

Сибирское отделение Российской Академии наук  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера

П.В. Воробьев

ДЕТЕКТОРЫ КВАЗИМАГНИТНЫХ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

(принципы, конструкция, калибровка)

ИЯФ 2000-45

НОВОСИБИРСК  
2000

**Детекторы квазимагнитных взаимодействий  
(принципы, конструкция, калибровка)**

*П.В. Воробьев*

Институт ядерной физики им.Г.И. Будкера  
630090 Новосибирск, Россия

**Аннотация**

Ряд современных теорий предсказывает возможность существования взаимодействий, которые с точки зрения фермиона (электрона) выглядят как квазимагнитное поле. Пример такого взаимодействия - обмен арионом (безмассовым псевдоскалярным голдстоуновским бозоном) Это взаимодействие было предложено и детально исследовано А.А.Ансельмом. С арионом ассоциируется новое дальнедействующее квазимагнитное поле. Такое поле "зацеплено" за спин, точнее за эффективный квазимагнитный (арионный) момент электрона.

Обсуждаются конструкция и проблемы калибровки детекторов квазимагнитных взаимодействий.

**Detectors of quasimagnetic interactions**

*P. V. Vorob'ev*

Institute of Nuclear Physics  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstracts**

Several physical models predict existence a new quasimagnetic interactions. Principles design and methods of calibration are considered.

© *Институт ядерной физики  
им. Г.И. Будкера СО РАН, Россия*

---

# 1 Введение

В литературе широко обсуждаются возможности поиска различных экзотических дальних действий, связанных с обменом легкими или строго безмассовыми (псевдо)голдстоуновскими бозонами, такими как аксион, арион, майрон и многими другими частицами (псевдо)скалярного сектора, которые естественно и в больших количествах возникают в теориях суперсимметрии, супергравитации и т.д.) [1, 2, 3, 4, 5]

## 1.1 Квазимагнитное (диполь-дипольное) спин-спиновое взаимодействие

В статическом пределе арионное взаимодействие между двумя фермионами имеет вид:

$$V_{p-p}(r) = \frac{q_p g_p}{8\pi r^3} [(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) - 3(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n})] \quad (1)$$

где  $\sigma$  – спиновые матрицы и  $\vec{n} = \vec{r}/|r|$

Очевидно, арионное взаимодействие фермионов подобно очень слабому диполь-дипольному магнитному взаимодействию. Однако, оно связано со спином фермионов, а не с их магнитным моментом. Арионное взаимодействие фермионов характеризуется "арионным магнетонном":  $\mu_a = q_p$ .

Арионное поле создается спиновой плотностью:  $S(r) = \psi^* \vec{\sigma} \psi$ . Уравнения движения арионного ( $a$ ) и спинорного ( $\psi$ ) полей [2]:

$$\begin{aligned} \square^2 a + q_p \nabla (\psi^* \vec{\sigma} \psi) &= 0 \\ i \frac{d\psi}{dt} &= - \left[ \frac{\nabla^2}{2m} - q_p (\vec{\sigma} \cdot \nabla a) \right] \psi, \end{aligned} \quad (2)$$

причем,  $q_p = 1/V$ , где  $V$  – энергетический масштаб нарушения симметрии, с которым ассоциируется появление голдстоуновского бозона (ари-

она). Можно ввести эффективное магнитное поле:

$$\vec{B}_a = -2\sqrt{\pi}\nabla a \quad (3)$$

Этот тип взаимодействия возможен только между спиорно поляризованными телами и должен приводить к появлению намагниченности ферромагнетика в экзотическом квазимагнитном поле другого спин-поляризованного ферромагнетика [2, 4]. Результаты экспериментов по поиску такого квазимагнитного взаимодействия приведены в работах [6, 7, 8, 9, 10].

## 1.2 Другие квазимагнитные взаимодействия

Существует значительное число примеров квазимагнитного взаимодействия.

### 1.2.1 Монополь – дипольное (скаляр – псевдоскалярное) взаимодействие

$$V_{s-p}(r) = G_{s-p} \left( \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{n}}{r^2} \right). \quad (4)$$

Здесь:  $G_{s-p} = q_s q_p / 8\pi m_e$ ,  $m_f$  – масса фермиона.

Экзотичность диполь-монопольного взаимодействия не только в том, что оно нарушает принцип эквивалентности ОТО для спин-поляризованной материи, но и  $P$  и  $T$  четность, так как произведение  $\vec{\sigma} \cdot \vec{n}$  нарушает  $P$  и  $T$  инвариантность. Монополь – дипольное взаимодействие приводит к расщеплению уровней энергии фермиона в поле массивного неполяризованного тела и к прецессии спина фермиона, причем ось прецессии совпадает с локальной вертикалью. Поведение спинора в поле Земли подробно рассматривалось в работах [11, 12, 13, 14, 15]. Взаимодействие электрона с полем массивного объекта можно представить в виде [15]:

$$V = V_0[1 + A(\vec{\sigma} \cdot \vec{n})] \quad (5)$$

здесь  $V_0 = G_N M m / r$  – энергия Ньютоновского гравитационного взаимодействия фермиона с массивным телом. Частота прецессии спина определяется тогда выражением:

$$\omega = \frac{V_0 A}{\hbar} \quad (6)$$

Очевидно, опять можно ввести эффективное магнитное поле:

$$B_* = \frac{Ag R_0 \hbar}{c r_c \mu_B}, \quad (7)$$

где  $g$ - ускорение свободного падения,  $R_0$  - радиус массивного тела (Земли),  $r_c$  - комптоновский радиус электрона.

В поле Земли при  $\omega = 10^{-6}$ ,  $B_* = 3 \cdot 10^{-13}$  Гс,  $A = 10^{-17}$ . Следует отметить, что, как и в предыдущем случае, имеет место взаимодействие со спином фермиона, а не с его магнитным моментом, поэтому такое взаимодействие не экранируется сверхпроводящими экранами.

### 1.2.2 Поле кручения

Кручение впервые было введено в теорию гравитации Э.Картаном [16]. В настоящее время различные модификации теории Эйнштейна-Картана привлекают большое внимание [17, 18, 19].

Потенциал спин-спинового взаимодействия, индуцированного полем кручения

$$V(r) = \frac{k}{8\pi r^3} [(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) - 3(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n})], \quad (8)$$

здесь:  $K = \frac{8\pi G_N}{c^2}$ ,  $G_N$  - гравитационная постоянная.

Легко видеть, что выражения (8) и (1) совпадают. Более того, квант поля кручения оказывается псевдоскалярным безмассовым бозоном [17]. Материя, имеющая нулевой суммарный спиновый момент или имеющая момент орбитального происхождения (гироскопы, небесные тела), с полем кручения (арионным полем) не взаимодействует, поэтому эксперименты с гироскопами типа стенфордского и астрономические наблюдения не могут дать информации о квазимагнитных полях. Такую информацию могут дать только эксперименты со спиновыми частицами либо со средами, имеющими ненулевую интегральную проекцию спинов электронов (пара- и ферромагнетики).

### 1.2.3 “Аксионный ветер”

Взаимодействие электрона с аксионным конденсатом [20]. При движении через аксионный конденсат электрон воспринимает конденсат как эффективное магнитное поле, направленное вдоль скорости электрона относительно конденсата и осциллирующее с частотой  $\omega_a = m_a c^2 / \hbar$ ,

$$B_* = 2 \frac{\mu_a}{\mu_B} \vec{v} \sqrt{\rho_a} \sin(\omega_a t + \omega_a \vec{v} \cdot \vec{x} + \theta) \quad (9)$$

Полагая чувствительность детектора  $B_* \simeq 10^{-13}$  Гс и плотность конденсата в гало  $\rho \simeq 10^4 \rho_c \simeq 3 \cdot 10^8$  эВ получаем ограничение на константу аксионного взаимодействия  $\mu_a/\mu_B < 3 \cdot 10^{-9}$

#### 1.2.4 “Нейтринный ветер”

Взаимодействие электрона с вырожденным нейтринным газом. Стодольский [21] показал, что движение относительно нейтринного газа электрон воспринимает как эффективное квазимагнитное поле, направленное вдоль скорости электрона относительно нейтринного газа:

$$B_* = 2\sqrt{2} \frac{G_F}{\mu_B} \rho_\nu \frac{\vec{v}}{\sqrt{(1-v^2)}} \quad (10)$$

Относительно плотная ( $\rho \sim 10^{15}/\text{см}^3$ ) нейтринная атмосфера Солнца предлагалась для объяснения некоторых эффектов, наблюдаемых в экспериментах по измерению массы нейтрино [22]. В таком случае для нейтринного “моря” с энергией Ферми порядка 10 эВ и скорости движения наблюдателя (электрона)  $v/c = 10^{-4}$  – орбитальная скорость Земли, эффективное квазимагнитное поле:  $B_* \simeq 10^{-17}$  Гс, что, примерно, на три порядка ниже максимальной чувствительности современной аппаратуры.

Во всех случаях взаимодействие имеет место со спином электрона (точнее с определенным эффективным магнетонем) и не экранируется сверхпроводящими экранами.

В этой работе мы будем обсуждать только детекторы квазистатических (низкочастотных  $\omega < 10^6$  Гц) квазимагнитных полей. Детекторы СВЧ и оптического диапазона будут обсуждаться в другой работе.

## 2 Эксперименты с магнитными средами

По-видимому, наиболее высокой чувствительности можно достичь в экспериментах с использованием магнитных сред. Как уже отмечалось, для электронов арионное поле эквивалентно некоторому эффективному магнитному полю В (электрон не знает за магнитный момент или за спин его “тянут”). Таким образом, если среда парамагнитна или ферромагнитна и экранирована от действия внешних магнитных полей сверхпроводящим экраном, взаимодействие электронов, имеющих нескомпенсированный спин, с арионным полем должно приводить к появлению объемной

намагниченности  $m$ . Детектор состоит из зонда, изготовленного из пара- или ферромагнитного материала, намагниченность которого измеряется СКВИД-магнитометром. Зонд и СКВИД заключены в сверхпроводящий магнитный экран и размещены в межполюсном зазоре магнита. Арионное поле, генерируемое намагниченным железом, должно индуцировать намагниченность зонда. Сверхпроводник экранирует зонд от магнитного поля магнита.

Пусть материал зонда – парамагнетик, например, соль редкоземельных элементов со спиновой восприимчивостью. Намагниченность единицы объема определяется величиной намагничивающего поля:

$$m = n\mu_B L(\mu_B B/kT), \quad (11)$$

где  $L$  – функция Ланжевена:  $L(x) = \text{cth } x - 1/x$ ,  $n$  – число атомов в единице объема. В слабых полях  $x \ll 1$  и  $L(x) = x/3$ . Тогда:

$$m = n\mu_B \frac{\mu_B B}{3kT} \quad (12)$$

Для эффективного арионного поля  $B_a$

$$m = n\mu_B \frac{\mu_a B_a}{3kT}. \quad (13)$$

Используя выражение

$$B_a = \frac{\mu_a}{\mu_B} B_0, \quad (14)$$

можно связать намагниченность с магнитным полем, которое создавалось бы в данной точке при отсутствии сверхпроводящих экранов.

$$\begin{aligned} m &= n\mu_B \left(\frac{\mu_a}{\mu_B}\right)^2 \cdot \frac{\mu_B B_0}{3kT} = \chi \left(\frac{\mu_a}{\mu_B}\right)^2 B_0, \\ B_* &= \left(\frac{\mu_a}{\mu_B}\right)^2 B_0. \end{aligned} \quad (15)$$

При гелиевых температурах (вблизи 4.2 К) для парамагнетиков  $\chi = 1 \div 5$ . Используя зонд достаточно больших размеров, связанный посредством трансформатора потока со СКВИД-магнитометром, можно получить высокую чувствительность детектора. Для СКВИД'а с чувствительностью  $10^{-5} \Phi_0 \Gamma_{\text{ц}}^{-1/2}$  ( $\Phi_0 = \hbar c/2e = 2 \cdot 10^{-7}$  Гс·см<sup>2</sup>) и зонда сечением 10 см<sup>2</sup> и проникаемостью  $\chi \simeq 1$  при поле внешнего магнита  $B_0 = 10^4$  Гс и коэффициенте передачи потока 1/10 получим:

$$B_*/B_0 < 10^{-15}.$$

Использование методов синхронного детектирования позволит еще увеличить чувствительность.

Еще интереснее возможность использования ферромагнетиков с высокой магнитной проницаемостью в слабых полях. Начальная проницаемость супермаллоя достигает  $10^5$ , максимальная -  $10^6$ , а такой материал, как криоперм 78НД2М имеет  $\mu_0 = 3 \cdot 10^4$  при  $T = 4.2$  К и очень низкий уровень магнитных тепловых шумов. Для образца эллипсоидальной формы, имеющего высокую магнитную проницаемость, эффективная проницаемость формы определяется выражением

$$\mu_s = \frac{\pi L}{4S(\ln L/R - 1)}, \quad (16)$$

здесь  $L$  – длина образца,  $S$  – площадь поперечного сечения,  $R$  – его радиус. Таким образом, используя зонд с достаточно большим удлинением, чувствительность можно увеличить в  $10 \div 100$  раз. По-видимому, предельной является чувствительность

$$B_*/B_0 < 10^{-17}.$$

Однако, в случае ферромагнетика не исключено, что тепловые флуктуации стенок магнитных доменов могут заметно понизить чувствительность. Очевидно, методы детектирования квазимагнитных полей с использованием ферромагнетиков наиболее перспективны [2, 4, 6, 19].

Однако в работах группы W.-T. Ni [8, 9] высказывались сомнения в том, что при низких температурах в ультраслабых полях ферромагнетик сохраняет высокую магнитную восприимчивость. По-видимому, это связано с непониманием механизма восприимчивости ферромагнетиков в слабых полях. Идея о том, что существует некоторое критическое поле, ниже которого намагниченность исчезает, существовала вплоть до работ Релея 1887 года, когда он показал, что высокая восприимчивость в слабых полях объясняется обратимой деформацией доменной границы и не зависит от температуры [25]. Причем проницаемость в слабых полях при низких температурах вполне велика – порядка  $10^4$  для криогенных пермаллоев. Сомнение в возможности использования ферромагнетиков в качестве феррозонда детектора квазимагнитных взаимодействий вынудило группу Ni использовать в качестве зонда образец парамагнитной соли, что заметно снизило потенциальную чувствительность детектора.

Очевидно, необходима надежная методика калибровки детектора квазимагнитных взаимодействий. Наряду с калибровкой с помощью соленоида мы используем метод калибровки по эффекту Барнетта, который



будет подробно рассмотрен ниже. В этом методе на спины электронов ферромагнетика (именно на спины) действует контролируемое квазимагнитное поле, в результате ситуация совершенно эквивалентна квазимагнитным взаимодействиям рассмотренным выше.

Следуя этой идеологии, мы провели ряд экспериментов с различными детекторами: А-1, А-2, А-3, Т-1, Т-2, R-1, R-2. Во всех детекторах (кроме СВЧ – детекторов R-1 и R-2) измерялась намагниченность ферромагнитного зонда, заключенного в сверхпроводящий экран. В детекторах R-1 и R-2 измерялась эффективная температура СВЧ волновода-резонатора, нагруженного YIG [23, 24]. Образец подмагничивался постоянным внешним магнитным полем для настройки YIG на ферромагнитный резонанс. Квазимагнитная СВЧ – волна при совпадении ее частоты с частотой ферромагнитного резонанса может рождать в замагниченном феррите магноны, что приводит к увеличению его эффективной температуры на этой частоте. Эти детекторы мы рассмотрим в другой работе.

### 3 Конструкция детектора квазимагнитных взаимодействий

Рассмотрим конструкцию детекторов квазимагнитных взаимодействий на примерах детекторов А-3 и Т-2, построенных в ИЯФ для поиска арионного дальнего действия и квазимагнитных полей космологического (астрофизического) происхождения. Конструкция детектора оказалась достаточно удачной и впоследствии неоднократно использовалась другими группами [8, 9].

#### 3.0.5 Эксперимент А-3

В нашем эксперименте А-3 по поиску квазимагнитного диполь – дипольного (арионного) дальнего действующего взаимодействия [4, 6] мы измеряли намагниченность ферромагнитного образца, заключенного в сверхпроводящий магнитный экран, в зависимости от направления намагниченности массивного ферромагнетика, расположенного вне экрана. Схема эксперимента приведена на рис.1. Детектор – зонд из пермаллоя 78НД2М длиной 10 и диаметром 1.8 мм помещен в трехслойный свинцовый сверхпроводящий магнитный экран диаметром 20 мм и длиной 150 мм. Намагниченность зонда измеряется СКВИД - магнитометром с чувствительностью по магнитному потоку  $\Phi = 10^{-5}\Phi_0$  Гц<sup>-1/2</sup>. Эффективная магнитная восприимчивость зонда была измерена. В полях, со-

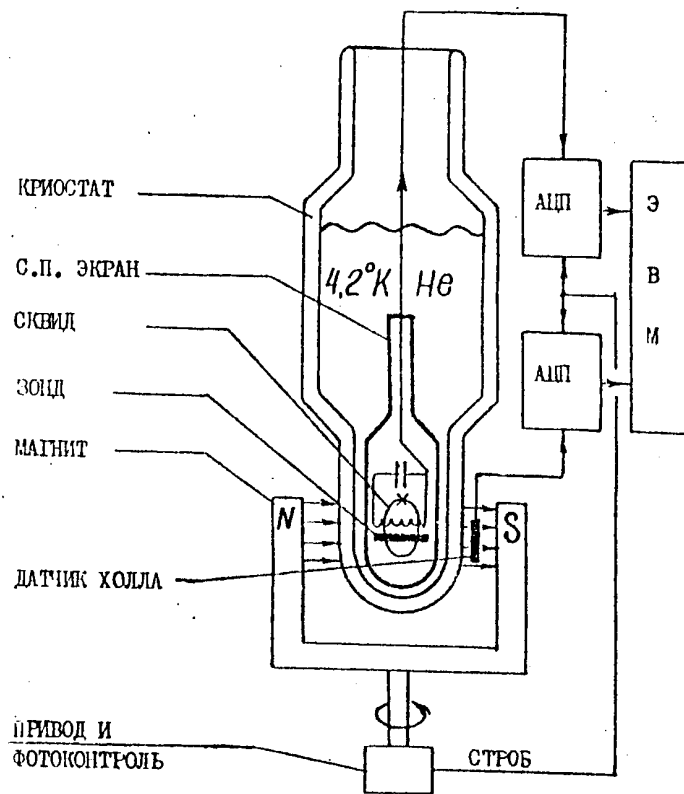


Рис. 1.

ответствующих  $1 - 10^{-2} \Phi_0$  - квантов потока в объеме детектора:  $\mu \approx 10$ . Для контроля и калибровки системы имеется небольшой соленоид, создающий слабое магнитное поле в месте расположения зонда. Кроме того, для калибровки зонда использовался метод, основанный на эффекте Барнетта [25, 26, 27]. Этот метод будет подробно рассмотрен в следующем разделе. Сверхпроводящий экран с зондом и СКВИДом размещен в стеклянном безазотном криостате емкостью около 1.5 литров. Ресурс работы без дозаправки LHe около 1.5 суток. Наружный диаметр криостата в месте расположения зонда - 70 мм. Нижняя часть криостата, где собственно и расположен зонд, введена в межполюсный зазор постоянного магнита, вращающегося вокруг вертикальной оси. Магнит создает вращающееся магнитное поле  $B_0 = 300$  Гс в точке расположения зонда.

Скорость вращения магнита около десяти оборотов в минуту. Магнит и привод его вращения акустически развязаны от криостата посредством резиновых амортизаторов. Поле магнита в области расположения зонда контролируется датчиком Холла.

Сигналы СКВИДа и датчика Холла оцифровываются двумя АЦП стробируемыми системой фотопривязки к углу поворота магнита. Привязка к углу позволяет не заботиться о стабильности скорости вращения магнита. Производится фурье-анализ сигналов СКВИДа и датчика Холла. Выделяется фурье-компонента намагниченности зонда на частоте вращения внешнего магнита, где и ожидается эффект. Остальные гармоники фурье-разложения используются для оценки шумов и контроля. Результаты экспериментов хорошо согласуются с предположением о случайном характере сигнала с зонда и его независимости от поля внешнего магнита. Отношение сигнал/шум, полученное с помощью спектральных оценок, также говорит о случайном характере сигнала СКВИДа.

Было выполнено около двухсот циклов измерений. Суммарное время набора статистики более 15 часов. Результаты экспериментов хорошо согласуются с предположением о случайном характере сигнала с зонда и его независимости от поля внешнего магнита. Отношение сигнал/шум, полученное с помощью спектральных оценок, также говорит о случайном характере сигнала СКВИДа. На уровне достоверности 95 % получено ограничение [6]:

$$B_*/B_0 < 3 \cdot 10^{-14}. \quad (17)$$

### 3.0.6 Эксперименты Т-1, Т-2

Мы подготовили и поставили в ИЯФ эксперимент по поиску Т-нарушающего дальнего действия. Был использован метод индуцированной намагниченности, разработанный нами для экспериментов по поиску квази-магнитного арионного поля [4, 6]. Получено ограничение на константу Т-нарушающего взаимодействия электронов с полем Солнца или Галактики [14].

В зависимости от ориентации относительно Солнца и “неподвижных звезд” измерялась намагниченность ферромагнитного образца, заключенного в сверхпроводящий магнитный экран. Детектор полностью аналогичен детектору использовавшемуся в эксперименте А-3. Разница лишь в том, что отсутствует вращающийся постоянный магнит, а сам детектор для изменения ориентации размещен на платформе, вращающейся со скоростью около одного оборота в минуту. Платформа имеет акустический фильтр, на котором смонтированы криостат и ВЧ блоки элект-

троники СКВИДа. Контроль углового положения зонда осуществляется схемой фотопривязки.

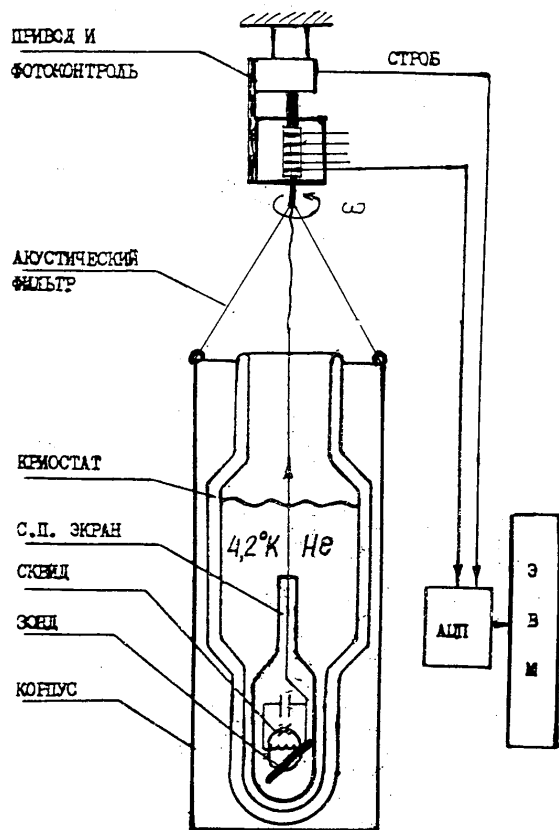


Рис. 2.

Была обнаружена сильная зависимость сигнала детектора на частоте вращения от угла наклона оси вращения относительно вертикали. Значительная амплитуда первой гармоники намагниченности объясняется эффектом магнитострикции материала зонда в гравитационном поле Земли. Наклон оси вращения на  $5^\circ$  относительно вертикали приводит к увеличению сигнала СКВИДа в 10 раз. Использование вращающегося карданного подвеса детектора практически полностью устранило этот

паразитный эффект. Схема детектора Т-2 приведена на рис.2. Из отсутствия значимой фурье-гармоники сигнала на частоте вращения и сдвига фазы в сериях записей сигнала, разделенных интервалом 1/4 суток, получено ограничение [14]:

$$B_* < 7 \cdot 10^{-11} , \quad \omega < 2 \cdot 10^{-4} . \quad (18)$$

#### 4 Калибровка ферромагнитных детекторов. Эффект Барнетта, эффект Лондона, теорема Лармора

Как было отмечено выше арионное квазимагнитное поле аналогично обычному магнитному полю, но взаимодействует со спином, а не с током. В определенном смысле мы можем расширить электродинамику, введя дополнительное арионное поле, которое связано с обычным электромагнитным полем через плотность спина среды. Взаимодействие электромагнитных и аксионных волн возможно и через внешнее постоянное магнитное поле (конверсия арион – фотон во внешнем поле [5, 28]). Однако при калибровке детекторов квазимагнитных полей мы должны помнить, что квазимагнитное поле все-же не является настоящим магнитным полем. В частности, когда ферромагнетик поляризуется квазимагнитным полем возникает индуцированный магнитный момент и магнитное поле. Однако, это поле не интерферирует с внешним квазимагнитным полем. Это следует иметь ввиду при вычислении восприимчивости феррозонда и при его калибровке с помощью калибровочного соленоида.

Было бы желательно найти не гипотетическое, а реальное квазимагнитное поле, которое, как и искомые, поля взаимодействовало бы только со спином электрона, а не с его магнитным моментом. К счастью природа дала нам такое поле. Это – Ларморовское поле вращения.

Как известно, при переходе во вращающуюся систему координат возникает эффективное магнитное поле, связанное с частотой вращения  $\omega_r$  следующим образом [29]:

$$\omega_r = g \left( \frac{e}{2m_e} \right) B , \quad (19)$$

здесь  $e$  – заряд электрона,  $m_e$  – его масса,  $g$  –  $g$ -фактор ( $g = 1$  для орбитального момента и  $g = 2$  для спинового момента) То есть вращение

ферромагнетика с частотой  $\omega_r$  эквивалентно воздействию на него эффективного магнитного поля:

$$B_r = \frac{\omega_r}{g} \frac{2m_e}{e}. \quad (20)$$

Это вполне понятно, если вспомнить, что при вращении на электроны ферромагнетика действует момент сил

$$T = \frac{dS}{dt} = \omega_r S \sin \theta \quad (= \mu_B B_r \sin \theta), \quad (21)$$

$S$  – момент количества движения электрона,  $\theta$  – угол между вектором спина и осью вращения ферромагнетика (системы координат). Этот момент стремится ориентировать спины электронов в ферромагнетике вдоль направления вращения и, таким образом, вызывает намагниченность феррозонда. Это и есть “эффект Барнетта” [26]. Эффект взаимодействия спина с вращением Земли подробно обсуждался В.Машхоп [27].

Но не следует забывать, что феррозонд в детекторе квазимагнитных взаимодействий помещен в сверхпроводящий экран, защищающий его от внешних магнитных полей. При вращении сверхпроводник приобретает магнитный момент – это эффект Лондона. Причина явления в том, что квантуется не интеграл от вектор-потенциала, а интеграл от обобщенного импульса куперовской пары. Обычно внутри сверхпроводника скорость сверхпроводящей компоненты электронного газа равна нулю, но при вращении сверхпроводника это уже не так. Скорость куперовской пары изменяется теперь пропорционально  $\omega r$ , а ее импульс изменился на  $2m_e \omega_r r$ . Для выполнения условия квантования поток через контур, замкнутый вращающейся парой, тоже должен измениться:

$$\delta\phi = -\pi r^2 \omega_r \frac{2m_e}{e}. \quad (22)$$

Это соответствует появлению во вращающемся сверхпроводнике однородного магнитного поля:

$$B_{Lond} = -\omega_r \frac{2m_e}{e}. \quad (23)$$

Как видно, это поле в точности равно ларморовскому квазимагнитному полю при значении  $g$ -фактора 1 и противоположно ему по знаку. Таким образом, полное эффективное магнитное поле внутри сверхпроводника  $B_{Larm} + B_{Lond} = 0$  для значения  $g$ -фактора  $g = 1$ .

Это значит, что все магнитометры, действие которых основано на взаимодействии магнитного поля с орбитальным движением электронов, будучи помещенными во вращающийся сверхпроводящий экран (и вращающиеся вместе с ним) никакого магнитного поля не регистрируют. В то время, как неэкранированный сверхпроводником “орбитальный” магнитометр регистрирует ларморовское квазимагнитное поле.

Однако, для “спинового” магнитометра ( $g = 2$ ) ларморовское квазимагнитное поле (поле Барнетта):

$$B_{Barn} = \omega_r \frac{m_e}{e}. \quad (24)$$

В результате эффективное поле  $B_{Barn} + B_{Lond}$ , действующее на экранированный сверхпроводящим экраном ферромагнетик, вращающийся вместе с экраном, уже не равно нулю.

$$B_{eff} = -\omega_r \frac{m_e}{e}. \quad (25)$$

То есть в точности поле Барнетта, но с обратным знаком.

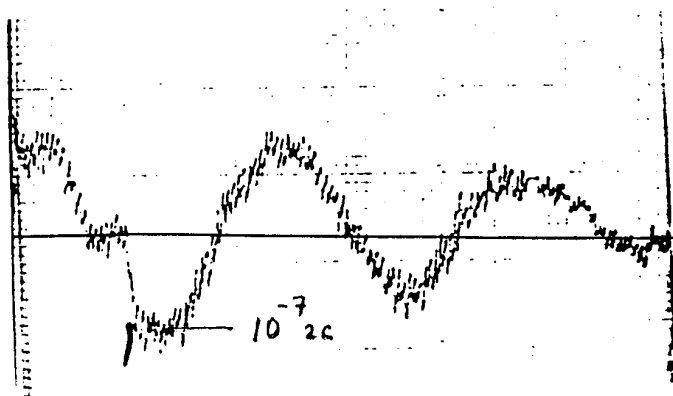


Рис. 3.

Как видно, у нас в руках эффективное квазимагнитное поле, связанное со вращением датчика, которое не экранируется сверхпроводящими экранами. Это позволяет просто и оперативно калибровать детекторы квазимагнитных полей вращением установки с известной угловой скоростью. Численно частоте вращения 1 Гц соответствует эффективное квазимагнитное поле  $3.6 \cdot 10^{-7}$  Гс. На рисунке 3 приведена запись свободных затухающих крутильных колебаний криостата. Частота вращения в

максимуме – 0.2 Гц, что соответствует квазимагнитному полю, действующему на феррозонд детектора:  $B_{eff} = 7.1 \cdot 10^{-8}$  гаусс.

Квазимагнитное поле Барнетта, соответствующее скорости вращения Земли,  $B_{eff} = 4 \cdot 10^{-12}$  Гс может быть использовано для калибровки высокочувствительного детектора. Однако, не следует забывать, что это поле является фоновым для детекторов космологических квазимагнитных полей.

## 5 Заключение

Современные теории предсказывают существование нового семейства элементарных частиц – легких или строго безмассовых (псевдо)голдстоуновских бозонов. К сожалению, константы взаимодействия, как правило, теорией не фиксируются. Если комптоновская длина волны таких бозонов превосходит миллиметр (или даже доли миллиметра), то возможна постановка “настольных” неускорительных экспериментов по поиску взаимодействия ассоциированного с обменом таким бозоном. Если же бозон безмассовый, то получаем новое классическое дальнедействующее поле, открытие которого вообще трудно переоценить. Таким образом, относительно простые и дешевые эксперименты позволяют исследовать физику предельно высоких энергий, совершенно недоступную для ускорителей. Например, современное ограничение на константу взаимодействия арион – электрон, полученное на детекторах квазимагнитных взаимодействий, примерно на два порядка лучше, чем ограничение, полученное в ускорительных экспериментах. В принципе, чувствительность квазимагнитных детекторов может быть улучшена еще на два - три порядка.

Для поиска квазимагнитных полей космологического (астрофизического) происхождения альтернативы детекторам на основе ферромагнитных зондов, по-видимому, вообще нет.

Кажется целесообразным приложить заметные усилия для дальнейшего развития ферромагнитных детекторов квазимагнитных полей с целью увеличения их чувствительности еще на 2 – 4 порядка.

Автор благодарен Л.М.Баркову И.В.Колоколову и И.Б.Хрипловичу за многочисленные обсуждения и поддержку.



## Список литературы

- [1] M.Shifman, A.Vainshtein, V.Zakharov, Nucl. Phys. B166 (1980) 493.
- [2] A.A.Anselm, N.G.Uraltsev, Phys. Lett., 116B (1982) 161.
- [3] J.E.Moody, F.Wilczek, Phys. Rev., D30 (1984) 130.
- [4] П.В.Воробьев, Физика высоких энергий. Материалы XXIV зимней школы ЛИЯФ, Ленинград, 1989.
- [5] P.Sikivie, Phys. Rev. Lett., 51 (1983) 1415.
- [6] P.V.Vorob'ev, Ya.I.Gitarts, Phys. Lett., B198 (1988) 146.
- [7] В.Ф.Бобраков, Ю.В.Борисов и др. Письма в ЖЭТФ, 53 (1991) 294.
- [8] T.C.P.Chui, W-T.Ni et al. Phys. Rev. Lett., 71 (1993) 3247.
- [9] W-T.Ni, et al. Phys., B 194 (1994) 153.
- [10] D.J.Wineland, J.J.Bollinger et al. Phys. Rev. Lett., 67 (1991) 1735.
- [11] G.W.Gibbons, Preprint DAMTP R-91/17 (1991)
- [12] A.Peres, Phys. Rev., D 18 (1978) 2739.
- [13] N.D.Harri Dass, Phys. Rev. Lett., 36 (1976) 393.
- [14] П.В.Воробьев, Письма в ЖЭТФ, 59, N8 (1994) 486.
- [15] J.Leitner, S.Okubo, Phys. Rev., B136 (1964) 1542.
- [16] E.Cartan, Comp. Rend., 174 (1922) 539.
- [17] К.Найаши, Т.Ширафуџи, Phys. Rev., D19 (1979) 3524.
- [18] Edit P.G.Bergmann, V.de Sabbata, G.T.Gillies, P.I.Pronin, International School of Cosmology and Gravitation: 15th Course: Spin in Gravity: Is it Possible to Give an Experimental Basis to Torsion?, Erice, Italy, 13-20 May 1997. Singapore, Singapore: World Scientific (1998) 255.
- [19] П.В.Воробьев, Препринт ИЯФ 83-61, Новосибирск, 1983.
- [20] П.В.Воробьев, А.И.Кахидзе, И.В.Колоколов, ЯФ 58 (1995) 1032.
- [21] L.Stodolsky, Phys. Rev. Lett., 34 (1975) 110.
- [22] V.M.Lobashev, V.N.Aseev et al, Phys. Lett., B460:227-235,1999
- [23] П.В.Воробьев, И.В.Колоколов В.Ф.Фогель, Письма в ЖЭТФ, 50 (1989) 58,  
P.V.Vorob'ev, I.V.Kolokolov, V.F.Fogel, Particle World 1 (1990) 163.
- [24] P.V.Vorob'ev, A.N.Kirpotin, M.E.Rovkin, A.P.Boldyrev, e-Print arXiv: hep-ph/9506371.
- [25] С.В.Вонсовский, Я.С.Шур, Ферромагнетизм, ОГИЗ, 1948.
- [26] S.Barnett, Phys. Rev., 6 (1915) 239.
- [27] B.Mashhoon, Phys. Lett., A 198 (1995) 9. Bahram Mashhoon (Missouri U.) e-Print arXiv: gr-qc/0003022.
- [28] A.A.Anselm, Phys. Rev., D 37 (1988) 2001.
- [29] Р.Фейнман, Р.Лейтон, М.Сэндс, Фейнмановские лекции по физике, т.7, М: "Мир". 1966.