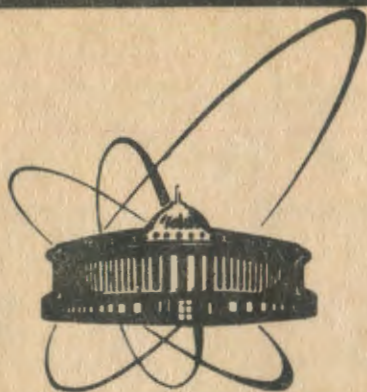


91-96



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

Д1-91-96

Б. С. Неганов

К ПРОВЕРКЕ НАРУШЕНИЯ ПРИНЦИПА  
ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ ПУТЕМ ИССЛЕДОВАНИЯ  
В НАКОПИТЕЛЬНОМ КОЛЬЦЕ ЛОКАЛЬНЫХ  
СВОЙСТВ СПИНОВОЙ ПРЕЦЕССИИ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

1991

## 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

Одним из наиболее значительных достижений последнего времени в физике элементарных частиц следует считать, бесспорно, развитие чрезвычайно чувствительных методов измерения квантовых поправок к дираковским магнитным моментам заряженных лептонов, содержащих информацию как о взаимодействии их с физическим вакуумом, так и о внутренней структуре этих частиц. Эти методы основаны на использовании явления спиновой прецессии заряженных частиц, описываемой в релятивистском случае уравнением Бергмана, Мишеля и Телегди [1]. Успех метода при использовании релятивистских пучков предопределен тем, что благодаря дополнительному релятивистскому эффекту томасовской прецессии вектор поляризации чисто дираковской частицы сохраняет при любых скоростях неизменное направление по отношению к импульсу частицы при движении ее в поперечном магнитном поле. Только в силу этого обстоятельства вектор поляризации реальной частицы прецессирует вокруг направления магнитного поля с частотой, отличающейся от частоты вращения частицы в этом поле на величину, строго пропорциональную аномальной части магнитного момента, какова бы ни была скорость частицы. Поэтому, измеряя непосредственно разность этих частот, например, методом биений по периоду повторения какого-либо взаимного положения векторов, можно определить отношение реального момента частицы к дираковскому. Найденное этим способом значение отношения для мюона содержит ошибку теперь уже только в девятом знаке.

Для излагаемого ниже более существенным, однако, является тот факт, что выполнение эксперименты по прецизионному измерению аномальной части магнитного момента мюона в широком интервале энергий можно рассматривать одновременно и как превосходное доказательство независимости измеряемой величины от скорости частиц, следующей лишь из релятивистской теории спиновой прецессии. Поэтому эта теория представляет теперь достаточно проверенную основу для уверенного анализа на ее базе не только усредненных, но и локальных значений скорости спиновой прецессии, измеряемой на конечных участках криволинейной траектории частиц.

Такой анализ, выполненный в рамках лоренцевского подхода в работе [2], привел, однако, к весьма неожиданному и парадоксальному, на первый взгляд, выводу о нарушении принципа относительности в этом процессе при

локальных измерениях. С другой стороны, полученное в этой же работе путем усреднения локальных значений по периоду обращения частицы среднее значение скорости спиновой прецессии, непосредственно измеряемое пока во всех опытах, не зависит от движения лаборатории в пространстве, что превосходно и подтверждается выполненными экспериментами, и, следовательно, сделанный в работе [2] вывод полностью совместим с имеющимся опытом. В связи с этим вопрос об измеримости локальных характеристик спиновой прецессии, ставящий под сомнение справедливость исходного положения специальной теории относительности, приобретает первостепенное значение. Анализ этой проблемы с более широкой позиции, проводимый ниже, позволяет прояснить сложившуюся ситуацию и получить дополнительные аргументы в пользу реальности вытекающего из расчетов нарушения принципа относительности.

В работе [2] было показано, что непосредственной причиной нарушения принципа относительности при локальном описании является лишь добавочная томасовская прецессия спина, о решающей роли которой в развитой методике измерения магнитных моментов уже отмечалось выше. Только при исключении этого эффекта справедливость принципа относительности при той же постановке задачи восстанавливается, но тогда, естественно, получающаяся зависимость прецессии от скорости вступает в резкое противоречие с опытом.

Нарушение принципа относительности в явлении томасовской прецессии, являющейся, как известно, прямым следствием общих преобразований Лоренца без вращения, фактически означает существование в рамках этих преобразований некоторой привилегированной системы отсчета, исчезающей при переходе к однопараметрической группе Лоренца. С формальной точки зрения, это может быть связано лишь с нарушением групповых свойств общих преобразований Лоренца без вращения, которые, в отличие от аналогичных преобразований Галилея, действительно не являются подгруппой общих преобразований Лоренца, или полной группы движений Пуанкаре. В векторной форме эти однородные преобразования имеют вид [3]

$$\begin{aligned} \mathbf{r}' &= \mathbf{r} + \mathbf{v}[(\mathbf{r}\mathbf{v})(\gamma - 1)/v^2 - \gamma t], \\ t' &= \gamma[t - (\mathbf{r}\mathbf{v})/c^2], \quad \gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}, \end{aligned}$$

где  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{r}$  — вектор относительной скорости и радиус-вектор события в некотором абстрактном линейном векторном пространстве при одинаковой ориентации в нем систем отсчета  $S$  и  $S'$ .

Отсутствие групповых свойств следует непосредственно уже из самой формы этих преобразований (разные законы преобразования временной и пространственных компонент). Если произвести два последовательных пре-

образования для скоростей  $v_1$  и  $v_2'$ , не лежащих вдоль одной прямой, произведение соответствующих матриц отлично от матрицы аналогичного прямого преобразования с параметром  $v = v_1 + v_2'$ , что физически и проявляется в наличии дополнительного вращения – томасовской прецессии, исчезающей при переходе к галилеевским преобразованиям. Другими словами, сам факт существования томасовской прецессии является прямым физическим проявлением нарушения групповых свойств общих преобразований Лоренца без вращения, и хотя это известно давно, этому нарушению пока, по-видимому из-за отсутствия повода, не придавали какого-либо значения. Но именно в этом явлении и можно было ожидать нарушения принципа относительности, что, собственно, и было установлено непосредственно прямыми расчетом, выполненным в работе [2].

Действительно, так как групповые свойства преобразований и принцип относительности являются, соответственно, лишь математической и физической формами отражения определенной кинематической симметрии, имеющей место в физических явлениях природы, то нарушение симметрии одной из форм должно повлечь за собой нарушение и другой. Лишь в рамках идеализированной механики, каковой и является механика Ньютона, эта симметрия остается строгой. В той же мере строгими являются в ней и принцип относительности, и групповые свойства общих преобразований Галилея.

В рамках лоренцевской механики уже имеет место частичное нарушение кинематической симметрии, отражающейся на групповых свойствах общих преобразований, и, таким образом реальной природе, по-видимому, вообще свойственно нарушение всех видов симметрии. Последнее наиболее неожиданное нарушение можно связать лишь с физическим вакуумом и рассматривать это нарушение как еще одну форму физического проявления вакуума, теперь уже в качестве системы отсчета, и тем самым полностью реабилитирующей концепцию Лоренца, необоснованно отвергнутую в начале столетия под натиском сугубо прагматической идеи пустого пространства, весьма далекой от реального положения вещей и подкупающей своей лишь кажущейся простотой. Можно быть уверенным в том, что будь пространство на самом деле пустым, не могло бы быть никакой почвы ни для электродинамики, ни для теории относительности, ни для квантовой механики как таковых. Только на базе лоренцевской концепции можно дать теперь полностью последовательное и исчерпывающее объяснение всем релятивистским явлениям, не вступая в противоречие с исходными положениями, и устранить полностью все недоразумения, возникающие в рамках современного ортодоксального подхода. Попытаемся кратко проиллюстрировать это, начав прежде всего с сущности и роли самого принципа относительности.

Бесспорно, что принцип относительности, заключающийся в утверждении полного равноправия всех инерциальных систем отсчета и тем самым исключающий любую возможность существования среди них некой привилегированной, математически может гарантироваться лишь при наличии всех групповых свойств соответствующих как специальных, так и любых других преобразований координат событий и моментов времени и ковариантной относительно них формы используемых исходных уравнений. В случае ньютоновской механики, отражающей в полной мере свойства некоторого идеального пространства неограниченных скоростей (также, безусловно, не пустого, а эквивалентного, скорее, идеально жесткому телу), равноправие инерциальных систем было заложено, как известно, непосредственно в метрической аксиоматике, покоящейся на постулатах абсолютной независимости всех мер от поступательного движения систем отсчета в пространстве. Как следствие данных постулатов в таком пространстве, естественно, не может существовать и каких-либо ограничений на скорость перемещений и передачу действия. Соответствующие этой механике общие преобразования Галилея, являющиеся математическим отражением исходной метрической аксиоматики и принципа относительности как ее тривиального следствия, образуют, естественно, строгую галилеевскую группу движений, в которую любые виды преобразований входят в качестве соответствующих подгрупп.

В случае лоренцевской механики, призванной отражать свойства реального пространства ограниченных скоростей, устанавливаемые, естественно, лишь опытным путем преобразования координат и моментов времени должны в соответствии с логикой содержать в неявном виде, конечно, и новую метрическую аксиоматику, переходящую в пределе в ньютоновскую и приводящую, по крайней мере, к двум важнейшим следствиям, соответствующим реальному опыту:

а) существованию предельной скорости передачи сигналов и действия, не зависящей от скорости движения их источников;

б) инвариантному в собственных масштабах движущейся системы значению средней скорости передачи сигналов и действия в прямом и обратном направлениях в любой инерциальной системе отсчета.

Важнейшим свойством специального однопараметрического преобразования Лоренца, приводящего к указанным выше итогам, соответствующим опыту, и, следовательно, в полной мере уже отражающего новую метрическую аксиоматику, является наличие у него всех признаков группы. Только в силу этого обстоятельства явные зависимости всех мер от поступательного движения систем отсчета, подлежащие постулированию теорией, проявляются на опыте в форме строго обратимых относительных эффектов, ког-

да в качестве параметра преобразований используется относительная скорость между системами отсчета. При использовании абсолютной скорости движения по отношению к физическому вакууму те же эффекты приобретают, естественно, абсолютный характер и в такой форме представляют по существу аксиоматические начала новой теории.

Кинематическая симметрия физических явлений, связанная с групповыми свойствами специального преобразования Лоренца, представима также и в форме частного принципа относительности, однако сущность его уже принципиально отлична от той, которая заключена в его классическом аналоге, отражающем примитивный, или вырожденный тип кинематической симметрии. Мы не можем, не вступая в противоречие с опытом, утверждать теперь, что поступательное движение не оказывает никакого влияния на все процессы в движущихся относительно нас системах отсчета и что они протекают неизменно, как это имело место в классической механике. Кроме явного замедления скорости всех процессов, налицо еще и их явная пространственная анизотропия в направлении движения систем отсчета. Однако картина явлений строго симметрична относительно любой отображающей явления системы отсчета. Поэтому можно говорить лишь о независимости формы отражения явлений от поступательного движения систем отсчета, а не самого характера явлений, как это было в классическом случае. И тут всегда возникал традиционный вопрос об объективности или реальности наблюдаемых явлений.<sup>1</sup>

Конечно, математический аппарат позволяет получать абсолютно строгие следствия наших исходных положений, но смысловое значение тех и других все же всегда остается за нами. Поэтому краткий ответ может быть предельно простым. Объективности или реальности ровно столько, сколько заложено ее в принятом данной теорией понятии одновременности. Образно говоря, как всегда за все приходится платить. Сдвинем нашу одновременность, и вся картина явлений поплывет. Следовательно, гарантировать реальность отображения можно, лишь гарантируя реальность одновременности, а это зависит от степени соответствия ее априорному понятию абсолютной одновременности, обеспечиваемой только с помощью абсолютно изотропного процесса вне какой-либо связи со скоростью этого процесса. Только при наличии такого соответствия как измерения, так и все математические выводы приобретают достоверный абсолютный смысл.

---

1 Эйнштейновская теория ничего, кроме констатации самого факта, что это является взаимным свойством движущихся относительно друг друга масштабов и часов, сказать, естественно, не может.

Существует ли среди множества описываемых инерциальных систем хотя бы одна, для которой поставленное нами условие было выполнимо? Если пространство однородно и изотропно, то, безусловно, да. Тогда необходимым и достаточным условием является лишь равенство нулю скорости поступательного движения такой системы по отношению к пространству. Среди множества систем существует, конечно, и такая, для которой это условие безусловно выполняется. Но тогда в ней все те же наблюдаемые эффекты носят уже абсолютный характер. Так как подобную систему мы не можем исключить, то вынуждены признать, что лоренцевское продольное сокращение, изменение хода часов, а также изменение инертной массы являются все же реальными свойствами движущихся тел, причина которых должна быть заложена в физических свойствах самого пространства. Следует заметить, что сделанный вывод не зависит от того, можем ли мы возможность выделить подобную систему или нет, хотя с этим — то и связана фундаментальная разница, заключающаяся в том, что если в первом случае мы имеем дело с открытой моделью Природы и при необходимости всегда можем установить строгое соответствие между условным и действительным, то во втором — закрытую, в которой такое важное понятие, как, например, объективно существующий временной интервал между разноместными событиями, даже в масштабе собственного времени, уже никогда не может быть строго измерен никакими средствами. Для нашего вывода наиболее существенным является пока лишь то, что среди бесконечного множества такая система, безусловно, существует, и обсуждаемые абсолютные свойства тел имеют в ней ту же функциональную зависимость от скорости, как и в любой другой инерциальной системе отсчета.

Итак, относительность формы отражения явлений в современной теории связана прямым образом с относительностью одновременности, обусловленной способом ее определения и предопределяющей групповой характер пространственно-временных преобразований, а значит, и симметрию формы отражения явлений. Однако само различие одновременностей движущихся по отношению друг к другу систем отсчета является прямым следствием уже не "кажущейся", а действительной анизотропии всех процессов, в том числе и световой, возникающей неизбежно в силу независимости скорости света в пространстве от движения его источников, и сам факт различия собственных одновременностей множества отображаемых систем и является как раз наилучшим тому подтверждением. В противном случае при действительной изотропии существовала бы единая для всех систем одновременность, как это достигалось в теории истечения Ричца, для чего эта теория и была в свое время придумана. Действительно, в изотропном про-

странстве при гарантированной изотропии световых сигналов во всех системах никакой другой одновременности, кроме той, которая обеспечивалась бы и бесконечно быстрым сигналом, возникнуть не может. Теория, опирающаяся лишь на принцип относительности классической механики, утверждающий абсолютную независимость явлений от поступательного движения в пространстве, может иметь неизбежным следствием лишь единую для всех систем отсчета одновременность, соответственно, группу движений Галилея и, как следствие, линейную зависимость скорости света от скорости источника. Это предложение нам следует принять как аксиому, прежде чем пытаться двигаться дальше. Такая аксиома дает, конечно, исчерпывающее объяснение, почему при построении новой эйнштейновской теории на старом идеологическом фундаменте необходимо было использовать в качестве независимого постулата положение о независимости скорости света от скорости источника. Ответ простой. Именно потому, что данное положение не могло быть получено в качестве следствия такой теории, и оставалось лишь искусственно навязать его теории как дополнительное условие, конечно, ценою лишения себя в последующем какой-либо возможности его объяснения. Теперь возникает вполне естественный вопрос. Что могло произойти от принудительного совмещения логически несовместимого? Ответ, конечно, тоже прост, т.к. это уже дело алгебры. Неизбежная ломка всей метрической структуры, лежащей в основе классического принципа, и, соответственно, трансформация смыслового содержания этого принципа вплоть до ограничения области его действия, о чем и говорилось уже выше. Итог можно сформулировать следующим образом. Вместо абсолютной изотропии и соответствующей ей абсолютной одновременности возникла всеобщая анизотропия процессов в движущихся системах и, как следствие, различная и поэтому лишь условная одновременность событий. И как бы сторонники ортодоксального подхода не стремились убрать эпитет "условная" и упрямо сочетать эту одновременность с понятием изотропии, желая изложить теорию на языке классического принципа относительности, эта задача все же невыполнима. Вместо этого в силу условности понятия одновременности следует признать условность и изотропного описания явлений в движущихся системах отсчета, и это, конечно, все же большое благо, что сложнейшие на самом деле процессы в этих системах удается с помощью условной изотропной модели описать не противоречиво, т.е. свести к описанию их в неподвижной системе отсчета. Образно говоря, описание в произвольной инерциальной системе представляет собой лишь некоторый "слепок" с реальных явлений, имеющих место в абсолютной системе при тех же параметрах. В невозможности отличия этого "слепка" в определен-



них границах от реального хода явлений в абсолютной системе и заключается все смысловое содержание принципа относительности.

Подводя итог, мы видим, что исторически возможны были все же два противоположных подхода, каждый из которых нуждался в коренном пересмотре сложившихся ранее представлений. Индуктивный путь Лоренца представляется теперь, конечно, более последовательным и более далеко идущим, чем чисто феноменологический дедуктивный метод, предложенный Эйнштейном. Последний представляет собой вариант некоторой замкнутой теории, в которой причины и следствия переставлены местами. Это лишило способности ее к дальнейшему развитию, и в настоящее время этот путь уже исчерпал себя. Путь Лоренца должен вывести нас на более правильную дорогу, ведущую к раскрытию главной тайны природы — структуры физического вакуума. Этот путь бесконечен, и наша ближайшая задача пока лишь в том, чтобы открыть "смафор" на этом пути. Для этого необходимо теперь экспериментально доказать, что принцип относительности, положенный в основу современного мировоззрения, не является неотъемлемым законом природы, а представляет собой лишь некоторое следствие, вытекающее из исторических начал новой механики, отражающее ее фундаментальную симметрию, нарушаемую в общем случае.

В создании, все включившем до сих пор опыты с целью обнаружения нарушения принципа относительности, охватывали лишь явления, описание которых не затрагивает общих преобразований Лоренца, и лежащие, следовательно, вне области возможных нарушений этого принципа. Они и привели в итоге ко всеобщему убеждению о неизбежности принципа относительности как некоторого данного свыше закона природы. Результаты этих экспериментов доказывают на самом деле лишь наличие в природе специальной группы Лоренца, но не более того, и все дальнейшие выводы мы обязаны делать более осмотрительно. Критические эксперименты по проверке принципа относительности в соответствии с вышеизложенным могут являться лишь те, которые коренным образом связаны с общими преобразованиями Лоренца. Пока ни одного эксперимента, к сожалению, в этой области не было выполнено. Рассматриваемый ниже проект является первым предложением, относящимся к области явлений, в которой принцип относительности, согласно расчетам, должен быть нарушенным. Поэтому необходимость постановки предлагаемого ниже эксперимента в интересах развития фундаментальной науки не может вызывать ни малейшего сомнения. Только в нем Природа сможет дать нам окончательный ответ на основной вопрос, кто же из двух великих ученых прав.

## II. ВЫБОР ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ И МЕТОДА НАБЛЮДЕНИЯ

### 1. Уравнение спиновой прецессии

Исходное уравнение, описывающее прецессию спина релятивистской заряженной частицы с зарядом  $-e$  и массой  $-m$ , движущейся по трахоидо-подобной траектории в поперечном магнитном и ортогональном к нему электрическом полях, которое можно получить из ковариантного по форме уравнения для четырехвектора спина Бардина, Мишеля и Телегди [1], в непосредственно измеряемых трехмерных переменных имеет вид [2,4,5]

$$\omega_s = \frac{e}{mc} \left\{ \left( a + \frac{1}{\gamma} \right) B - \left( a + \frac{1}{\gamma+1} \right) [\beta \times E] \right\}, \quad (1)$$

где  $B$  и  $E$  — значения магнитной индукции и напряженности электрического поля вдоль траектории частицы,

$a = g/2 - 1$  — аномальная часть  $g$ -фактора частицы,

$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  — лоренцевский фактор частицы,

$\omega_s$  — мгновенная циклическая частота вращения вектора поляризации частицы вокруг направления магнитного поля в точке траектории с параметрами  $\beta$ ,  $B$  и  $E$ .

В случае однородных магнитного и электрического полей во всей области движения частицы скорость вращения вектора поляризации является периодической функцией вдоль траектории частицы, имея экстремальные значения в точках траектории, где импульс ортогонален направлению электрического поля.

В частном случае, когда направление электрического поля в любой точке траектории частицы перпендикулярно сё импульсу и поле не производит работы, скорость частицы становится неизменной по величине вдоль траектории, вырождающейся в круговую с частотой вращения частицы

$$\omega_c = \frac{e}{mc} \left( \frac{B}{\gamma} - \frac{\gamma}{\gamma^2 - 1} [\beta \times E] \right), \quad (2)$$

и, соответственно, неизменной скоростью спиновой прецессии. В этом случае относительная скорость вращения вектора поляризации по отношению к импульсу частицы в любой точке траектории будет равна

$$\omega_{s-c} = \omega_s - \omega_c = \frac{e}{mc} \left( a B + \left( \frac{1}{\gamma^2 - 1} - a \right) [\beta \times E] \right). \quad (3)$$

В частном случае, когда  $\gamma = (1 + 1/a)^{1/2}$ , второй член в этом выражении обращается в нуль, и скорость относительной прецессии определяется тог-

да лишь величиной магнитного поля, независимо от величины приложенного электрического поля, замедляющего при данном значении  $\gamma$  на одну и ту же величину вращение как импульса, так и вектора поляризации частицы, оставляя разность их той же, что и при отсутствии электрического поля. В последнем случае величина  $\omega_{\text{т.с.}}$  не зависит также и от скорости частиц, что следует из сравнения формул (1) и (2), и что позволило произвести точное измерение этой величины для мюонов в большом диапазоне энергий частиц.

Как было показано впервые в работе [2], фундаментальным фактом, заслуживающим самого серьёзного внимания, является то, что уравнение (1), несмотря на ковариантную форму исходного уравнения, нековариантно относительно специального преобразования Лоренца. (Ковариантным относительно этого преобразования остаётся, однако, выражение для среднего значения  $\bar{\omega}_{\text{т.с.}}$ , получаемое усреднением выражения (1) по периоду изменения прецессии). Ковариантностью формы исходного уравнения, достигаемой путём введения вспомогательного понятия четырёхмерного вектора спина, гарантируется при возвращении к реально измеряемым трёхмерным величинам справедливость получаемого в итоге уравнения всего лишь в одной единственной системе отсчёта, неподвижной относительно вакуума. Нарушение ковариантности уравнения (1) происходит из-за вклада в прецессию эффекта томасовского вращения, не зависящего от величины магнитного момента частицы и являющегося физическим проявлением нарушения групповых свойств общих преобразований Лоренца без вращения, имеющего явный вид

$$\omega_{\text{т.с.}} = -(\gamma-1)\beta ck = -(\gamma-1)\omega_c = -\frac{e}{mc} \left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \mathbf{v} - \frac{\gamma}{\gamma+1} [\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{v}] \right), \quad (4)$$

где  $k$  - кривизна траектории частицы в пространстве.

С учётом (4) уравнение (1) можно записать, выделив отдельно томасовскую прецессию, в виде суммы двух членов

$$\omega_{\text{т.с.}} = \frac{g e}{2 mc} (\mathbf{B} - [\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E}]) + \omega_{\text{т.с.}}, \quad (5)$$

из которых только первый, зависящий от величины магнитного момента, имеет в таком виде строго ковариантную форму.

Из вида уравнений (5), (4) и (1) следует, что при определённой конфигурации полей возможны частные случаи, когда прецессия становится чисто электромагнитной, определяемой только магнитным моментом, либо чисто томасовской, полностью не зависящей от магнитного момента частицы, либо вообще отсутствует, т.е. вектор поляризации при вращении час-

тицы сохраняет неизменное направление в пространстве. Это связано с тем, что направление томасовской прецессии всегда противоположно направлению вращения частицы в поле и возможны различные случаи компенсации. Первый из них реализуется только в однородных полях, связанных условием  $E = -[\beta \times V]$ , следующим из (4) при  $k = 0$ . Электромагнитная прецессия описывается при этом ковариантным выражением

$$\omega_s = \frac{g e}{2 mc} (V - [\beta \times V]) = g e V / 2 m c \gamma^2 .$$

Второй и третий случаи реализуются в полях с осевой симметрией соответственно при условии  $V = [\beta \times V]$ , когда первый член в выражении (5) обращается в нуль, и при  $V = [a(1+\gamma) + 1] \gamma [\beta \times V] / ((1+\gamma)(a\gamma + 1))$ , когда в выражении (1) правая часть обращается в нуль. Томасовскую прецессию, следовательно, как физическое явление, не зависящее от величины магнитного момента частицы, можно реально наблюдать и в чистом виде, на что пока, по-видимому, не обращалось внимания. Причиной отсутствия магнитного вращения в этом случае является равенство нулю магнитного поля в системе покоя частицы, вращающейся с частотой  $\omega_c = -eV / m c \gamma^2 (\gamma - 1)$ . Вектор поляризации частицы при этом вращается в противоположном направлении с томасовской частотой

$$\omega_s = \omega_t = \frac{eV}{m c \gamma (\gamma + 1)} = \frac{e[\beta \times V]}{m c \gamma (\gamma + 1)} . \quad (6)$$

При малых скоростях, имеющих место в атомах, когда  $\gamma \approx 1$ , из выражения (6) следует, что скорость спиновой прецессии в магнитном и центральном электрическом полях, удовлетворяя условию  $V = [\beta \times V]$ , в 2 раза меньше ларморовской прецессии неподвижной частицы в том же магнитном поле при отсутствии электрического, если  $g$  - фактор частицы близок к двойке. В другом случае, имеющем прямое отношение к атому, когда существует лишь центральное электрическое поле, а магнитное равно нулю, при тех же условиях, как следует непосредственно из уравнения (1), спиновая прецессия имеет ту же величину, но совершается, однако, в противоположном направлении, т.е. в направлении вращения частицы

$$\omega_s = - \frac{g}{2} \frac{e[\beta \times E]}{m c} + \frac{e[\beta \times V] \gamma}{m c (\gamma + 1)} = - \frac{e[\beta \times V]}{2 m c} . \quad (7)$$

Причина изменения знака заключается, как видно, в том, что, в отличие от первой ситуации, описываемой уравнением (6), теперь появилось и "магнитное" вращение, обусловленное магнитным полем  $V' = -[\beta \times V]$  в собственной системе покоя частицы, но имеющим противоположное направление по отношению к внешнему полю в первом случае. Это вращение, однако, замедляется томасовским /второй член в (7)/, действующим в том же нап-

равлении, что и в первом случае, где оно было единственным, которое теперь хотя и в  $\gamma^2$  раз быстрее, чем в первом случае из-за возрастания в  $\gamma^2$  раз циклотронной частоты  $\omega_c$  вследствие устранения внешнего магнитного поля, при  $\gamma \approx 1$  практически совпадает с тем, которое имело место в присутствии внешнего поля  $B = -[\beta \times V]$ .

Таким образом, даже при малых скоростях электронов, имеющих место, по крайней мере, в лёгких атомах, эффект томасовской прецессии имеет уже существенное значение из-за большой величины кривизны орбит, изменяя в два раза спиновую прецессию электронов, которую им можно было бы приписать, исходя лишь из величины магнитного поля в собственной системе электрона из-за его движения в кулоновском поле ядра. Именно с этим обстоятельством и связано появление добавочной двойки в члене гамильтониана, учитывающем спин-орбитальное взаимодействие движущегося магнитного момента в электрическом поле ядра, снимающее расхождение в два раза ширины оптических дублетов, связанных с этим взаимодействием, и ради объяснения которых Гаудсмитом и Уленбеком была выдвинута идея наличия спина у электрона. Интересно, что объяснение эффекта двойки, выдвинутое в то время Томасом, изучавшим эту проблему, вызывало первоначально сомнения, по-видимому, даже у такого физика, как Гайзенберг, что видно из его письма Дираку от 9 апреля 1926 года. Однако ни Томас, ни другие физики в то время не сделали всё же основного вывода из обнаруженного им эффекта дополнительного вращения, как следствия самих же преобразований Лоренца, имеющего, как стало ясно только теперь, прямое отношение и к справедливости принципа относительности, но, по-видимому, всему своё время.

Возвращаясь к интересующей нас проблеме в данный момент, напомним, что уравнение (1), имеющее столь обширные и важные следствия, всё же несправедливо из-за нековариантности выражения для томасовской прецессии в движущейся относительно вакуума системе отсчёта и правильно отражает лишь скорость прецессии в неподвижной системе отсчёта. Для получения уравнения, описывающего прецессию спина в движущейся системе отсчёта, достаточно произвести преобразование всех параметров, входящих в ур. (1), согласно законам, вытекающим из преобразований Лоренца, и скорректировать полученное выражение с учетом местной одновременности и масштаба собственного времени новой системы отсчёта. Основанием достаточности такого приема служит тот факт, что вся необходимая информация о зависимости движения спина от скорости частицы и напряженности полей уже содержится в ур. (1). Уравнение, описывающее прецессию спина в поперечном магнитном поле в движущейся со скоростью  $\beta_0$  в плоскости ор-

битального движения частицы лаборатории, полученное таким способом в работе [2] при условии  $\vec{B} = -[\beta_0 \times E]$ , в этом частном случае имеет вид

$$\omega_s'' = \frac{eB_0}{mc} \left[ a + \frac{1}{\gamma_\wedge} \cdot \frac{\gamma_\wedge + \gamma_0}{1 + \gamma_\wedge \gamma_0 (1 + \beta_\wedge \beta_0 \cos \theta)} \right], \quad (8)$$

где  $\beta_\wedge$  - скорость частицы в лабораторной системе,

$\gamma_\wedge$  и  $\gamma_0$  - лоренц-факторы частицы и лаборатории соответственно,

$a$  и  $\theta$  - угол между  $\beta_\wedge$  и  $\beta_0$ , измеряемый в лабораторной системе.

Как видим, параметр специального лоренцевского преобразования  $\beta_0$  в итоге этих преобразований все же не сокращается, что является следствием нековариантности относительно этого преобразования уравнения (1). Лишь в частном случае при  $\beta_0 = 0$  уравнение (8), естественно, совпадает с уравнением (1) при  $E = 0$

$$\omega_s'' = \frac{eB_0}{mc} \left( a + \frac{1}{\gamma_\wedge} \right).$$

Если решить эту же задачу таким же приемом при условии  $E = -[\beta \times B]$ , когда томасовское вращение отсутствует и ур. (1) становится ковариантным, параметр преобразования  $\beta_0$  в конечной формуле благополучно сокращается.

В условиях движущейся лаборатории средняя скорость спиновой прецессии  $\overline{\omega_s''}$ , определяющая получаемое в опытах значение аномальной части  $g$ -фактора частицы на основании уравнения (8), есть

$$\overline{\omega_s''} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \omega_s'' d\theta = \frac{eB_0}{mc} a + \frac{eB_0 (\gamma_0 + \gamma_\wedge)}{\pi mc \gamma_\wedge} \int_0^\pi \frac{d\theta}{1 + \gamma_\wedge \gamma_0 (1 + \beta_\wedge \beta_0 \cos \theta)}. \quad (9)$$

Так как

$$\int \frac{dx}{b+c \cdot \cos x} = \frac{2}{\sqrt{b^2 - c^2}} \operatorname{arctg} \left[ \frac{\sqrt{b-c}}{b+c} \operatorname{tg} x/2 \right] \quad \text{при } b^2 > c^2,$$

то интеграл А, входящий в выражение (9), есть

$$A = \frac{\pi}{\sqrt{b^2 - c^2}} = \frac{\pi}{\sqrt{(1 + \gamma_\wedge \gamma_0)^2 - \gamma_\wedge^2 \gamma_0^2 \beta_\wedge^2 \beta_0^2}} = \frac{\pi}{\gamma_0 + \gamma_\wedge},$$

и, следовательно, измеряемое в опытах среднее значение  $\overline{\omega_s''}$ , есть

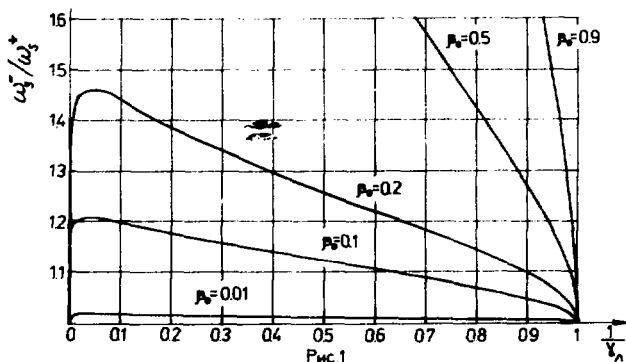
$$\overline{\omega_s''} = \frac{eB_0}{mc} \left( a + \frac{1}{\gamma_\wedge} \right),$$

т.е., действительно, строго совпадает со значением  $\omega_s''$  в неподвижной лаборатории, даваемым уравнением (1). Этот важный результат, показывающий строгую независимость измеряемой средней скорости прецессии от движения самой лаборатории, подтверждаемый с большой точностью имеющимся опытом, даёт гарантию того, что уравнение (8) не вступает ни в

наименьшее противоречие с опытом и, следовательно, правильно отражает в рамках существующей теории локальную прецессию в движущейся системе отсчёта при движении частиц в поперечном магнитном поле и может быть принято за основу дальнейшего обсуждения и постановки опыта.

## 2. Предварительная оптимизация физических параметров опыта

Как следует из уравнения (8), скорость спиновой прецессии в движущейся лаборатории имеет два экстремальных значения  $\omega_s^-$  и  $\omega_s^+$  при  $\theta_1 = \pi$  и  $\theta_2 = 0$  соответственно. Зависимость  $\omega_s^-/\omega_s^+$  от параметра  $\gamma_\Lambda$  для электронов при различных значениях скорости лаборатории  $\beta_0$  приведена для наглядности на рис.1. Целью эксперимента является обнаружение угловой анизотропии локальной скорости спиновой прецессии, характеризующейся величиной  $\eta = \omega_s^-/\omega_s^+ - 1$ , позволяющей определить направление и скорость Земли в пространстве. В условиях наземного эксперимента это можно сделать путём измерения амплитуды суточной вариации резонансной частоты спиновых переходов в поляризованном пучке электронов в накопительном кольце, на криволинейном участке траектории, при некоторой оптимальной ориентации плоскости орбиты относительно горизонта.



Как следует из графиков, приведенных на рис.1, значение величин  $\eta$  весьма слабо зависит от параметра  $\beta_\Lambda$  в широком интервале изменения этой величины, достигая некоторого максимума примерно при  $\gamma_\Lambda = 50$  в случае  $\beta_0 = 0,01$ . Дальнейшее увеличение энергии электронов приводит к уменьшению  $\eta$  из-за возрастания относительного вклада в скорость прецессии аномальной части магнитного момента, являющегося, как это следует из уравнения (8), инвариантным. Выбор параметра  $\beta_\Lambda$ , соответствующий

шего максимуму  $\eta$  при ожидаемом значении величины  $\beta_0 \sim (10^{-3} - 10^{-4})$ , является, конечно, нерациональным из-за резкого возрастания технических трудностей, никак не оправдываемых весьма слабым возрастанием измеряемой величины  $\eta$  в области больших значений  $\gamma_A$ . Выбор оптимального значения  $\gamma_A$ , определяющего основные параметры экспериментального устройства, представляет собой, вообще-то говоря, довольно сложную задачу, требующую учёта многих обстоятельств и практических возможностей реализации требуемых условий. Поэтому для выяснения пока лишь возникающих проблем в качестве первого приближения рассмотрим сначала варианты устройства и методы измерения ожидаемого эффекта при  $\gamma = 2$ , ещё не очень сложно реализуемых при ускорении в статическом электрическом поле, обеспечивающем наилучшую монохроматичность пучка по сравнению с другими методами из-за проявления в них дополнительно еще и разброса фазовых условий ускорения частиц.

Величина ожидаемого эффекта  $\eta$  при  $\gamma_A = 2$  и значениях параметра  $\beta_0$  в интервале  $10^{-3} > \beta_0 > 10^{-4}$ , согласно уравнению (8), заключена в этом же диапазоне значений  $10^{-3} > \eta > 10^{-4}$ . При минимальном значении параметра  $\eta = 10^{-4}$ , определяемом скоростью орбитального движения Земли, необходимое частотное разрешение  $\Delta\omega_s/\omega_s$  для уверенного наблюдения эффекта должно быть, по-видимому, на порядок меньше величины  $\beta_0$  и, следовательно, разумно принять  $\Delta\omega_s/\omega_s \sim 10^{-5}$ . На этом основании требуемая однородность магнитного поля в области расположения измерительного резонатора должна быть не хуже этой величины, что, по-видимому, не представляет особой сложности. Максимальные требования к энергетическому разбросу в циркулирующем пучке найдём на том же основании. Учитывая, что с точностью до малых членов  $\omega_s = \frac{eBc}{E} (\alpha\gamma_A + 1)$ , где  $E$  - полная энергия частицы, для величины разброса энергии имеем условие  $\Delta E = 10^{-5} E$ , что соответствует при  $\gamma = 2$  величине  $\Delta E = 10 \text{ эВ}$ . Это, конечно, уже весьма жёсткое условие, но вполне выполнимое при электростатическом ускорении частиц, хотя в этом случае и потребуются уже большие усилия для его реализации на практике. Посмотрим теперь, какие дополнительные требования могут возникнуть в связи с радиочастотными методами, которые только и могут быть использованы при измерениях локальной скорости спиновой прецессии частиц

### 3. Методы измерения скорости прецессии

Для измерения локальной скорости спиновой прецессии могут быть использованы в принципе четыре радиочастотных способа:

- а) измерение сигнала вынужденного излучения при отрицательной



- поляризации пучка;
- б) измерение сигнала резонансного поглощения при положительной поляризации пучка;
  - с) метод резонансного насыщения в сочетании с измерением изменения поляризации пучка;
  - д) метод инверсии поляризации пучка в сочетании с измерением изменения поляризации пучка.

При использовании двух последних способов требование к пространственной плотности частиц в накопительном кольце не является критичным, т.к. нижний предел определяется лишь статистическими соображениями при регистрации асимметрии моттовского рассеяния электронного пучка, выводимого из накопительного кольца после действия радиочастотного импульса. При использовании первых двух способов требуется достижение пороговой плотности частиц, зависящей от величины шума используемого предусилителя детектирующей системы. Общим для всех методов является, конечно, требование, предъявляемое к минимальному времени взаимодействия частиц с полем резонатора, вытекающее из соотношения неопределённости, ограничивающего наблюдаемую ширину линии условием  $\Delta\omega_p \geq 1/\Delta t$ . Т.к.  $\Delta\omega_p = 10^{-5} \omega_p$ , то минимальное требование к времени взаимодействия заключается в выполнении условия  $\Delta t \geq 10^5 / \omega_p$ . Если резонатор занимает десятую часть накопительного кольца, то среднее время удержания электронов на орбите должно быть не меньше, чем  $\tau \geq 10^6 / \omega_p = 10^6 R / \beta c$ , где R — радиус кольца. Например, при R=15 см и  $\beta_A = 0,866$  при  $\gamma = 2$  (E=500 кэВ)  $\tau = 5,8 \cdot 10^{-4}$  сек. Это соответствует  $1,6 \cdot 10^5$  оборотам электронов в кольце.

Существенно более жёсткое требование к времени удержания частиц в накопительном кольце возникает в случае использования наиболее перспективного метода наблюдения, основанного на регистрации сигнала вынужденного излучения при использовании электронного пучка с отрицательной поляризацией  $p = (n_1 - n_2) / (n_1 + n_2)$ , где  $n_1$  и  $n_2$  — плотность частиц на нижнем и верхнем спиновых уровнях. Как известно, пороговая разность плотностей частиц  $\Delta n_p = n_2 - n_1$  для начала генерации вынужденного когерентного излучения должна удовлетворять равенству [6]

$$\Delta n_p = \frac{\hbar}{4\pi Q |\mu|^2 \tau} [1 + (\delta\tau)^2] \quad (10)$$

где Q — добротность резонатора,

$|\mu|$  — значение матричного элемента дипольного момента,

$\tau$  — время взаимодействия с полем резонатора,

$\delta = \frac{\omega_r - \omega_p}{1 + \omega_p \tau / 2Q}$  коэффициент расстройки, где  $\omega_r$  — частота резонатора.

В нашем случае добротность резонатора может быть порядка  $\omega_c / \Delta\omega \approx 10^5$ . Т.к. матричный элемент дипольного момента численно равен магнетону Бора, то величина  $\Delta n_0 \tau_0$  должна быть не меньше, чем

$$\Delta n_0 \tau_0 \geq \frac{\hbar}{4\pi Q H^2} = \frac{1 \cdot 10^{-34}}{12,5 \cdot 10^5 (0,93 \cdot 10^{10})^2} \approx 1 \cdot 10^{-7} \text{ сек/см}^3$$

при условии идеальной настройки резонатора, обеспечивающей  $\delta = 0$ . Если для величины  $\Delta n_0$ , ограничиваемой пространственным зарядом, принять пока умеренное значение  $\Delta n_0 = 10^9$  частиц/см<sup>3</sup>, то приходим к выводу, что время взаимодействия частиц с полем резонатора должно быть  $\approx 0,1$  сек, а время удержания на орбите порядка 1 сек. Такое время не является, конечно, недостижимым, но влечёт за собой необходимость введения уже ускорительного механизма для компенсации потерь энергии частиц из-за синхротронного излучения, которое при  $\gamma = 2$  хотя ещё и мало, но за большое время жизни частиц на орбите приводит к существенному увеличению разброса их энергии.

Полная мощность синхротронного излучения дается формулой [7]

$$W = \frac{2}{3c} \left( \frac{c}{R} \frac{H}{\beta^2} \right)^2 \quad (11)$$

Используя принятое выше значение  $R=15$  см и  $\omega_c = \beta c/R = 1,73 \cdot 10^{10}$  рад/сек, получим  $W = 120$  эВ/сек, и, следовательно, при времени жизни  $\tau_0 = 1$  сек энергетический разброс будет увеличен в 12 раз при непрерывном режиме инжекции частиц с первоначальным значением  $\Delta E = 10$  эВ, если не принять меры к компенсации потерь.

Оценим теперь возможную мощность сигнала спинового излучения в стационарном режиме при инжекции полностью поляризованного пучка. При заданной выше критической величине плотности частиц на верхнем магнитном спиновом подуровне с временем взаимодействия  $\tau = 0,1$  сек при нулевой заселённости нижнего подуровня никакого излучения ещё не возникает. Появится оно может лишь при образовании в резонаторе избыточного числа частиц на верхнем уровне  $\Delta n = n_2 - \Delta n_0$ , переходящих за время  $\tau$  на нижний с сохранением разности заселённостей уровней  $\Delta n_0$ . Мощность излучения при этом будет равна

$$W_s = \hbar \omega_c \Delta n V_{ef} / \tau \approx \hbar \omega_c n_1 V_{ef} / \tau \approx \hbar \omega_c (n - \Delta n_0) V_{ef} / 2\tau, \quad (12)$$

где  $V_{ef}$  - эффективный объём резонатора, заполненный частицами с плотностью  $n = n_1 + n_2$ . При длине резонатора в нашем случае 10 см, с эффективным сечением, например  $\sim 1$  см<sup>2</sup>, при равновесной общей плотности частиц  $n = 10^9$  см<sup>-3</sup> мощность излучения будет равна

$$W_0 = 10^{-27} \cdot 1,7 \cdot 10^9 \cdot 4,5 \cdot 10^6 \cdot 10 \cdot 10 = 0,7 \cdot 10^{-14} \text{ ватт.}$$

В стационарном режиме работы спинового лазера на свободных электронах, как можно было бы назвать данное устройство, непрерывная генерация излучения может обеспечиваться лишь за счёт очень малого постоянного тока инжекции с поляризацией Р, необходимого для восполнения потерь частиц, определяемых заданным нами выше временем взаимодействия с полем резонатора, и равного, очевидно,

$$I_{\text{ин}} = \frac{en}{|p|} \tau v_{\text{ор}} = \frac{10^9 \cdot 10}{0,1} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ ампер.}$$

Если плотность частиц  $n$  близка к ограничиваемой величиной пространственного заряда пучка, то дальнейшее увеличение тока инжекции, приводя к незначительному увеличению плотности, будет приводить неизбежно к уменьшению среднего времени жизни частиц на орбите и, следовательно, к увеличению требуемой, согласно условию (10), пороговой плотности  $\Delta n_0$ , не приводя к существенному возрастанию излучаемой спиновым генератором мощности. Таким образом, для спинового лазера на свободных электронах возможен эффект насыщения, возникающий при токах инжекции, по видимому, ненамного превышающих пороговое значение тока. В частности, критерием выполнения заданных условий и работоспособности такого генератора может служить достижение требуемого орбитального тока  $I = \mu\text{вс}$  при найденном выше токе инжекции, гарантирующем заложенное в расчёте время взаимодействия. Это налагает, безусловно, очень жесткие условия на допустимые параметры напорчатльного кольца, включая вакуумные условия и защиту от внешнего воздействия на равновесную орбиту пучка.

Излучаемый при выбранных параметрах сигнал хотя и мал из-за ограничения плотности частиц пространственным зарядом, однако он всё же еще на три порядка превосходит тепловой шум при  $T=300 \text{ К}$ , поступающий на вход усилителя в рабочей полосе частот  $\Delta\omega_0$ , равный

$$W = \frac{1}{2\pi} kT \Delta\omega_0 \approx 10^{-17} \text{ ватт,}$$

который при необходимости может быть снижен ещё на два порядка путём охлаждения резонатора до гелиевых температур. В этом случае, однако, необходимо использовать в качестве предусилителя либо специальный низкочастотный лазер, либо другой охлаждаемый усилитель с достаточно низкой эквивалентной температурой шума. Заметим, что ширина излучаемого сигнала должна быть на несколько порядков меньше величины  $\Delta\omega_0$ , определяемой разбросом скоростей частиц и неоднородностью магнитного поля в зоне резонатора. Это представляет значительный резерв, который можно использовать при окончательном выборе рабочих параметров экспериментальной установки.

#### 4. Возможные помехи, дополнительные ограничения, инжекция

Наиболее серьёзные помехи при наблюдении спинового сигнала с уровнем мощности  $\sim 10^{-14}$  ватт могут возникать, конечно, как из-за статистических флуктуаций тока, так и синхротронного излучения пучка. Обе эти причины, несмотря на отсутствие когерентности испускаемых фотонов, могут приводить всё же к возрастанию шума на входе усилителя. Борьба с этими помехами возможна путём выбора специальной формы резонатора и тщательной юстировки его относительно медианной плоскости и направления пучка, а также путём увеличения добротности резонатора. Устройство такого одномодового резонатора с сосредоточенными параметрами и его расположение в накопительном кольце показано на рис. 2. Требуемая добротность резонатора  $Q \sim 10^5$  может быть получена изготовлением его из сверхчистой меди с последующей термической обработкой и охлаждением, по крайней мере, до 4,2 К. При такой же температуре целесообразно поддерживать и вакуумную камеру накопителя для достижения в ней сверхвысокого вакуума, требуемого для обеспечения заданного времени жизни частиц в накопителе.

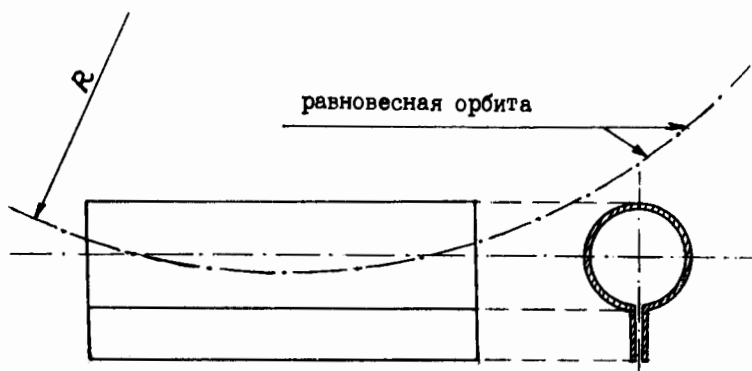


Рис. 2. Резонатор для наблюдения вынужденного излучения.

Переменная составляющая электрического поля пучка, действующая на резонатор, параллельна обкладкам его конденсатора, а магнитная ортогональна направлению магнитного поля резонатора. По этой причине шумовое воздействие переменной составляющей поля пучка должно быть сильно подавлено. Воздействие со стороны синхротронного излучения, ма-

ксимум которого при  $\gamma=2$  падает примерно на восьмую гармонику, возможно лишь на первой гармонике. Однако соответствующий ей частотный интервал расположен ниже резонансной частоты резонатора примерно на величину  $\Delta\omega \sim 230 \Delta\omega_r$ , где  $\Delta\omega_r$  полоса пропускания резонатора. Даже при лоренцевской форме частотной функции возбуждения резонатора шумовое воздействие на него со стороны первой гармоники должно быть всё же подавлено примерно в  $5,3 \cdot 10^4$  раз. Тем не менее для обеспечения более чистых условий наблюдения сигнала спинового излучения целесообразно уменьшить еще на порядок синхротронное излучение пучка, увеличив радиус его орбиты и уменьшив энергию частиц. Уменьшение радиационных потерь позволит избежать необходимости введения механизма компенсационного ускорения частиц для сохранения задаваемого источником разброса скоростей частиц в пучке. Некоторое уменьшение при этом ожидаемого эффекта суточной вариации частоты спинового лазера не является пока существенным из-за имеющегося большого запаса в разрешающей способности метода в силу узости спинового сигнала, если его, конечно, несмотря на другие возможные помехи и подводные камни, удастся всё же наблюдать.

Основная опасность заключается, конечно, в том, что приведенная выше оценка величин необходимой плотности частиц, даже при коэффициенте заполнения резонатора  $\eta = 1$ , весьма близка к предельной, определяемой пространственным зарядом пучка, и, следовательно, необходимого пока "страхового" запаса в используемых параметрах при предполагаемых условиях, к сожалению, не имеется. Достижение же одновременно высокой плотности, сохранение монохроматичности и большого времени удержания частиц на равновесной орбите при малых значениях  $\gamma$  и  $B$  при отсутствии затухания бетатронных колебаний представляется пока весьма противоречивой задачей. Действительно, в рамках линейного приближения для оценки предельной плотности частиц применимо следующее соотношение [8]:

$$n = Q_r \Delta Q_r \gamma V^2 / \pi m c^2, \quad (13)$$

где  $Q_r = \sqrt{1-q}$ ;  $Q_z = \sqrt{q}$  — частоты бетатронных колебаний в единицах частоты обращения частиц, выраженные через показатель спада поля  $q$ , а  $\Delta Q_r$  — допустимый сдвиг частоты из-за пространственного заряда пучка вследствие уменьшения жесткости фокусирующей системы.

Для оценки предельной плотности с учетом желаемого снижения радиационных потерь примем пока для энергии частиц и радиуса орбиты значения  $E_k = 300 \text{ кэВ}$  и  $R = 25 \text{ см}$ . Магнитная индукция тогда должна быть  $B = \beta(E_k + mc^2) / R e = 54,4 \text{ гаусс}$ . Принимая далее, например,  $q = 0,5$ ,  $Q_z = Q_r = 0,707$  и  $\Delta Q_{z,r} = 0,15$ , получим  $n = 2,8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Радиационные

потери при этом, согласно ур.(11), будут составлять лишь 3,9 эВ/сек и, следовательно, введения компенсационного ускорения уже не потребуется. Однако электрическое поле в пучке при плотности  $3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$  на расстоянии, например,  $r=0,5 \text{ см}$  от его оси будет уже  $E=2\pi n e r=127 \text{ В/см}$ , и монохроматичность пучка будет определяться этой величиной, а не заданным ранее разбросом энергии частиц в инжекторе. Таким образом, приведенная оценка убеждает, что требуемые условия для наблюдения сигнала вынужденного излучения находятся пока на пределе возможного и реально потребуются, по-видимому, снижение критической плотности за счет увеличения времени взаимодействия с полем резонатора.

Другая трудность связана с ограничением интенсивности источников поляризованных электронов уровнем порядка 1мкА, что приводит к необходимости применения многооборотного режима инжекции для накопления требуемой плотности частиц в циркулирующем пучке. При стандартном подходе для устранения ограничения времени пребывания частиц в накопителе из-за рассеяния на элементах ввода пучка потребуется перевод его после накопления на другую орбиту. Другой возможный вариант, позволяющий избежать этой операции, заключается в инжекции пучка под некоторым углом  $\varphi$  к равновесной орбите с последующим погашением радиальной составляющей скорости в электростатическом радиальном поле на некотором участке круговой траектории. Схема такого ввода приведена на рис.3.

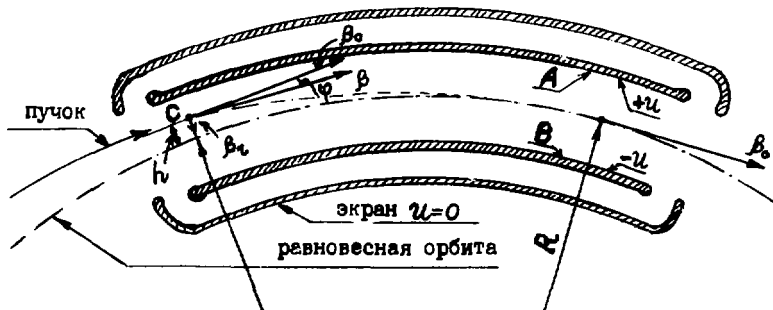


Рис.3. Схема непрерывной инжекции пучка.

Отклоняющее действие электрического поля между электродами A и B с потенциалами  $+U$  и  $-U$  соответственно может быть строго скомпенсировано путем увеличения магнитного поля в области между электродами на величину  $\Delta B = E_r / \beta$ , следующую из условия равенства частот обращения на участ-

ке траектории с добавочными электрическим и магнитным полями и вне его

$$\omega_s = \frac{e}{mc} \left( \frac{B + \Delta B}{\gamma} r - \frac{\gamma}{\gamma^2 - 1} [\beta \times B] \right) = \frac{eB}{mc\gamma}.$$

При выполнении этого условия равновесный радиус обращения частицы  $R = mc^2 \beta \gamma / eB$  в поперечном поле  $B$  остаётся неизменным и в межэлектродной области  $\Delta B$ . Однако возмущающее действие добавочного электрического поля отсутствует лишь для частиц, не имеющих радиальной составляющей скорости. При наличии такой составляющей у инжектируемых частиц  $v_r = v \sin \varphi$ , где  $\varphi$  - угол инжекции в точке  $C$  (см. рис. 3), расположенной на расстоянии  $h$  от равновесной орбиты с потенциалом  $+hE$ , скорость изменения полной энергии частицы, равной в точке  $C$   $E = E_0 + eEh$ , описывается уравнением

$$\frac{dE}{dt} = -e(E \cdot v) = -eE v \sin \varphi = -eE v_r, \quad (14)$$

следующим из уравнения движения заряженной частицы в электромагнитном поле. Следовательно, изменение полной энергии частицы за время движения  $t$  в поле  $B$  на основании (14) в пренебрежении малым изменением значения  $B$  будет равно

$$\Delta E = -eE \int_0^t v_r(t) dt = -eB \Delta R,$$

где  $\Delta R$  - перемещение частицы за время  $t$  в направлении тормозящего её электрического поля. Так как изменению, согласно ур. (14), подвергается лишь радиальная составляющая скорости, изменение энергии может достигать предельного значения при обращении  $v_r$  в нуль при достаточно большом пролетном времени  $t$ . В этом случае величина смещения  $\Delta R$  будет определяться лишь начальным значением  $v_r(0)$ , зависящим от угла инжекции  $\varphi$ . Очевидно, для того чтобы достигнуть равенства  $\Delta R = h$ , требуемого для перевода частицы на равновесную орбиту, величина  $v_r$  должна удовлетворять уравнению

$$eBh = mc^2 \left[ (1 - \beta_0^2 - v_r^2/c^2)^{-1/2} - (1 - \beta_0^2)^{-1/2} \right],$$

соответствующему условию, когда  $\varphi = \arctg \beta_r / \beta_0$ , и конечное значение энергии частицы равно  $E_0$ . В результате для угла инжекции получаем условие

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{\beta_0} \sqrt{1 - \beta_0^2 - \left( \frac{mc^2}{eBh + E_0} \right)^2}.$$

Если при этом длина электродов удовлетворяет условию  $L \geq E_0 \beta_0^2 \operatorname{tg} \varphi / eB$ , то инжектируемые частицы окажутся выведенными на равновесную орбиту в накопительном кольце без возмущения её конструктивными деталями.

Для устранения обратного раскачивающего действия на частицы, име-

щие начальную малую составляющую радиальной скорости обратного знака, следует, по-видимому, использовать аналогичное компенсирующее устройство с противоположным направлением электростатического и добавочного магнитного полей.

### 5. Резонансный метод, основанный на регистрации изменения поляризации пучка

Ввиду проблематичности достижения требуемых параметров пучка для наблюдения сигнала вынужденного излучения, рассмотрим другие варианты, не требующие достижения предельной плотности и чрезмерно большого времени удержания частиц в накопителе. В этом случае появляется возможность формирования весьма узкого и монохроматического пучка, удовлетворяющего поставленным ранее условиям. Хотя разрешающая способность методов, основанных на регистрации изменения асимметрии моттовского рассеяния при воздействии на циркулирующий пучок резонансным высокочастотным полем, безусловно, будет существенно ниже разрешения рассмотренного ранее метода, поставленная нами задача может быть все же решена.

Чувствительность этого метода может быть значительно повышена, если перейти от измерения суточной вариации величины  $\omega_{\pm c}$  к измерению разностной частоты  $\omega_{\pm c}$ , равной

$$\omega_{\pm c} = \frac{eV}{mc\gamma_{\pm}} \left( a\gamma_{\pm} + \frac{\gamma_0 + \gamma_{\Delta}}{1 + \gamma_0 \gamma_{\pm} (1 + \beta_0 \beta_{\Delta} \cos \theta)} - 1 \right),$$

которая при выбранном значении кинетической энергии частиц  $E_k = 300 \text{ кэВ}$  в 543 раза меньше значения  $\omega_{\pm}$ . Однако абсолютная величина вариации  $\omega_{\pm c}$  останется при этом неизменной из-за постоянства вычитаемой величины  $\omega_{\pm}$  и суточное относительное изменение этой величины даже при  $\beta_0 = 10^{-4}$  должно достигать уже 2%. Для перехода к измерению  $\omega_{\pm c}$  оказывается достаточно применить для возбуждения радиочастотного поля контур в форме длинной катушки, изогнутой строго по радиусу орбиты циркулирующего пучка. Это становится очевидным, если принять во внимание, что статическое поле такой катушки должно оказывать деполаризующее действие на движущиеся вдоль ее оси частицы с дираковским магнитным моментом. Действительно, во вращающейся с частотой  $\omega_c$  системе координат воздействие статического поля изогнутого по радиусу обращения частицы соленоида не отличается от действия поля прямого высокочастотного контура такой же длины с амплитудой колебаний поля на частоте вращения частицы, превышающей в 2 раза напряженность поля такого соленоида.

Следует заметить, однако, что предлагаемый прием резкого снижения



измеряемой непосредственно частоты переходов, приводящий к возрастанию относительного эффекта, не снижает требований, предъявляемых к монохроматичности пучка и другим параметрам, т.к. ширина наблюдаемого резонансного перехода при достаточном суммарном пролетном времени взаимодействия с полем по-прежнему будет определяться разбросом величин  $\omega_c$ .

Для измерения зависимости степени поляризации циркулирующего пучка от приложенного радиочастотного поля по величине лево-правой асимметрии моттовского рассеяния поперечно-поляризованных электронов можно воспользоваться внутренней мишенью, играющей роль диафрагмы, ограничивающей размеры пучка. При энергии 300кэВ асимметрия в плоскости, перпендикулярной направлению вектора поляризации, достигает величин 0,45 при рассеянии от золотой фольги на угол  $130^\circ$  [9].

Варьируя положением и величиной отверстия в диафрагме интенсивность циркулирующего в накопителе пучка, а также амплитуду радиочастотного поля, можно подобрать оптимальные условия при измерениях в стационарном режиме, обеспечивающие достижение минимальной ширины линии спинового перехода, определяемой монохроматичностью пучка и однородностью внешнего магнитного поля в резонаторе. Это может быть получено при отсутствии пролетного уширения, определяемого суммарным временем взаимодействия  $\tau$  с полем резонатора, достигаемом при  $\tau > 1/\Delta\omega_c$ . Амплитуда радиочастотного поля при этом должна удовлетворять условию  $N_1 \leq 2\pi mc/e\tau$ , исключающему уширение перехода за счет снижения времени жизни частиц в заданном квантовом состоянии.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. V. Bargmann, L. Michel and V.L. Telegdi. Phys Rev. Lett. 1959, 2, p 435.
2. Б.С. Неганов. Препринт ОИЯИ, Дубна, Р4-89-827, 1989.
3. К. Меллер. Тесрия относительности, 2.8. Атомиздат. М., 1975.
4. В.Б. Берестецкий Е.М. Лившиц, Л.П. Питаевский. Квантовая электродинамика, "Наука" М. 1980 Т. 4.
5. Дж. Филд, Э. Пикасс, Ф. Комбли. УФН, 1979, т. 127, вып. 4.
6. Г.М. Страховский, А.В. Успенский. Основы квантовой электроники. Москва. "Высшая школа" 1979.
7. А.А. Соколов. И.М. Тернов. Релятивистский электрон. М. "Наука" 1983.
8. Г. Брук. Циклические ускорители заряженных частиц. М. Атомиздат, 1970.
9. G. Holzwarth, H.J. Meister. Elastic scattering of relativistic electrons by screened gold and mercury nuclei. Nucl. Phys. 1964, v. 59, p. 56-64.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 февраля 1991 года.