

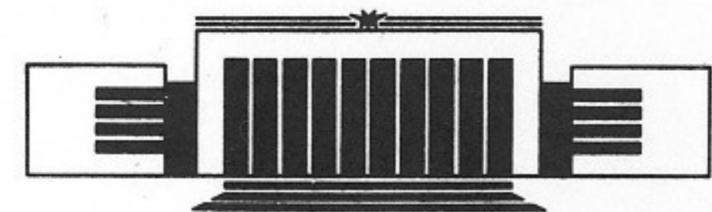


59  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

П.В. Воробьев, И.В. Колоколов, В.Ф. Фогель

**ФЕРРОМАГНИТНЫЙ ДЕТЕКТОР  
(ПСЕВДО)ГОЛДСТОУНОВСКИХ БОЗОНОВ**

**ПРЕПРИНТ 89-87**



НОВОСИБИРСК

Ферромагнитный детектор  
(псевдо)голдстоуновских бозонов

*П.В. Воробьев, И.В. Колоколов, В.Ф. Фогель*

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

В этой работе мы обсуждаем лабораторный эксперимент по генерации и детектированию псевдоскалярных голдстоуновских бозонов, таких как арион, аксион, майорон и т.д. Мы предлагаем использовать для рождения и детектирования аксиона когерентную конверсию аксион $\leftrightarrow$ фотон на резонансной системе замагниченных спинов пара- или ферромагнитной среды. При этом процесс конверсии на несколько порядков эффективнее, чем в поперечном магнитном поле. Кроме того, предложенный метод позволяет искать как безмассовые, так и массивные, но достаточно легкие бозоны.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

ВВЕДЕНИЕ

Эта работа посвящена обсуждению нового эксперимента по поиску экзотического дальнего действия, связанного с обменом безмассовым или очень легким (псевдо)голдстоуновским бозоном (арионом). Псевдоскалярные голдстоуновские бозоны, ответственные за экзотические дальние действия, естественным образом возникают во многих современных теориях, таких как супергравитация, теория суперструн, и в различных обобщениях теории относительности (ОТО), включающих кручение. В литературе последних лет широко обсуждаются такие (псевдо)голдстоуновские бозоны, как: арион [1, 2], аксион [3, 4], фамилон [1, 5], майорон [6] и т. д. Нельзя исключить и дальние действия, связанного с существованием сколь угодно длинных струн, соединяющих частицы [7].

Эксперименты по поиску таких дальних действий интересны как с общефизической точки зрения (новая дальнедействующая сила!), так и потому, что позволяют получить (косвенную) информацию о физике в области энергий  $10^6$ — $10^{19}$  ГэВ, области, совершенно недоступной для ускорителей.

Как правило, константы связи для экзотических взаимодействий либо совсем не фиксированы теорией, либо резко различаются для конкурирующих теорий и нуждаются в экспериментальном определении (во всяком случае, эти константы очень малы!). Несмотря на исключительную слабость экзотических дальних действий, их экспериментальный поиск возможен именно потому, что взаимодействие таких полей с материей когерентно и малость кон-

станты взаимодействия компенсируется огромным числом фермионов, участвующих во взаимодействии макроскопических объектов.

В связи с этим, особенно перспективными выглядят методы поиска экзотических дальних действий (и, таким образом, соответствующих им бозонов) по их макроскопическим проявлениям, таким как аномалии во взаимодействии спин-поляризованных тел, нарушении принципа эквивалентности и закона обратных квадратов в гравитации и так далее.

Подобного рода эксперименты ведутся в ряде лабораторий СССР, США, Италии, Японии и других стран мира.

Обмен безмассовым или очень легким бозоном с  $J^P = 0^-$  или  $J^P = 1^+$  не приводит к появлению суммарных сил между неполяризованной материей (если сохраняется четность). Однако, если взаимодействующие тела спиново поляризованы, может возникнуть суммарная сила и вращающий момент. Например, взаимодействие, возникающее при обмене арионом (0 голдстоуновский бозон), предложенное и детально рассмотренное в работах [1, 2, 4], приводит к появлению квазимагнитных сил, действующих между спин-поляризованными телами, а также к поляризации спинов ферромагнетика в арионном поле другого поляризованного ферромагнетика. Магнитное взаимодействие между поляризованными по спину ферромагнетиками может быть эффективно подавлено использованием сверхпроводящих экранов [4, 8]. Изящный эксперимент по поиску спин-спинового дальнего действия электронов недавно поставлен Р. Ньюменом [9] в Калифорнийском университете. В СССР проведено два эксперимента по поиску спин-спинового дальнего действия, связывающего кварки с электронами [10, 11]. В результате получено ограничение:  $B_*/B_0 < 3 \cdot 10^{-11}$  или  $G_a < 10^{-2} G_F$ .

В ИЯФ СО АН СССР завершено три независимых эксперимента, в результате которых получено ограничение на эффективную константу спин-спинового (арионного) дальнего действия [12]:

$$B_*/B_0 < 3 \cdot 10^{-14} \quad \text{или} \quad G_a < 10^{-3} G_F,$$

где  $G_a$  — арионная константа взаимодействия,  $G_F$  — константа Ферми слабого взаимодействия,  $B_*$  — эффективное квазимагнитное поле,  $B_0$  — внешнее магнитное поле.

Астрофизика дает следующее ограничение на  $M$ :

$$10^7 < M < 10^{14} \text{ ГэВ.}$$

Здесь  $M = q_{\gamma a}$  — константа связи арион — фотон. Нижнее ограничение следует из физики Солнца, верхнее — из космологических соображений. Следует отметить, что эти ограничения очень ненадежны. Существуют попытки интерпретировать особенности распределения поляризации космического излучения и света звезд как проявление осцилляций арион(аксион) ↔ фотон в галактическом магнитном поле [13]

Совершенно ясно, что эксперименты по поиску экзотических дальних действий необходимо развивать, так как они дают уникальную возможность исследований в области энергий порядка 10 ГэВ и выше при относительно небольших затратах. Обнаружение нового дальнего действия переоценить вообще невозможно!

## 1. КВАЗИМАГНИТНОЕ (АРИОННОЕ) ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

### 1.1. Взаимодействие арион(аксион) — фермион

Как мы уже отмечали во Введении, существует ряд теорий, в которых естественным образом возникают безмассовые или очень легкие бозоны  $J^P = 0^-$  или  $J^P = 1^+$ . Обмен такими бозонами приводит к спин-спиновому дальнему действию фермионов, подобному взаимодействию их магнитных моментов. Однако, такое квазимагнитное взаимодействие связано со спином фермионов, а не с их магнитным моментом. Важным примером такого псевдоскалярного голдстоуновского бозона, обмен которым приводит к квазимагнитному взаимодействию, является арион. Мы кратко изложим теорию арионного взаимодействия, следуя работам [1, 2].

Лагранжиан взаимодействия ариона ( $a$ ) с электроном ( $e$ ):

$$L = q \bar{e} i \gamma_5 e a. \quad (1.1)$$

В нерелятивистском приближении:

$$L = q_{ea} \vec{\nabla} (f^* \vec{\sigma} f) a \quad q_{ea} = q/2m. \quad (1.2)$$

Уравнения движения арионного ( $a$ ) и спинорного ( $f$ ) полей:

$$\square a + q_{ea} \vec{\nabla} (f^* \vec{\sigma} f) = 0,$$

$$i \frac{df}{dt} = \left[ -\frac{\nabla^2}{2m} - q_{ea} (\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} a) \right] f, \quad (1.3)$$

причем,  $q_{ea}^{-1} = V$ , где  $V$  — энергия нарушения симметрии, с которым

ассоциируется появление голдстоуновского бозона (ариона). В статическом пределе арионное взаимодействие между двумя фермионами имеет вид

$$U(\vec{r}) = \frac{G_a}{8\pi r^3} [(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) - 3(\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n})], \quad (1.4)$$

где  $G_a \sim q_{ea}^2$  — константа арионного взаимодействия,  $\vec{\sigma}_{1,2}$  — спиновые матрицы и  $\vec{n} = \vec{r}/|\vec{r}|$ .

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 магнетоном»

$$\mu_a = \sqrt{G_a/8\pi} = k \sqrt{G_F/8\pi} \quad (1.5)$$

или  $\mu_a = 0.7 \cdot 10^{-5} k \mu_B$ . Здесь  $G_a$  — арионная константа взаимодействия,  $G_F$  — константа Ферми,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $k^2 = G_a/G_F$ . Арионное поле создается спиновой плотностью:  $\vec{S}(\vec{r}) = f^* \vec{\sigma} f$ , причем арионному полю можно сопоставить эффективное магнитное поле

$$\vec{B}_a = -2\sqrt{\pi} \vec{\nabla} a. \quad (1.6)$$

Поведение арионного поля в волновой зоне рассмотрено в [1]. В дальней зоне:

$$\vec{\nabla} a(\vec{r}, t) = -\frac{\vec{r}}{r^2} \left( \vec{n} \frac{q_{ea}}{8\pi} \int \ddot{\vec{S}}(\vec{r}', t') d^3 r' \right), \quad (1.7)$$

здесь:  $\vec{n} = \vec{r}/|\vec{r}|$ ,  $t' = t - |\vec{r} - \vec{r}'|$ . Очевидно, в этом случае арионная волна имеет продольную поляризацию:  $\vec{\nabla} a \parallel \vec{n}$ .

Мощность арионного излучения определяется выражением:

$$I = \frac{4\pi}{3} \left[ \frac{q}{8\pi} \int \ddot{\vec{S}}(\vec{r}', t') d^3 r' \right]^2 = \frac{1}{3} \ddot{\vec{A}}^2, \quad (1.8)$$

где

$$\vec{A} = \mu_a \int d^3 r \vec{S}(\vec{r}, t). \quad (1.9)$$

Арионное поле взаимодействует только со спином фермиона, поэтому магнитное поле, генерируемое спиновой системой одновременно с арионным, может быть подавлено вихревыми токами в (сверх)проводящих магнитных экранах. Арионное поле с током не взаимодействует.

## 1.2. Взаимодействие арион — фотон

Известно, что фотон может смешиваться с безмассовыми или очень легкими бозонами в присутствии внешнего электромагнитного поля [14—17]. Лагранжиан арион-фотонного взаимодействия:

$$L \simeq \frac{1}{4M} a F \tilde{F} = \frac{1}{M} a (\vec{E} \cdot \vec{B}). \quad (1.10)$$

Здесь  $F_{ab}$  — электромагнитное поле;  $\tilde{F}_{ab} = 1/2 \epsilon_{abcd} F^{cd}$ ,  $\vec{E}$  — электрическое поле;  $\vec{B}$  — магнитное поле;  $a$  — арионное поле,  $M$  — масштаб энергии, при котором происходит нарушение арионной симметрии. Взаимодействие имеет вид хорошо известной треугольной диаграммы аномалии аксиального тока (рис. 1). Причем суммирование

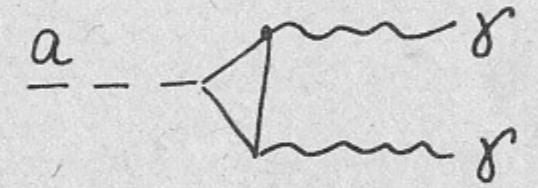


Рис. 1.

следует проводить по всем фермионным петлям. Оценка [14] дает

$$M^{-1} = V^{-1} \frac{\alpha}{\pi} \sum_f x_f e_f^2. \quad (1.11)$$

Здесь  $V^{-1} = q_{ea}$  — константа связи из (1.1),  $x_f$  — коэффициенты порядка единицы,  $\alpha = 1/137$ ,  $e_f = q/e$  — нормированный заряд фермиона:

$$M \approx \pi V / \alpha N_f, \quad M \approx 50 V. \quad (1.12)$$

Таким образом

$$q_{ea} = 50 q_{ay}. \quad (1.13)$$

Однако эта оценка модельно зависима. Существует класс теорий (супергравитации) в которых амплитуда процесса, соответствующего диаграмме рис. 1 точно равна нулю в результате компенсации вкладов от различных фермионов.

Астрофизика дает следующее ограничение на  $M$ :

$$10^7 < M < 10^{14} \text{ ГэВ}. \quad (1.14)$$

Нижнее ограничение следует из физики Солнца, верхнее — из космологических соображений. Следует отметить, что верхнее ограничение очень ненадежно. Взаимодействие (1.10) приводит к смешиванию ариона с фотоном в поперечном магнитном поле. При этом собственными состояниями гамильтониана являются уже не  $a$  и  $\gamma$ , а

$$\Phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(a + i\gamma); \quad \Phi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(a - i\gamma) \quad (1.15)$$

где  $\gamma$  — фотонное поле с поляризацией вдоль внешнего магнитного поля. Собственные значения, соответствующие  $\Phi_{1,2}$ :

$$\omega_{1,2} = \left( k^2 + \frac{B^2}{2M^2} \pm \frac{B}{M} \sqrt{\frac{B^2}{4M^2} + k^2 \sin^2 \theta} \right)^{1/2} \approx k \pm \frac{B}{2M} \sin \theta. \quad (1.16)$$

где  $\theta$  — угол между импульсом частицы  $\vec{k}$  и направлением внешнего магнитного поля  $\vec{B}$ .

Арион, двигаясь в поперечном магнитном поле ( $\sin \theta = 1$ ), начинает осциллировать  $a \leftrightarrow \gamma$ . Если в начальном состоянии было  $\Phi(0) = a$ , то через время  $t > 0$  вероятности арионного и фотонного состояний:

$$W_\gamma(t) = \sin^2(\Delta\omega t/2), \quad W_a(t) = \cos^2(\Delta\omega t/2), \quad (1.17)$$

$$\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 = B/M.$$

Для  $BL/M \ll 1$ , что всегда выполняется в лабораторных условиях,

$$W_\gamma(L) = (BL/4M)^2. \quad (1.18)$$

Для типичных значений  $L = 1$  м,  $B = 1$  Т и  $M \sim 10^8$  ГэВ:  $W = 10^{-17}$ . Однако, не следует забывать, что вероятность перехода квадратично зависит от интеграла поля.

## 2. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ОГРАНИЧЕНИЙ НА КОНСТАНТУ КВАЗИМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ

Существующие результаты, собраны в табл. 1, из которой видно, что все существующие экспериментальные ограничения на константу арионного взаимодействия далеки от ограничения полученного из астрофизических соображений.

Таблица 1

Эксперимент	Взаимодействие	$e-e$	$e-q$	$q-q$
$J/\psi \rightarrow a + \gamma$ [18] $\gamma \rightarrow a + \gamma$ [19] $K^+ \rightarrow a + \pi^+$ [20]		—	—	$q^2/G_F < 1$
Александров [10] $W(^{201}\text{Hg})/W(^{199}\text{Hg})$		—	$G_a < 3 \cdot 10^{-3} G_F$	—
$W(P)/\omega(D)$ [11]		—	$G_a < 10^{-2} G_F$	—
$g$ -факт. $\mu$ [1, 21]		$G_a < 10 G_F$	—	—
СТС мюония [22]		$G_a < G_F$	—	—
Нейтринные эксперименты [23]		$G_a < 10^{-2} G_F$	—	—
$g-2$ [24]		$G_a < 3 \cdot 10^2 G_F$	—	—
Торс. весы [9]		$G_a < 10 G_F$	—	—
А-3, ИЯФ [12]		$G_a < 10^{-3} G_F$	—	—
Астрофизика		$G_a < 10^{-9} G_F$	$G_a < 10^{-9} G_F$	—

Здесь мы обсудим эксперименты которые позволят достичь астрофизического ограничения и превзойти его по крайней мере на порядок.

Эти эксперименты основаны на взаимодействии ариона с фотоном в присутствии поперечного внешнего магнитного поля.

Используя эффект смешивания, можно построить несколько различных типов детекторов арионов (и легких аксионов).

### 2.1. Лазерный эксперимент по генерации и детектированию аксиона [15—17]

Рассмотрим возможность прямого лабораторного эксперимента по генерации и детектированию ариона. Общая идея такова: излучение мощного лазера многократно проходит в поперечном магнитном поле мощного достаточно длинного магнита. В магните происходит превращение части фотонов в арионы. Арионный пучок беспрепятственно проходит через защиту, поглощающую фотоны, и попадает во вторую область сильного поперечного магнитного

поля. Во втором магните часть арионов переходит в фотоны, которые регистрируются фотоумножителем. Схема такого детектора изображена на рис. 2. Оценим возможности этого детектора для

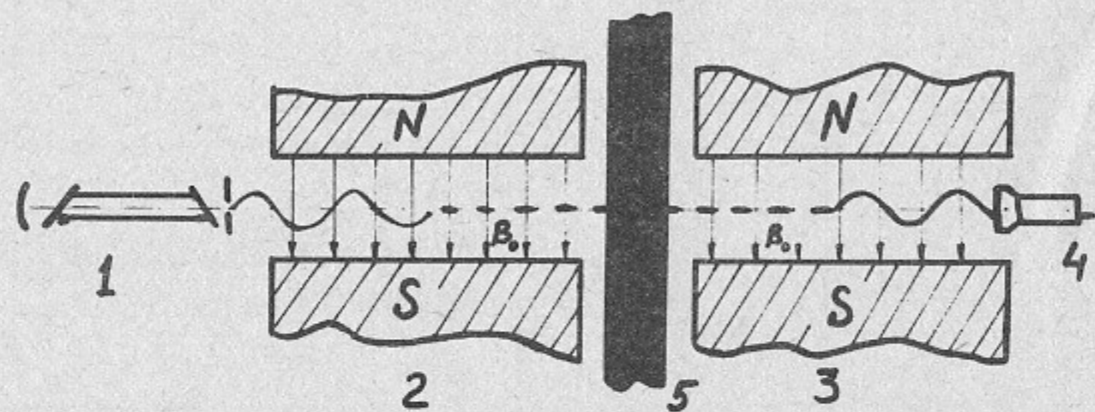


Рис. 2. Схема эксперимента по генерации и детектированию ариона.  
1 — лазер, 2, 3 — магниты, 4 — ФЭУ, 5 — поглотитель фотонов.

разумных параметров лазера и магнитов. Пусть оба магнита имеют одинаковую длину  $L=10$  м и поле  $B=6$  Т. Тогда, для значения  $M=10^8$  ГэВ коэффициент конверсии  $W=3 \cdot 10^{-14}$ , а полный коэффициент преобразования  $\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma$  равен

$$N'_\gamma/N_\gamma = W^2 = (BL/M)^4 = 10^{-27}. \quad (2.1)$$

С учетом добротности оптического резонатора, в котором свет проходит магнитное поле много раз, выражение (2.1) преобразуется к виду

$$N'_\gamma/N_\gamma = n W^2, \quad (2.2)$$

что для типичного значения  $n=1000$  дает  $N'_\gamma/N_\gamma=10^{-24}$ . Для лазера, имеющего среднюю мощность в резонаторе 1 кВт получим:

$$N_\gamma = 10^{22} \quad \text{и} \quad N'_\gamma = 10^{-5}, \quad (2.3)$$

то есть одно событие в день! Шум хороших ФЭУ в одноэлектронном режиме  $10^{-2}$  Гц. Таким образом, для получения отношения сигнал/шум  $S/N > 1$  потребуется время накопления сигнала  $10^7$  секунд т. е. почти год! Столь низкая эффективность вполне понятна: двойная конверсия страшно невыгодна. Поэтому хотелось бы избавиться от одного из коэффициентов  $W \sim 10^{-15}$ . Возможны два пути решения этой проблемы:

## 2.2. Поляриметрический эксперимент [17, 25]

Группа Рочестер — Брукхевен — Фермилаб готовит эксперимент по поиску очень легкого аксиона (ариона) свободный от недостатков эксперимента с двойной конверсией. Идея эксперимента заключается в том, что если в поперечное магнитное поле ввести пучок фотонов, поляризованный под углом  $45^\circ$  к направлению магнитного поля, то в результате арион-фотонных осцилляций составляющая пучка, имеющая поляризацию вдоль магнитного поля, будет ослаблена, а компонента, имеющая поперечную поляризацию, пройдет без изменения. В результате возникнет поворот плоскости поляризации света, прошедшего через магнитное поле. Используя сверхпроводящий магнит длиной 10 метров, имеющий магнитное поле около 50 кГс и прецизионный лазерный поляриметр, группа Рочестер — Брукхевен — Фермилаб надеется получить чувствительность  $\Delta\phi < 10^{-12}$ , что соответствует ограничению на константу связи арион — фотон  $q^{-1} \sim M > 10^8$  ГэВ (см. 25).

## 2.3. Регистрация арионного излучения Солнца [14, 26]

В работе [14] было предложено использовать в качестве источника арионов Солнце. Арионы, рожденные в солнечном ядре в процессах типа эффекта Комптона и т. д., свободно покидают Солнце. Поток солнечных арионов на поверхности Земли достигает  $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}$  при  $M=10^8$  ГэВ. В поперечном магнитном поле арионы будут превращаться в фотоны соответствующей энергии. Число фотонов, регистрируемых магнитным детектором определяется выражением

$$N = (48/c) (S/1 \text{ м}^2) (L/1 \text{ м})^2 (B/1 \text{ Т})^2 (4 \cdot 10^8 \text{ ГэВ}/M)^4 \quad (2.4)$$

Здесь  $B$  — магнитное поле детектора,  $L$  — его длина,  $S$  — площадь,  $1/M$  — эффективная константа взаимодействия арион — фотон. Сейчас такой эксперимент подготавливается в ИЯФ.

## 3. Детектирование псевдоскалярных голдстоуновских бозонов с использованием ферромагнетиков в микроволновом диапазоне

Конверсия ариона в фотон в поперечном магнитном поле, обсуждавшаяся в разделе 1.2, невыгодна по двум причинам:

1. как мы уже отмечали в ряде моделей амплитуда, соответствующая процессу, приведенному на рис. 1, равна нулю,

2. диаграмма рис. 1 имеет более высокий порядок, чем диаграмма, соответствующая эффекту комптона:

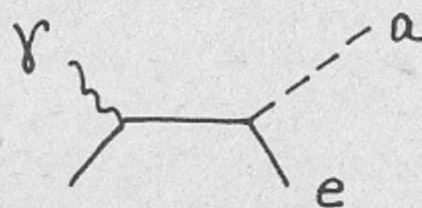


Рис. 3.

Однако, к сожалению, амплитуда перехода арион—фотон вперед на свободном электроны точно равна нулю, что не позволяет использовать такой процесс для когерентной конверсии арион—фотон. Если же электрон связан в кристалле и энергия фотона (ариона) много меньше энергии связи, когерентная конверсия возможна, причем не только для безмассовых, но и легких массивных псевдоскалярных бозонов.

Рассмотрим детектор, схематически изображенный на рис. 4. В отличие от лазерного детектора, обсуждавшегося выше (см. рис. 2) межполюсный зазор магнитов заполнен высокочастотным ферритом, кроме того, детектор работает в микроволновом, а не в оптическом диапазоне. Частота генератора накачки и приемника равны одной из собственных частот резонатора, заполненного маг-

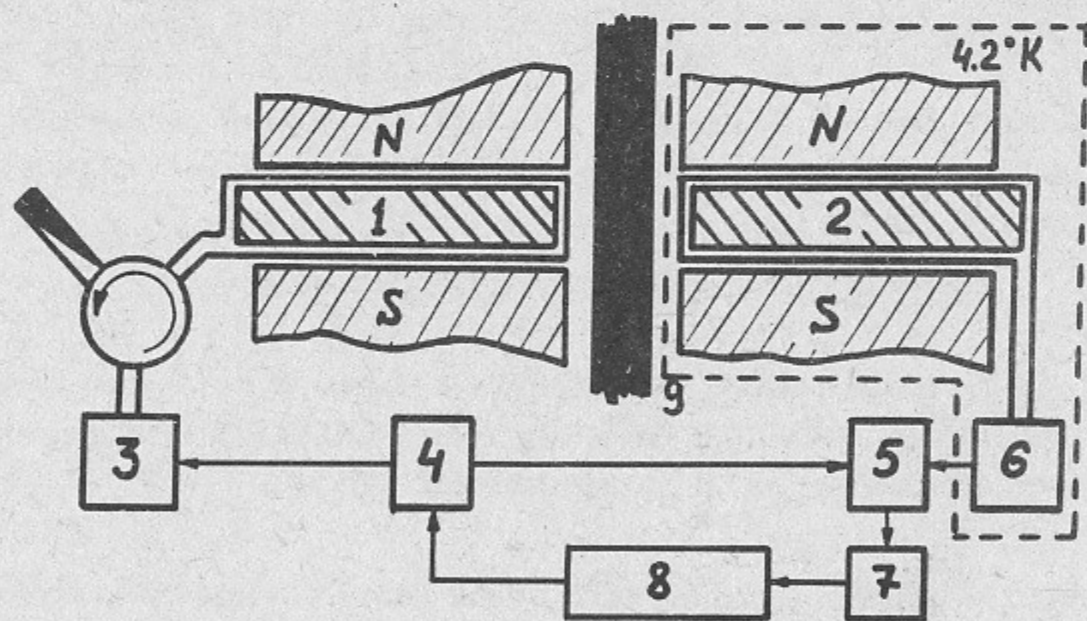


Рис. 4.

1, 2—Волновод с ферритовым заполнением, 3—мощный СВЧ-генератор, 4—синхрогенератор, 5—синхронный детектор, 6—высококочувствительный СВЧ-приемник, 7—АЦП, 8—ЭВМ, 9—экран.

нетиком. Когерентная спиновая волна в ферромагнетике, возбуждаемая волной накачки, генерирует когерентное аксионное поле. Аксионный пучок, имеющий узкую диаграмму направленности, беспрепятственно проходит через стенки волновода и защиту, поглощающую фотоны, и попадает во второй волновод, также заполненный намагниченным ферритом. Аксионная волна резонансно возбуждает когерентную прецессию спинов, что приводит к появлению связанной со спинами слабой электромагнитной волны. Эта электромагнитная волна регистрируется высокочувствительным приемником.

Обсудим подробнее принцип работы и возможности такого детектора легких псевдоскалярных бозонов.

Рассмотрим взаимодействие псевдоскалярного арионного поля с электромагнитным в присутствии пара- или ферромагнитной среды, намагниченной до насыщения.

Динамической переменной среды является поле  $\vec{m}(\vec{r})$  вариации намагниченности. Лагранжиан взаимодействия магнетика с переменным магнитным полем  $\vec{h}$  равен

$$\mathcal{L}_{mem} = \vec{h}(\vec{r}) \vec{m}(\vec{r}). \quad (3.1)$$

Из (1.2) следует, что взаимодействие магнетика с арионным полем может быть описано лагранжианом

$$\mathcal{L}_{ma} = \kappa \vec{\nabla} a \vec{m}, \quad \kappa = \mu_a / g \mu_B. \quad (3.2)$$

Здесь  $g$ —фактор Ланде,  $\mu_B$ —магнетон Бора,  $\mu_a$ —арионный магнетон (см. (1.5)).

Собственная динамика переменной  $\vec{m}(\vec{r})$  управляется уравнением Блоха, в канонических переменных  $a, a^*$ , имеющим вид:

$$i\dot{a} = \delta H / \delta a^*, \quad (3.3)$$

где  $H$ —гамильтониан магнетика. В пренебрежении нелинейностью (считают, что равновесная намагниченность  $\vec{M}_0$  направлена вдоль оси  $z$ ,  $m_x, m_y \ll M_0$ )

$$\begin{aligned} m_+ &= m_x + im_y = \sqrt{\omega_m} a, \\ \omega_m &= 2g\mu_B M_0, \quad m_z = -aa^*. \end{aligned} \quad (3.4)$$

(Более подробно см., например, [27]). При наших частотах обменное взаимодействие (легко, впрочем, учитываемое) несущественно, и гамильтониан определяется магнитодипольным и зема-

новским взаимодействием [27]:

$$H_m = B_0 \int d^3 r m_z(\vec{r}) + 2\pi \sum_{\vec{k}} |\vec{n} \vec{m}_{\vec{k}}|^2, \\ \vec{m}_{\vec{k}} = \frac{1}{\sqrt{V}} \int d^3 r \vec{m}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}}, \quad (3.5)$$

здесь  $V$  — объем образца. В канонических переменных:

$$\mathcal{H}_m = B_0 \sum_{\vec{k}} a_{\vec{k}}^* a_{\vec{k}} + 2\pi\omega_m \sum_{\vec{k}} \sin^2 \theta_{\vec{k}} \left( a_{\vec{k}}^* a_{\vec{k}} + \frac{1}{2} (e^{2i\varphi_{\vec{k}}} a_{\vec{k}} a_{-\vec{k}} + \text{к.с.}) \right), \quad (3.6)$$

где  $\theta_{\vec{k}}, \varphi_{\vec{k}}$  — сферические координаты вектора  $\vec{k}$ ,  $B_0$  — внешнее поле с учетом размагничивающего фактора. Ограничимся случаем бесконечной в плоскости  $(y-z)$  среды и полями, изменяющимися только вдоль оси  $x$ , т. е.  $\theta_{\vec{k}} = \pi/2$ ,  $\varphi_{\vec{k}} = 0$ . Тогда гамильтониан (3.6) диагонализуются каноническим преобразованием Боголюбова от  $a_{\vec{k}}$  к переменным  $b_{\vec{k}}$ :

$$a_{\vec{k}} = ub_{\vec{k}} + vb_{\vec{k}}^*, \\ u = \left\{ \frac{1}{2} \left[ \frac{\eta+1}{\sqrt{\eta^2+2\eta}} + 1 \right] \right\}^{1/2}, \quad v = - \left\{ \frac{1}{2} \left[ \frac{\eta+1}{\sqrt{\eta^2+2\eta}} - 1 \right] \right\}^{1/2}, \quad (3.7) \\ \eta = B_0/2\pi\omega_m, \quad H_m = \tilde{\omega}_m \sum_{\vec{k}} b_{\vec{k}}^* b_{\vec{k}}; \quad \tilde{\omega}_m = \sqrt{B_0(B_0 + 4\pi\omega_m)}.$$

Если волна накачки линейно поляризована вдоль оси  $y$  ( $\vec{h} = (0, h, 0)$ ), то лагранжиан связи с накачкой в переменных примет вид:

$$\mathcal{L}_{mem} = i\sqrt{\omega_m} (u-v)b + \text{к.с.} \quad (3.8)$$

Собственные векторы связанных колебаний момента и электромагнитного поля найдем, решая линеаризованную систему уравнений Максвелла — Блоха. Для волн распространяющихся вдоль оси  $x$ :

$$(\epsilon \partial_x^2 - \partial_x^2)h = i\partial_x^2 \sqrt{\omega_m} (u-v)(b-b^*), \\ i\dot{b} - \tilde{\omega}_m b = -i\sqrt{\omega_m} (u-v)h \quad (3.9)$$

( $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды). Из этой системы определим структуру собственных мод:

$$b_{\vec{k}} = (A_k e^{i\Omega t} + D_k e^{-i\Omega t}) \sin kx, \\ h_{\vec{k}} = (C_k e^{i\Omega t} + C_k^* e^{-i\Omega t}) \sin kx, \\ A_k = i\sqrt{\omega_m} (u-v) C_k / (\tilde{\omega}_m + \Omega_k), \\ D_k^* = i\sqrt{\omega_m} (u-v) C_k / (\tilde{\omega}_m - \Omega_k), \quad (3.10)$$

и закон дисперсии:

$$\Omega_k^2 = \frac{1}{2\epsilon} \left[ k^2 + \tilde{\omega}_m^2 \pm \sqrt{(k^2 - \tilde{\omega}_m^2)^2 + 8k^2\omega_m\tilde{\omega}_m} \right]. \quad (3.11)$$

Устройство мод показано на рис. 5. Видно, что, поскольку  $\epsilon > 1$ , то прямая  $\Omega = k$  (арионный закон дисперсии) всегда пересекает верхнюю ветвь, что означает возможность пространственно-когерентного возбуждения арионного поля.

Если в генерирующий резонатор в единицу времени поступает энергия  $\mathcal{E}$ , то амплитуда моды (3.10) определяется из энергетического баланса:

$$\frac{1}{2} (|A|^2 + |D|^2) = \mathcal{E} / (\gamma\tilde{\omega}_m V), \quad (3.12)$$

где  $\gamma$  — частота релаксации магновов (мы считаем, что чисто электромагнитная добротность резонатора много выше ферромагнитной добротности).

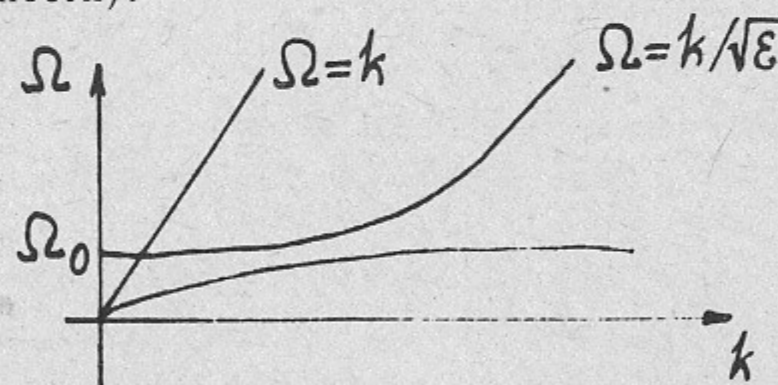


Рис. 5.

Генерация арионного поля описывается уравнением (3.2), в переменных  $b, b^*$  оно имеет вид:

$$\square a = -\kappa \sqrt{\omega_m} (u+v) \partial_x (b+b^*) \quad (3.13)$$

и если мода (3.10) возбуждена с частотой  $\Omega_0 = \Omega_{k_0}$ ,  $\Omega_{k_0} = k_0$ , то амплитуда арионного поля на выходе из волновода будет равна:



$$a = i\kappa\sqrt{\omega_m} L(u+v) (Ae^{i\Omega t} + De^{-i\Omega t}). \quad (3.14)$$

Здесь  $L$  — длина волновода-резонатора.

Эта же мода (3.10) во втором волноводе-резонаторе, отделенном от первого экраном, резонансно возбуждается арионной волной (3.14). Результирующая амплитуда  $D_f$  связана таким образом с амплитудой  $D$  в первом резонаторе соотношением:

$$D_f = D \frac{\omega_m \kappa^2 (kL)}{\gamma} (u+v)^2 \quad (3.15)$$

согласно уравнению движения:

$$i\dot{b} - \tilde{\omega}_m b + i\sqrt{\omega_m} (u-v)h = \kappa\sqrt{\omega_m} (u+v) \partial_x a. \quad (3.16)$$

Квадрат амплитуды связанных с магнитным моментом электромагнитных колебаний:

$$|C_f|^2 = \frac{(\Omega_0 - \tilde{\omega}_m)^2}{\gamma^2} \cdot \omega_m (kL)^2 \kappa^2 \frac{(u+v)^4}{(u-v)^2} |D|^2. \quad (3.17)$$

С учетом (3.12) получаем отношение потока электромагнитной энергии (фотонов) на фланце второго волновода-резонатора  $\mathcal{E}_f$  к потоку энергии накачки  $\mathcal{E}$ :

$$\frac{\mathcal{E}_f}{\mathcal{E}} \approx (kL) \frac{(u+v)^4}{(u-v)^2} \kappa^4 \frac{\Omega_0 \omega_m (\Omega_0 - \tilde{\omega}_m)^2}{\gamma^3 \tilde{\omega}_m}. \quad (3.18)$$

(Мы не учитываем амплитуду  $A$  по сравнению с  $D$ . Напомним также, что у нас  $\kappa = \mu_a / \mu_b$  — величина безразмерная, а размерности  $\omega_m$  и  $B_0$  совпадают.)

Оценочное выражение для (3.18) можно получить, считая  $u$  и  $v$  порядка единицы,  $\Omega_0 \sim \tilde{\omega}_m \sim \Omega_0 - \tilde{\omega}_m \sim \omega_m$ :

$$\mathcal{E}_f / \mathcal{E} \simeq \kappa^4 (kL) (\omega / \gamma)^3. \quad (3.19)$$

Характерные добротности доступных ферритов  $\omega / \gamma \approx 10^3$  и при  $kL = 10^2$ :

$$\mathcal{E}_f / \mathcal{E} \approx 10^{11} \kappa^4. \quad (3.20)$$

Непосредственная трансформация фотона в аксион и обратно в поперечном магнитном поле дает коэффициент преобразования энергии:

$$\mathcal{E}_f / \mathcal{E} \approx \alpha^4 \kappa^4 (kL)^4. \quad (3.21)$$

Для тех же значений параметров, что и в (3.20), это дает:  $\mathcal{E}_f / \mathcal{E} \approx \kappa^4$ , что на 11 порядков меньше, чем для ферромагнитного детектора.

Изменяя частоту накачки и напряженность внешнего поля можно осуществить пространственно-когерентное возбуждение и поглощение поля массивного аксиона. При этом его масса должна быть меньше щели в магнетонном спектре, то есть порядка  $10^{-4}$  эВ.

В заключение мы хотели бы выразить глубокую благодарность А.А. Ансельму, И.Б. Хриповичу и В.Б. Черепанову за стимулирующие обсуждения и полезные советы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ансельм А.А., Уральцев Н.Г. Физика элементарных частиц, Материалы XX Зимней школы ЛИЯФ, Л., 1985, с.3.
2. Anselm A.A., Uraltsev N.G. Phys. Lett. 1982, v.116B, p.161.
3. Peccei R.D., Quinn H.R. Phys. Rev. Lett. 1977, v.38, p.1440.
4. Moody J.E., Wilczek F. Phys. Rev., 1984, v.D30, p.130.
5. Ансельм А.А., Уральцев Н.Г. ЖЭТФ, 1983, т.84, с.1961.
6. Chikashige Y., Mohapatra R.N., Peccei R.D. Phys. Lett., 1981, v.B98, p.265.
7. Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц, М.: Наука, 1988.
8. Воробьев П.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР 83-61. Новосибирск 1983.
9. Newton R.D. Proposal NSF, 1985.
10. Александров Е.Б., Ансельм А.А., Павлов Ю.В., Умарходжаев Р.М. ЖЭТФ, 1983, т.85, с.1890.
11. Ансельм А.А., Неронов Ю.И. ЖЭТФ, 1985, т.88, с.1946.
12. Vorobyev P.V., Gitarts Ya.I. Phys. Lett., 1988, v.208, p.146.
13. Burgess C.P., Cloutier J. Phys. Rev., 1988, v.D38, p.2944.
14. Anselm A.A. Phys. Rev. 1988, v.D37, p.2001.
15. Van Bibber K. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, v.59, p.759.
16. Ансельм А.А. Ядерная физика, 1985, т.42, с.1480.
17. Raffelt G. et al. Preprint MPI-PAE/PTh 54/87, Berkley 1987.
18. Edwards C., Partridge R., Peck C. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, v.48, p.903.
19. Sivertz M., Lee-Franzini J. et al. Phys. Rev., 1982, v.D26, p.717.
20. Asano Y., Kikutani E. et al. Phys. Lett., 1981, v.B107, p.159.
21. Wilczek F. Phys. Rev. Lett., 1982, v.49, p.1549.
22. Hayashi K., Shirafuji T. Phys. Rev., 1979, v.D19, p.3524.
23. Nevill D.E. Phys. Rev., 1980, v.D21, p.2075.
24. Vasserman I.B., Vorobyov P.V. et al. Phys. Lett., 1987, v.B198, p.302.
25. Melissinos A. et al. AGS proposal, AGS P840, 1988.
26. Sikivie P. Phys. Rev., 1983, v.D32, p.2988.
27. White R.M. Quantum theory of magnetism, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1983.

*П.В. Воробьев, И.В. Колоколов, В.Ф. Фогель*

**Ферромагнитный детектор (псевдо)голдстоуновских бозонов**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

---

Работа поступила 31 мая 1989 г.  
Подписано в печать 8.06 1989 г. МН 10263  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,3 печ.л., 1,0 уч.-изд.л.  
Тираж 150 экз. Бесплатно. Заказ № 87.

---

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