approx 5$  мА, что обеспечивает скорость счета  $\dot{N} \approx 10^3$ . Квадратичная зависимость скорости счета от  $S$  резко снижает чувствительность поляриметра к малым степеням поляризации ( $S \leq 0,2$ ). Для определения знака  $S_1$  после воздействия на

спин ВЧ-поля можно использовать естественный процесс радиационной поляризации, изменяющий степень поляризации по закону:

$$S = S_1 e^{-\frac{t}{\tau_r}} + S_m (1 - e^{-\frac{t}{\tau_r}}) = S_m + (S_1 - S_m) e^{-\frac{t}{\tau_r}}, \quad (4)$$

где  $S_m \approx 0,92$  — максимально возможная степень,  $\tau_r$  — характерное время поляризации. На ВЭПП-2М при энергии 650 МэВ  $\tau_r \approx 3200$  с.

На рис. 1 представлено поведение во времени нормированной на квадрат тока пучка скорости счета событий упругого рассеяния в типичном экспериментальном цикле. Измерения начинаются через время  $t \approx 3\tau_r$  от момента инжекции, когда степень поляризации достигает величины  $S_0 \approx 0,85$ . В точке А на короткий промежуток времени включается ВЧ-флиппер,<sup>\*</sup> выполняющий процедуру поворота спинов в горизонтальную плоскость и обратно. Через 10 мин в точке В и далее производится деполяризация другим ВЧ-устройством — деполяризатором ( $\tau_d \approx 10$  с). Соотношение скачков в точках А и В позволяет определить как абсолютную величину  $S_1/S_0$ , так и знак  $S_1$ , что можно наглядно видеть при сравнении рис. 1,а, где  $S_1/S_0 = -0,8$  и рис. 1,б ( $S_1/S_0 = 0,8$ ).

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В каждом основном цикле измерений ВЧ-поле включалось с начальной расстройкой от резонанса  $\Delta f_0 \approx 15$  кГц, которая затем уменьшалась со скоростью 50 кГц/с. Выключение и повторное включение через 0,1 с производилось вблизи истинной резонансной частоты  $f_p = \frac{\Omega - 2\omega_s}{2\pi}$  с заранее не известной ошибкой  $\epsilon$ , которая определяется нестабильностью средней энергии частиц в накопителе. Система стабилизации, задающая уровень ведущего магнитного поля в соответствии с данными оперативных электромеханических

<sup>\*</sup> Высокочастотное ( $f = \frac{\Omega - 2\omega_s}{2\pi} \approx 7,93$  МГц) продольное (вдоль скорости) магнитное поле с амплитудой  $\dot{H} \approx 100$  Гс создается на участке орбиты ( $l \approx 40$  см) индуктивной катушкой резонансного контура, питаемого от генератора мощностью в несколько киловатт, что обеспечивает величину резонансной гармоники  $\omega$  до  $\omega \approx 6 \cdot 10^{-5} \omega_s \approx 2\pi \cdot 10^3$  Гц. Система управления позволяет изменять частоту генератора в диапазоне  $\pm 100$  кГц за время  $10^{-1} \div 10^2$  с.

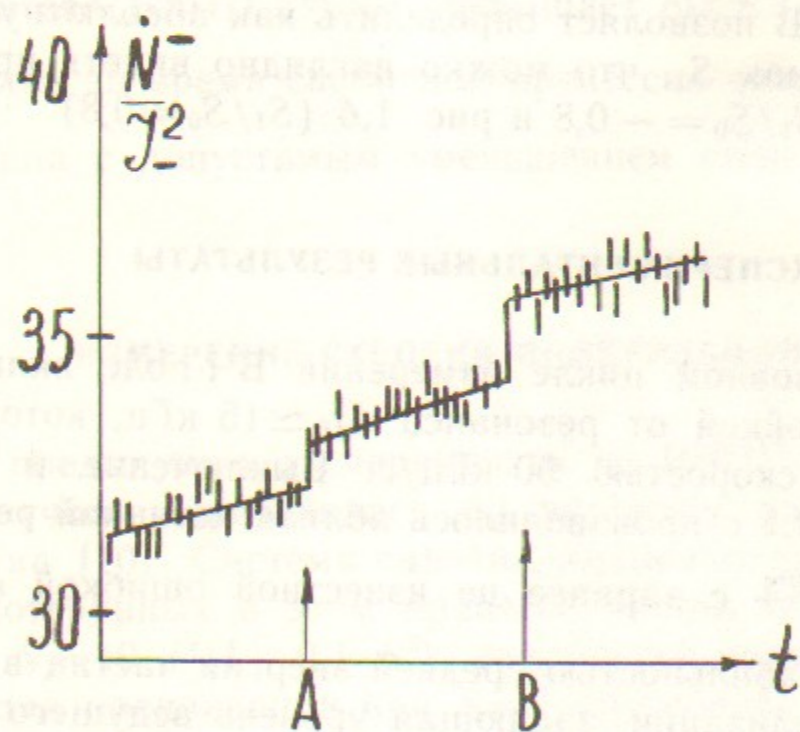
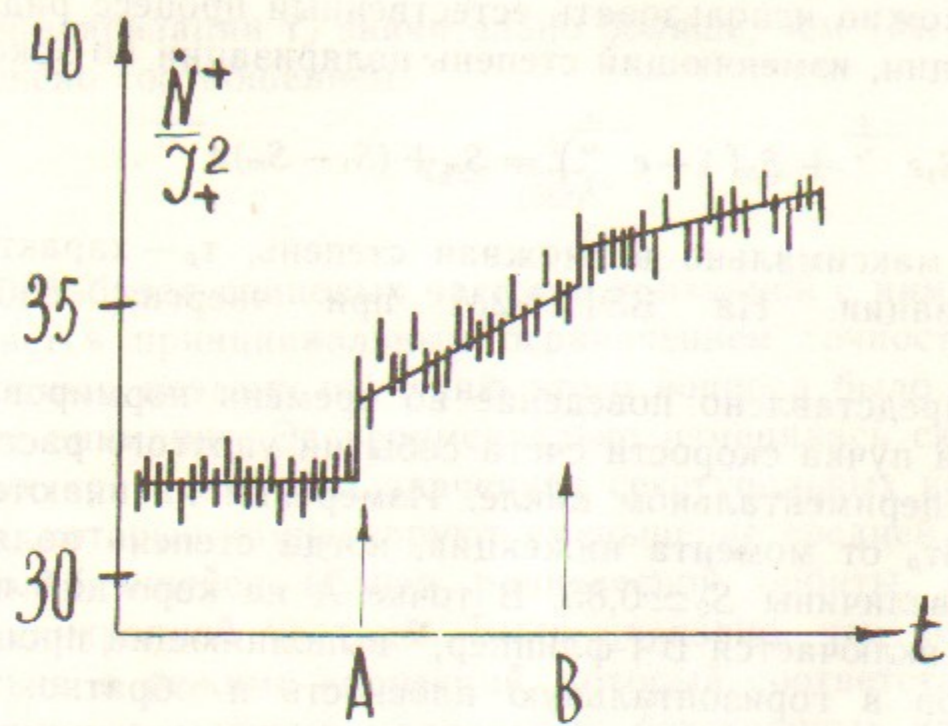


Рис. 1. Зависимость от времени нормированной на квадрат тока пучка скорости счета событий упругого рассеяния.

ких измерений радиусов выставки магнитов и линз накопителя [11], позволяла поддерживать долговременную стабильность энергии  $\Delta E/E \approx \pm 1,5 \cdot 10^{-5}$ . Калибровка энергии осуществлялась методом резонансной деполяризации в каждом экспериментальном цикле примерно через 1—1,5 часа после основных измерений. Были отобраны циклы, в которых  $|\varepsilon| \leq 400$  Гц, что соответствует углу поворота спина от вертикали:  $70^\circ < \theta < 110^\circ$  ( $\text{tg } \theta = \omega/\varepsilon$ ).

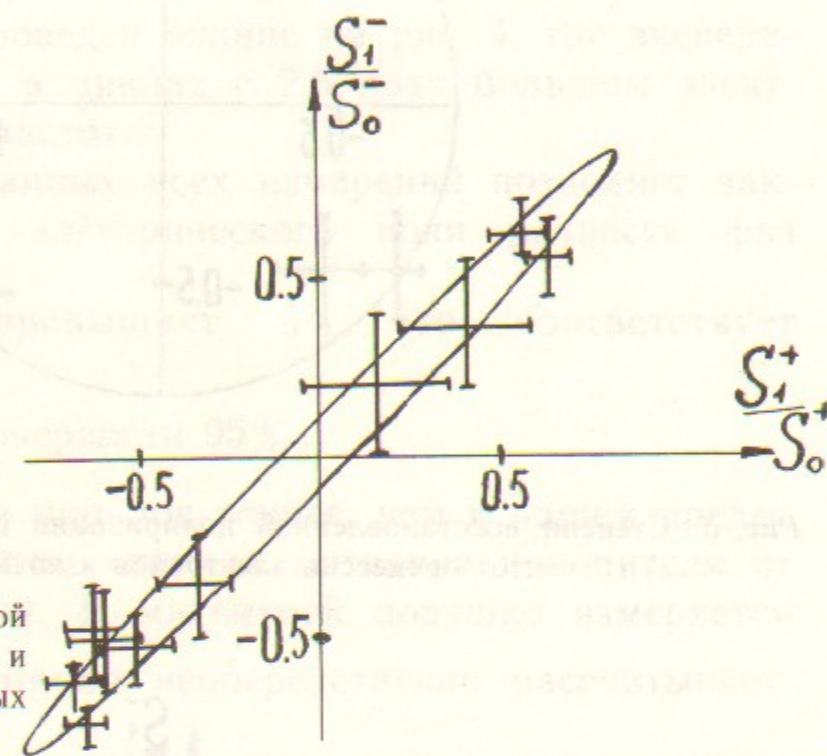


Рис. 2. Степени восстановленной поляризации электронов ( $S_1^-/S_0$ ) и позитронов ( $S_1^+/S_0$ ) в отобранных циклах.

Результаты измерений степеней поляризации электронов и позитронов в отобранных циклах приведены на рис. 2. По экспериментальным точкам методом наименьших квадратов проведен эллипс, задаваемый параметрически:

$$\frac{S_1^+}{S_0} = S \cos \varphi,$$

$$\frac{S_1^-}{S_0} = S \cos(\varphi + \Delta\varphi),$$

где  $S = S_0 e^{-\frac{(\Delta\varphi)^2}{2}}$  — остаточная степень поляризации после свободной прецессии,  $\Delta\varphi$  — искомая разность углов прецессии электронов и позитронов.

Для лучшего определения величины  $S$  были сделаны циклы измерений с включением на одном из участков орбиты накопителя постоянного радиального электрического поля  $\vec{E}_r$ , которое дает

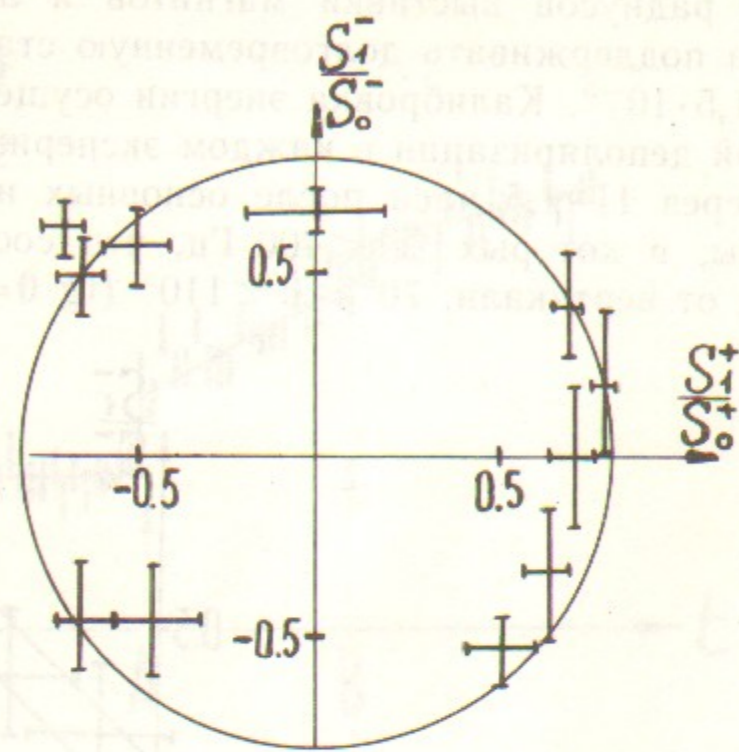


Рис. 3. Степени восстановленной поляризации при электростатическом разведении частот прецессии электронов и позитронов на  $\Delta=2,5$  Гц.

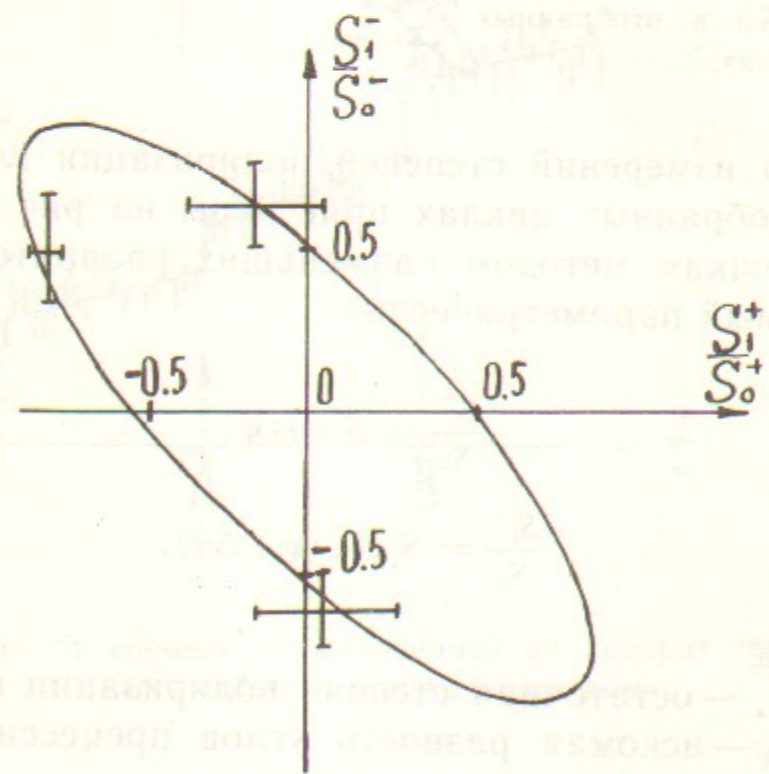


Рис. 4. Разведение частот в 2,5 раза больше, чем на рис. 3.

разведение частот прецессии:

$$\Delta = \Omega^+ - \Omega^- = 4\mu'c \langle \mathcal{E}_r \rangle = 2c \frac{\langle \mathcal{E}_r \rangle}{\langle H_z \rangle} \omega_s = 2,5 \text{ Гц}.$$

Результаты этих циклов, представленные на рис. 3, дают  $S=0,8 \pm 0,03$ . Отсюда, в частности, вместе с формулой (3) получаем величину разброса средних спиновых частот.

С тем же «радиусом» проведен эллипс на рис. 4, где экспериментальные точки получены в циклах с 2,5 раза большим электростатическим разведением частот.

Суммарная обработка данных всех измерений позволяет заключить, что в отсутствие электрического поля разность фаз

$$\Delta\varphi = \int_0^{0,1c} (\Omega^+ - \Omega^-) dt \text{ не превышает } 5^\circ, \text{ что соответствует}$$

$$\frac{\Delta\mu'}{\mu'} \leq 1 \cdot 10^{-8} \text{ на уровне достоверности } 95\%.$$

Полученный результат на порядок точнее, чем в нашем предыдущем измерении [4]. Отметим отличия методики накопителя от методики магнитной ловушки. В магнитной ловушке измеряется величина  $\frac{\mu'}{\mu_0} = \frac{g-2}{2} \equiv a$ , которая непосредственно рассчитывает-

ся в квантовой электродинамике. В нашем случае сравниваются величины  $\mu'H = \gamma a$  для электрона и позитрона. Разница в частотах прецессии может возникнуть здесь не только за счет  $\mu'$ , но и вследствие разницы в энергиях. Последняя, в свою очередь, может возникнуть, в принципе, из-за разницы масс, зарядов или нормальных магнитных моментов такой же относительной величины.

В заключение авторы выражают признательность коллективу накопителя ВЭПП-2М, обеспечившему возможность проведения эксперимента.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. van Dyck, P.V. Schwinberg, H.G. Dehmelt. Atomic Physics 9, World Scientific 1986.
2. P.V. Schwinberg, R.S. van Dyck. Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1679.
3. С.И. Середняков и др. Phys. Lett., 66 (1977), 102.
4. И.Б. Вассерман и др. Phys. Lett., 187B (1987), 172.
5. Я.С. Дербенев и др. Part. Accel., 10, (1980), 177.
6. M. Froissart, R. Stora. NIM, 7 (1960), 297.
7. А.А. Полушин, Ю.М. Шатунов. Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-16, (1982).
8. J. Bailey, K. Borer et al. Phys. Lett., 55B, (1975), 420.
9. А.П. Лысенко, А.А. Полушин, Ю.М. Шатунов. Part. Accel, 18, (1986), 215.
10. С.И. Середняков и др. ЖЭТФ 71, (1976), 2025.
11. Б.А. Баклаков и др. Труды VII Всесоюз. совещания по ускорителям, т.1 (1980), 338.

И.Б. Вассерман, П.В. Воробьев, Е.С. Глушкин,  
П.М. Иванов, Г.Я. Кезерашвили, И.А. Кооп,  
А.П. Лысенко, А.А. Михайличенко, И.Н. Нестеренко,  
Е.А. Переведенцев, А.А. Полушин, С.И. Середняков,  
А.Н. Скринский, Ю.М. Шатунов

**Сравнение аномальных  
магнитных моментов  
электрона и позитрона,  
эксперимент 1987 г.**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

---

Работа поступила 3 августа 1987 г.  
Подписано в печать 20.08. 1987 г. МН 00461  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0,9 печ.л., 0,8 уч.-изд.л.  
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 117

---

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.