

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С322.1

В-191

6/11-76

P8 - 9905

4802/2-76

Б.В.Васильев

ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКЕ
ПРИНЦИПА ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ

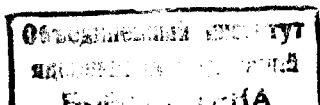
1976

P8 - 9905

Б.В.Васильев

**ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКЕ
ПРИНЦИПА ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ**

Направлено в ЖЭТФ и на 4-ю Всесоюзную
конференцию по гравитации. Минск, 1976.



Введение

Согласно принципу эквивалентности, “наблюдатель, находящийся в закрытом ящике, никаким способом не сможет установить, покоится ящик /в однородном/ гравитационном поле или же находится в пространстве, свободном от гравитационных полей, но движется с ускорением, вызываемым приложенными к ящику силами“ /1/. Иными словами, результаты любых локальных экспериментов, проведенных в системе, падающей с естественным ускорением, характерным для существующего гравитационного поля, будут тождественны результатам опытов в инерциальной системе. Этот принцип, лежащий в фундаменте общей теории относительности, неоднократно проверялся экспериментально. Опыты Этвеша, Саузернса, Дикке, Брагинского, Оконова /2/ с высокой точностью доказали его справедливость по отношению к статическому гравитационному полю Земли и Солнца для самых разнообразных объектов - металлов и диэлектриков, радиоактивных и нерадиоактивных веществ, элементов с разным отношением числа нейтронов на протон в ядре, для частиц и античастиц.

Неоднократно высказывались соображения о том, что в настоящее время интересно и важно проверить этот принцип для вещества, ядра которого поляризованы. Актуальность такой постановки связана с тем, что во всех экспериментах типа /2/ результат нечувствителен к наличию составляющих гравитационного поля, описываемых недиагональными компонентами метрического

тензора. Наличие в образце поляризованных ядер /спинов/ дало бы возможность прибору в принципе реагировать также и на компоненты поля, описываемые перекрестными членами метрического тензора $g_{0\alpha}^*$.

Несмотря на важность такой проверки принципа эквивалентности, эксперимент этого типа до сих пор не поставлен из-за сложности "взвешивания" поляризованного образца и ликвидации негравитационных эффектов /в первую очередь магнитных/.

Рассмотрим другую постановку опыта по проверке принципа эквивалентности для компонент $g_{0\alpha}$, основанную на прямом взаимодействии электромагнетизма и гравитации.

Уравнения Максвелла в гравитационном поле

Справедливость уравнений Максвелла в их традиционной форме ограничена областью плоского пространства - времени. Присутствие гравитационного поля влияет на соотношения между напряженностями полей и их индукциями и тем самым несколько изменяет вид уравнений электродинамики. Слабое статическое гравитационное поле ведет, в частности, к появлению у "вакуума" отличных от единицы электрической и магнитной проницаемостей /3а/. Результирующий показатель преломления "вакуума" наиболее наглядно проявляется в известном, экспериментально наблюдаемом искривлении лучей света гравитационным полем Солнца. Учет существующего в рамках ОТО влияния на электромагнетизм гравитационного поля, описываемого компонентами $g_{0\alpha}$, ведет к появлению перекрестного эффекта - возникновению магнитной индукции у вакуума под действием электрического поля. Рассмотрим этот эффект подробнее. Вторая пара уравнений Максвелла в ковариантной форме имеет вид:

* Такие компоненты создаются за счет вращения гравитирующих тел и в определенной мере эквивалентны компонентам магнитного поля, возникающим в вакууме за счет вращения электрически заряженных объектов.

$$\frac{\partial F^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{4\pi}{c} j^i \quad /1/$$

Если гравитационное поле считать слабым и стационарным, метрический тензор может быть записан в виде:

$$g^{ik} = \delta_i^k - \gamma^{ik}, \quad /2/$$

причем $\gamma^{a\beta} = 0$ при $a \neq \beta$, в то время как $\gamma^{a0} \neq 0$. Выписывая из /1/ уравнение для магнитного поля в предположении отсутствия реальных пространственных токов, получим:

$$F^{ak};_k = \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^k} (\sqrt{-g} F^{a\beta}) = 0. \quad /3/$$

Раскроем ковариантную производную для стационарного случая:

$$\frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{1}{\sqrt{-g}} F^{a\beta} \right) = 0 \quad /4/$$

и перейдем от контрвариантных к ковариантным компонентам тензора поля:

$$\frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{1}{\sqrt{-g}} F_{\gamma\delta} g^{\gamma\alpha} g^{\delta\beta} \right) = \frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{1}{\sqrt{-g}} F_{\delta\alpha} (g^{\alpha\sigma} g^{\delta\beta} - g^{\delta\alpha} g^{\sigma\beta}) \right),$$

учитывая, что в интересующем нас приближении слабого поля

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} = 1, \quad g^{ii} = 1, \quad g^{0\alpha} = -g_{0\alpha} \quad /6/$$

и так как, по определению /3а, б /,

$$F_{\alpha 0} = E_\alpha, \quad F_{a\beta} = B_{a\beta}, \quad /7/$$

получим

$$\vec{B} = [\vec{E}, \vec{g}]. \quad /8/$$

Здесь \bar{g} - трехмерный вектор, проекции которого равны перекрестным компонентам метрического тензора g^{oa} , E - напряженность электрического поля, B - индукция магнитного поля. Приведенный упрощенный вывод эффекта основан на том, что экспериментально воздействие гравитации на электромагнетизм чрезвычайно слабо и все эффекты можно считать аддитивными и вычислять независимо. Более строго указанный эффект рассмотрен в /3а, 4, 5/ с учетом воздействия статического поля и членов второго порядка /6/.

Вектор \bar{g}

Согласно /3б/, вектор \bar{g} может быть представлен в виде:

$$\bar{g}_1 = \frac{2k}{c^3 R^2} [\bar{m} \times \bar{n}]. \quad /9/$$

Здесь \bar{m} - момент импульса вращающегося тела, \bar{n} - единичный вектор в направлении наблюдателя, располагающегося на расстоянии R . Легко убедиться, что, вращая тела лабораторных масштабов, невозможно получить сколько-нибудь заметных с экспериментальной точки зрения величин вектора \bar{g} . Поэтому интересно рассмотреть значения вектора \bar{g} , которые могли бы существовать в земной лаборатории за счет движения космических тел при нарушении принципа эквивалентности.

Предположим, что наша лаборатория /вместе с Землей/ не падает свободно в поле тяготения, создаваемом космическими телами, а движется прямолинейно со скоростью v^a по касательной кистинной траектории в данной ее точке.

Используя формально правило лоренц-преобразования тензоров, получим в такой прямолинейно и равномерно движущейся системе:

$$g^{oa} = \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left[g'^{oa} \left(1 + \frac{v^2}{c^2} \right) + \frac{v^a}{c} g'^{oo} + \frac{v^a}{c} g'^{aa} \right].$$

Здесь штрихи относятся к системе координат, покоящейся относительно центра тяжести системы источников гравитационного поля. Так как гравитационное поле звезд в земной лаборатории слабое, g'^{oo} и g'^{aa} определим по формулам Шварцшильда /3в/:

$$g'^{oo} = -1 + \frac{2kM}{Rc^2}; \quad g'^{aa} = 1 + \frac{2kM}{Rc^2} \quad /10/$$

и, опустив члены второго порядка по $\frac{v}{c}$, получим

$$g^{oa} = g'^{oa} + 4 \frac{v^a}{c} \cdot \frac{\phi}{c^2}. \quad /11/$$

Здесь ϕ - ньютонов потенциал звезд.

Таким образом, интересующий нас вектор \bar{g} в рассмотренной системе определяется как сумма двух слагаемых

$g = g_1 + g_2$,
первое из которых есть эффект поля моментов вращения неподвижных звезд, которое определяется по формуле /9/, и второе - результат релятивистского движения Земли в поле статического потенциала:

$$\bar{g}_2 = 4 \frac{\bar{v}}{c} \frac{\phi}{c^2} = 4 \left(\frac{\bar{v}}{c} \right)^3 \quad /12/$$

в предположении равенства v^a орбитальной скорости для круговой орбиты:

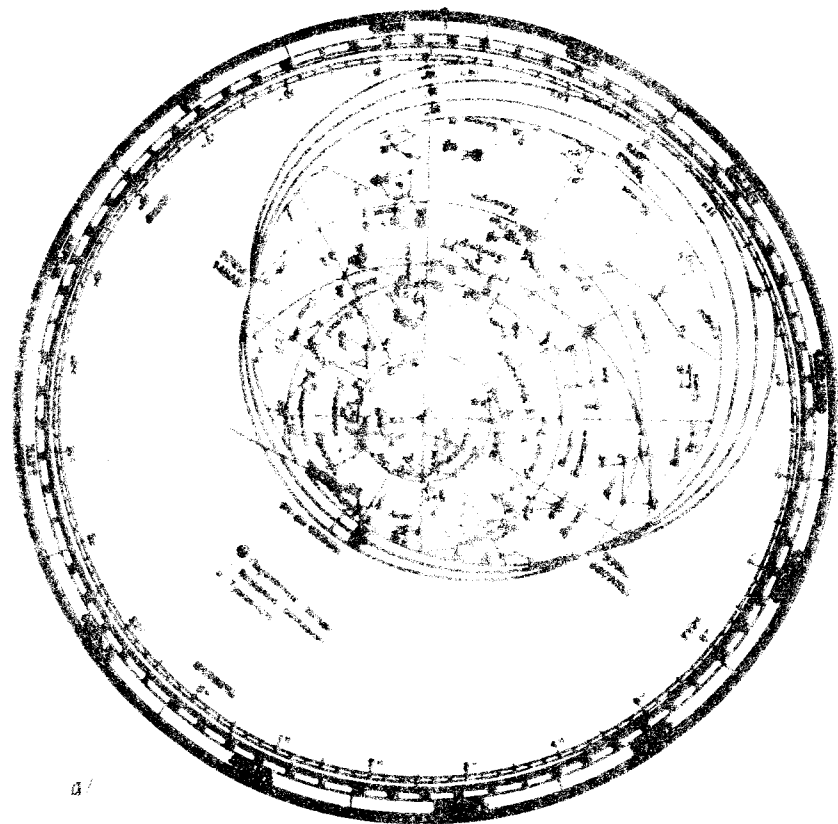
$$v^a = \sqrt{\frac{kM}{R}}. \quad /13/$$

Известно, /7/ что с максимальной скоростью /равной примерно 250 км/с/ осуществляется движение Земли вместе со всей Солнечной системой вокруг центра Галактики, поэтому

$$|g_2| = 2,3 \cdot 10^{-9}, \quad /14/$$

причем вектор \vec{g} имеет ориентацию по направлению движения Солнечной системы в Галактике, т.е. примерно на звезду Денеб в созвездии Лебедя (рис. 1).

Движение Земли вокруг Солнца осуществляется со скоростью, близкой к 30 км/с. в связи с этим величина вектора \vec{g} , создаваемого этим движением, примерно на



три порядка меньше. Сравнимое по величине с /14/ поле вектора \vec{g}_1 получается за счет вращения Галактики вокруг своего центра. Согласно данным астрономии, в этом движении нужно выделять две галактические составляющие - плоскую и сферическую. Звезды, населяющие сферическую составляющую, сконцентрированы в центральной области и ядре Галактики и имеют большие, но случайным образом ориентированные скорости вращения. Поэтому можно считать, что они не создают значи-

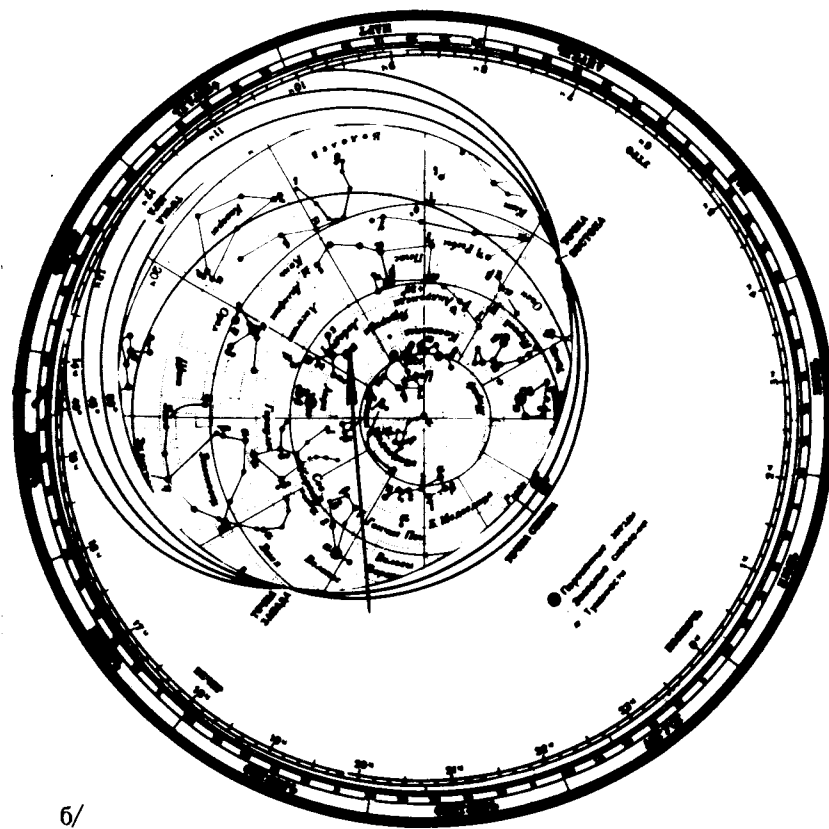


Рис. 1. Карта звездного неба. Звезда Денеб отмечена стрелкой. а/ Созвездие Лебедя вблизи горизонта, б/ созвездие Лебедя вблизи зенита.

тельного поля \vec{g}_1 . Звезды, населяющие плоскую составляющую, концентрируются на периферии - в галактических ветвях. Они формируют относительно тонкий диск /рис.2/, вращающийся вокруг центра Галактики по закону Кеплера, причем вращение во всех рукавах осуществляется в одну и ту же сторону. Согласно астрофизическим данным, полученным на основе расчетов Оорта, масса плоской компоненты равна $0,8 \cdot 10^{44} \text{ г}$, радиус плоской компоненты примерно равен $5 \cdot 10^{22} \text{ см}$ /8/. Земля находится на периферии Галактики, на расстоянии примерно $3 \cdot 10^{22} \text{ см}$ от ее центра. Интегрированием в пределах плоской составляющей получим по формуле /9/:

$$|\vec{g}_1| = 2,5 \cdot 10^{-10} \quad /15/$$

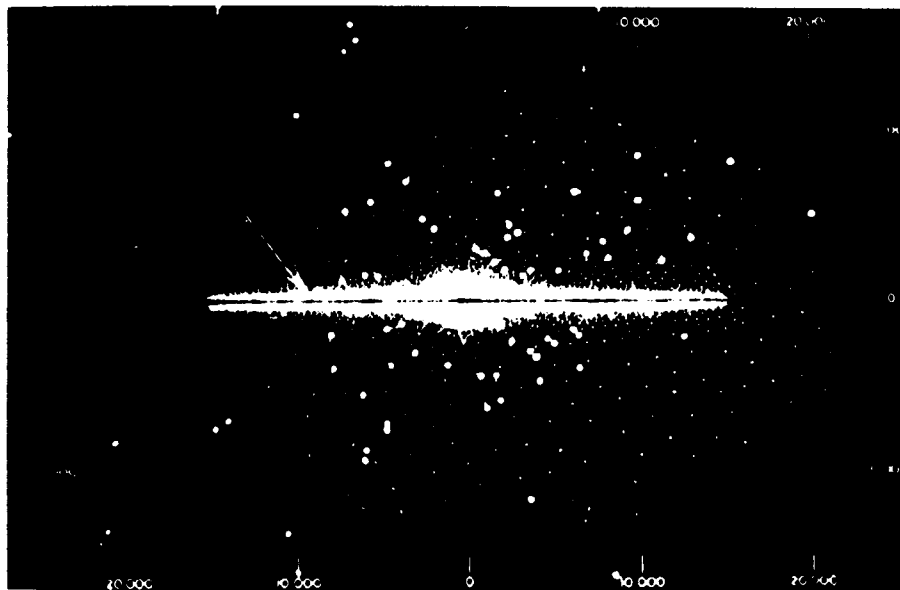


Рис. 2. Схематическое изображение Галактики, видимой с "ребра". Расстояние в парсеках. Положение Земли отмечено стрелкой.

Вращение других небесных тел дает вклад, которым можно пренебречь.

Приведенные оценки поля векторов \vec{g} справедливы в лоренцевой системе отсчета, движущейся прямолинейно в гравитационном поле Галактики /касательно к истинной траектории/. В земной лаборатории, падающей в гравитационном поле Галактики свободно, согласно принципу эквивалентности вектор \vec{g} должен быть равен нулю.

Экспериментальный подход

Проверка принципа эквивалентности в таком аспекте может быть сведена к измерению магнитной индукции в объеме, где присутствует электрическое поле, или, точнее, к измерению изменения магнитной индукции при изменении ориентации электрического поля. Наибольшая чувствительность в измерении малых магнитных эффектов в настоящее время получается при использовании сверхпроводящих квантовых интерферометров /9,11/. Их действие основано на том, что магнитный поток, заключенный внутри сверхпроводящего контура, сохраняется при изменениях магнитного поля, создаваемых как внешними, так и внутренними по отношению к кольцу источниками. Если такой контур представить себе в виде двух сверхпроводящих колец, связанных сверхпроводящими проводниками /рис. 3/, то условие сохранения магнитного потока приведет к возникновению во всем контуре

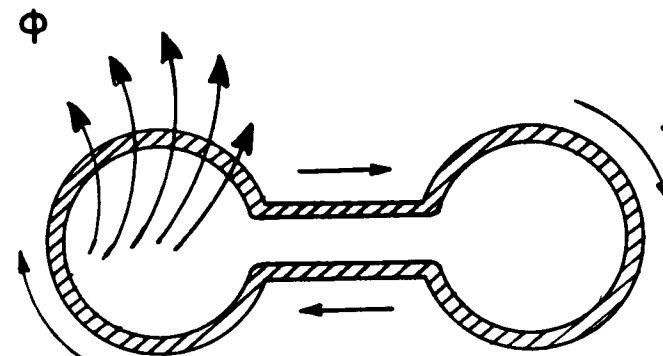


Рис. 3

незатухающего тока при изменении магнитного поля, пронизывающего одно из этих колец. Этот ток может быть измерен /во втором кольце/ с учетом эффекта квантования магнитного потока и эффекта Джозефсона с чрезвычайно высокой точностью /11, 12/. Электрическое поле в объеме удобно создать с помощью заряженного конденсатора.

Рассмотрим вопрос, приведет ли помещение конденсатора внутри такого сверхпроводящего кольца к измеряемым эффектам? Предположим, что напряженность электрического поля в плоском конденсаторе, вектор \vec{g} и ось нашего сверхпроводящего кольца ориентированы взаимно перпендикулярно /рис. 4/ так, чтобы магнитный поток, возникающий в конденсаторе согласно формуле /8/, мог вызвать ток в сверхпроводящем кольце. Для простоты можно положить, что одна из обкладок конденсатора и кольцо находятся при нулевом потенциале. Если вторую обкладку зарядить, то электрическое поле в такой системе будет существовать в зазоре конденсатора и в зазоре между второй обкладкой и кольцом.

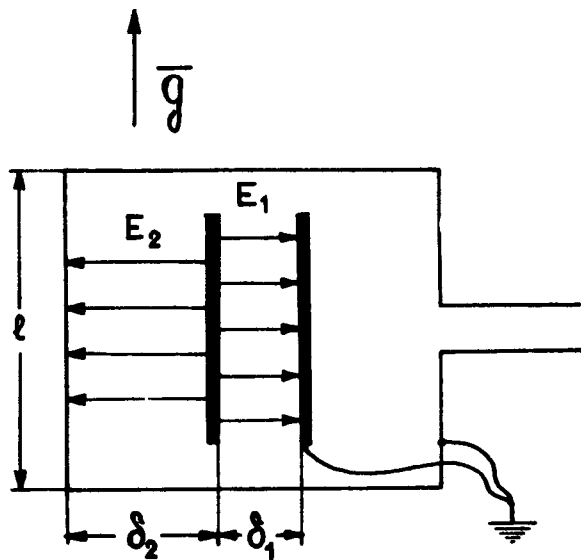


Рис. 4

Нетрудно видеть, что магнитные потоки, которые могли бы возникнуть в этих зазорах за счет рассматриваемого эффекта, точно скомпенсируют друг друга.

Можно доказать теорему, что при любой конфигурации кольца и пластин и при любом их числе нельзя получить при такой постановке отличный от нуля суммарный магнитный поток. Действительно, наличие ненулевого магнитного потока, пронизывающего кольцо, в этом случае означало бы неравенство нулю интеграла по площади кольца от напряженности электрического поля, лежащего в плоскости кольца:

$$\Phi' = \iint dSB' = \frac{g_{oy}}{c} \int dy \int dx E_x. \quad /16/$$

Так как контур интегрирования в нашем случае ограничен проводником /сверхпроводником/, между любыми точками которого, по определению, отсутствует разность потенциалов, то интеграл тождественно равен нулю:

$$\int_A^B dx E_x = U_{AB} = 0. \quad /17/$$

Для того чтобы суммарный магнитный поток через такое кольцо стал ненулевым, один из зазоров можно заполнить ферромагнитной средой с магнитной проницаемостью $\mu_\phi \gg 1$. Необходимость прикладывать к этому заполнителю электрическое поле заставляет остановить выбор на ферритах с малой проводимостью и удовлетворительной электрической прочностью. Так как общая теория относительности предсказывает, что в присутствии магнитного поля в поле вектора \vec{g} возникает приращение электрической индукции /заб/, а не напряженности электрического поля, воздействие этого обратного эффекта не окажет влияния на ориентацию магнитных моментов атомов в феррите. Основные технические и конструктивные характеристики использованного нами сверхпроводящего квантового интерферометра более подробно описаны ранее /11, 16/.

Датчик интерферометра представлял собой двухлучный одноконтактный сквид циммермановского типа /16, 18/, в одно из отверстий которого была введена

катушка колебательного контура. Ранее проведенная оптимизация параметров сквида и контура /11,17/ и использование удачной радиоэлектронной схемы позволили получить до введения феррита чувствительность на уровне $5 \cdot 10^{-5}$ кванта магнитного потока на выходе интегратора при постоянной времени, равной секунде. Основная трудность эксперимента заключалась в совмещении высокочувствительного сквида с ферритом без относительных вибраций и в температурной стабилизации феррита.

Проведенные ранее измерения показали, что у всех исследованных ферритов обратимая магнитная проницаемость при гелиевой температуре сильно снижается. Для низкочастотных никель-цинковых ферритов при гелиевой температуре обратимая магнитная проницаемость $\mu = 7$, для марганец-цинковых ферритов - $\mu = 5$, для магнитодиэлектриков $\text{CdCrS}_4 - \mu = 11$, $\text{EuO} - \mu = 14$.

Другим неожиданным для нас фактом явилось крайне медленное охлаждение ферритов и магнитодиэлектриков. В первые дни после помещения такого образца в гелиевую ванну его остаточная намагниченность меняется настолько сильно, что магнитометр регистрирует изменение потока со скоростью несколько квантов или даже десятков квантов в секунду. Поэтому точные магнитные измерения на ферритах приходится проводить только через несколько недель после помещения феррита в жидкий гелий.

Нами была предпринята попытка вести измерения, поддерживая феррит при комнатной температуре. Для этого феррит помещался внутри специального "антикриостата", где поддерживалась температура, близкая к комнатной /10 - 15° C/, а снаружи антикриостата располагалась гелиевая ванна с квантовым интерферометром и сверхпроводящим экраном. От этого метода, казавшегося весьма перспективным, пришлось отказаться из-за трудностей достаточно жесткого крепления массивного феррита внутри интерферометра через систему мостов антикриостата.

Экспериментально проще оказалось использовать для измерений достаточно большой криостат, запаса жидкого гелия в котором хватало более чем на месяц. В таком криостате в течение первых двух с половиной недель проводилось охлаждение феррита, а затем, когда скорость изменения потока установилась меньше кванта в час, велись измерения.

Важным параметром феррита, с точки зрения его пригодности для данного эксперимента, являются его электропроводность и электрическая прочность. В связи с тем, что одновременно малой электропроводностью и значительной электрической прочностью /до 2 кВ/см/ при гелиевой температуре обладает широкодоступный низкочастотный никель-цинковый феррит, описываемый эксперимент проведен именно на нем.

Обычно в экспериментах со сквидом магнитный поток от исследуемого объема подводится к интерферометру с помощью специального сверхпроводящего трансформатора постоянного потока /20/. Применение такого трансформатора удобно не только с технической точки зрения, с помощью трансформатора потока можно существенно увеличить чувствительность интерферометра /20/, используя первичную катушку и образец большого объема. Однако в нашем случае использование феррита большого объема нецелесообразно, так как его трудно закрепить. При использовании малых исследуемых образцов применение сверхпроводящего трансформатора не рационально, так как несмотря на некоторые технические удобства приводит к значительному снижению чувствительности /21/. Поэтому мы нашли целесообразным поместить феррит вместе с обкладками конденсатора прямо внутри сквида с диаметром отверстия 3 мм /рис. 5/. Диаметр второго отверстия сквида, через которое осуществляется связь со считывающей аппаратурой, был равным 2 мм. Указанное изменение конструкции сквида не повлияло заметно на его параметры и не привело к существенному изменению чувствительности.

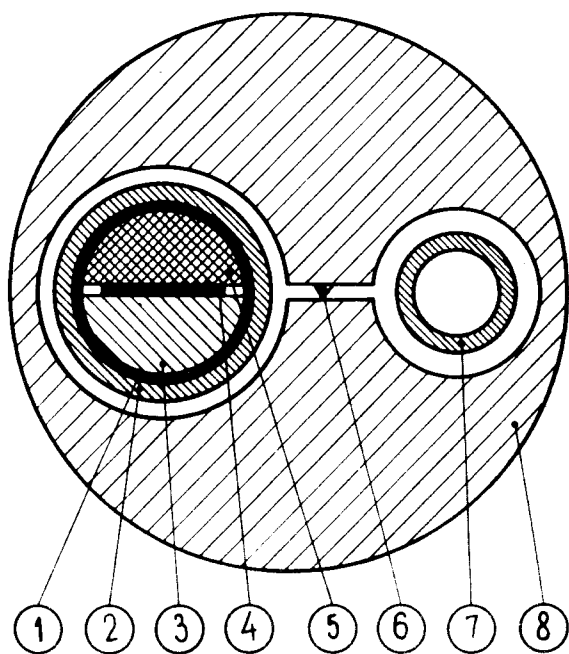


Рис. 5. Схема расположения конденсатора и феррита в сквиде. 1,4 - обкладки конденсатора, 2 - калибровочная катушка, 3 - диэлектрик, 5 - феррит, 6 - точечный контакт сквида, 7 - катушка колебательного контура интерферометра, 8 - ниобиевый сквид.

Некоторые опасения у нас вызвала возможность экранирования электрического поля внутри феррита электрическими зарядами, скапливающимися на поверхности образца за счет его конечной проводимости и плохого контакта между ферритом и обкладками конденсатора. Для того чтобы избежать этого эффекта, поверхность феррита была притерта и очищена, а обкладка в виде медной фольги толщиной 20 мкм накладывалась плотно прямо на поверхность феррита. Такая конструкция должна была приводить к возникновению тока через феррит,

что действительно наблюдалось экспериментально. Однако магнитное поле этого тока в связи с симметричностью конструкции, во-первых, мало и, во-вторых, не зависит от ориентации всей установки в пространстве и потому не может вызвать имитирующего эффекта.

Кажется, что одной из обкладок конденсатора могла служить поверхность отверстия в сквиде, однако в этом случае пробой феррита вел к выходу сквида из строя. Именно эта причина заставила нас ввести обкладку из медной фольги, служившую одновременно экраном от возможного в процессе настройки пробоя. Калибровка чувствительности интерферометра осуществлялась с помощью небольшой катушки, намотанной поверх образца в один слой 20-микронным проводом.

Для того, чтобы избежать воздействия помех, связанных с нестабильностью внешнего магнитного поля, сквид вместе с ферритом и вспомогательными деталями был помещен в сверхпроводящий магнитный экран, изготовленный из свинца и имевший форму несколько сплюсненной бутылки. Коэффициент экранирования получился весьма высоким ($\sim 10^6$). Достаточно сказать, что поднесение вплотную к криостату магнитного бруска с напряженностью поля вблизи поверхности в несколько сотен эрстед приводило к изменению потока в сквиде, меньшему 10^{-2} кванта. Внутри сверхпроводящего экрана сквид вместе с ферритовым полуцилиндром были ориентированы вертикально, поэтому электрическое поле было всегда направлено горизонтально. В связи с этим наша установка могла зарегистрировать только проекцию вектора \vec{g} на горизонтальную плоскость. Для того, чтобы иметь возможность изменить угол между электрическим полем и направлением вектора \vec{g} , весь криостат вместе с первичной радиозлектронной аппаратурой устанавливался на поворотной платформе и мог поворачиваться вокруг вертикальной оси. Специальные меры были приняты для antivибрационной подвески поворотной платформы.

Наличие фонового изменения намагниченности феррита, связанного с медленным остыванием, не позволило прикладывать к ферриту постоянное электрическое напряжение. Для получения высокой чувствительности на

ти/, связанные с работой установок в соседних лабораториях. При этом шумы интерферометра в первой серии измерений лежали на уровне $8 \cdot 10^{-5}$ кванта потока /усреднено по всем измерениям этой серии/. Так как конденсатор в сквиде имел цилиндрическую форму и был составлен из двух полуцилиндров - ферритового и диэлектрического, полный поток через сквид, возникающий за счет рассмотренного гравитационного электромагнитного эффекта, может быть записан в виде:

$$\Phi = \{\mu - 1\} \iint_S [g, E] r dr d\theta. \quad /18/$$

Здесь интегрирование должно вестись по сечению /полу-кругу/ ферритового полуцилиндра. Рассматривая случай $E \perp g$ и беря интеграл, получим

$$g = \frac{\Phi \cdot \ln R/r}{2(\mu - 1)UR}. \quad /19/$$

Здесь R, r и U - радиусы электродов конденсатора и напряжение между ними, причем $R/r \approx 10$, $R \approx 0,14$ см. Учитывая значения параметров, входящих в равенство /19/, приведенные выше, получим, что в нашей земной лаборатории

$$|g| = (0,6 \pm 1,7) \cdot 10^{-10}. \quad /20/$$

Заключение

Описанный эксперимент показал, что в земных условиях, как и следовало ожидать, из принципа эквивалентности гравитационные эффекты, вызываемые перекрестными компонентами гравитационного поля $g_{\alpha\alpha}$, отсутствуют, во всяком случае, в приближении, рассмотренном выше. Этот результат ставит под сомнение справедливость расчетов прецессии гироскопа, помещенного на спутнике Земли /22/. Действительно, скорость прецессии гироскопа

$$\bar{\Omega} \approx c \operatorname{rot} \bar{g} \quad /21/$$

должна отсутствовать, если в его системе отсчета $g_{\alpha\alpha} = 0$. В литературе существует мнение, что скорость прецессии гироскопа на орбите искусственного спутника

$$\Omega' \sim \frac{\gamma M}{R^3 c^2} [v \times R] + \frac{\gamma}{c^2 R^3} \{3n(\bar{m}) - \bar{m}\}, \quad /22/$$

т.е.

$$\Omega' \sim c \operatorname{rot}(g_1 + g_2), \quad /23/$$

где $g_1 + g_2$ вычисляются по формулам /9/ и /12/, что, кажется, противоречит результату описанного эксперимента и принципу эквивалентности.

Автор искренне признателен В.М.Лачинову, М.М.Миржалилову за помощь в подготовке аппаратуры и проведении измерений, а также Р.А.Асанову, В.Б.Брагинскому, В.К.Игнатовичу, Д.А.Киржницу, В.Л.Любошицу, Л.А.Максимову, Л.А.Миказляну, В.И.Огневецкому, Ю.М.Останевичу, М.И.Подгорецкому, Э.А.Перельштейну, Я.А.Смородинскому, Л.Черу, Н.А.Черникову, В.В.Шмидту за полезные и интересные обсуждения.

Литература

1. А.Эйнштейн. Сб.научн. трудов. т.1, М., Наука, 227 /1965/.
2. Гравитация и относительность. Сборник статей. М., Мир, 56 /1965/. R.H.Dicke. Sci.Am., 205, 84 /1961/. В.Б.Брагинский, А.Б.Манукин. Измерение малых сил. М., Наука, 65, 1974. Э.О.Оконов, М.И.Подгорецкий, О.А.Хрусталева. ЖЭТФ, 42, 770 /1962/.
3. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. М., Наука, 328, 423, 381 /1973/.
4. K.D.Hoffman. Z.Physik., 166, 567-576 /1962/.
5. J.Cohen. Phys.Rev., 148, 1264 /1966/.
6. J.Ehlers, W.Hindler. Phys.Rev., D4, 3543 /1971/.
7. П.И.Попов и др. Астрономия. М., ГУПИ /1958/.

8. В.Зонн, К.Рудницкий. Звездная астрономия. М., ИЛ, 197 /1959/.
9. J. Clark. Proc. IEEE, 61, 7 /1973/.
10. J.E.Zimmerman. Cryogenics, 12, 19 /1972/.
11. B.V.Vasiliev, V.V.Danilov, K.K.Lickharev. IEEE Trans., Mang., MAG-11, No. 2, 743 /1975/.
12. J.M.Giffand, R.A.Webb, J.C.Wheatley. J.Low Temp. Phys., 6, 333, /1972/.
13. L.I.Schiff. Phys.Rev., 132, 2194 /1963/.
14. P.G.Sandars. Phys.Lett., 22, 290, 1966.
15. В.К.Игнатович. ЖЭТФ, 56, 2019 /1966/.
16. Б.В.Васильев, В.Г.Гребенник, В.Г.Симкин. Сообщения ОИЯИ, P13-6942, Дубна, 1973.
17. Б.В.Васильев, А.И.Иваненко, В.Н.Трофимов. Препринт ОИЯИ, P13-1429, Дубна, 1973. Радиотехника и электроника, XX, №6, 1255 /1975/.
18. A.H.Silver, J.E.Zimmerman. Phys. Rev., 157, 317, 1967.
19. К.П.Белов, Е.П.Свирина. УФН, 96, 21 /1968/.
20. W.A.Goodman, V.N.Hesterman, L.H.Rorden, W.S.Gory. Proc. IEEE, 61, 20, 1973.
21. O.V.Lounsmaa. Experimental Principles and Methods Below 1 K. L and N, 1974.
22. L.I.Schiff. Phys.Rev.Lett., 4, 215 /1960/.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июня 1976 года.