

УДК 520.648:537.632.4:537.634.2

СВЕРХВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ МАГНИТОМЕТРЫ: ПОИСК ВОЗМОЖНЫХ АЛЬТЕРНАТИВ СВЕРХПРОВОДЯЩЕМУ КВАНТОВОМУ ИНТЕРФЕРОМЕТРУ

Л. Н. Жерихина, С. В. Кривохижа, А. М. Цховребов, Л. Л. Чайков

Обсуждаются различные варианты схем высокочувствительного магнитометра, способного обеспечить разрешение по индукции поля на уровне одного пикоТесла с использованием магнитооптического преобразователя на эффекте Фарадея, а также волоконно-оптического датчика с магнитострикционным остовом.

Ключевые слова: магнитометрия, эффект Фарадея, оптические и квантовые интерферометры.

1. Эффект Фарадея достаточно широко применяется для регистрации и измерения слабых магнитных полей [1–17], включая различные физические [1–6] и геофизические [7] приложения. Так в [1, 3] при помощи эффекта Фарадея в магниточувствительных пленках удалось визуализировать спонтанное расслоение пространственно-однородной сверхпроводимости на микроскопические области, разделяемые диэлектрическими границами, допускающими перенос заряда посредством джозефсоновского туннелирования. Расслоение наблюдалось в монокристаллах высокотемпературного сверхпроводника $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ ниже 17 К, при этом контрастное изображение, отвечающее неоднородному вытеснению магнитного поля, фотографировалось цифровой камерой, сочлененной с поляризационным микроскопом.

“Обычное” проявление эффекта Фарадея состоит в повороте плоскости поляризации линейно-поляризованного света, прошедшего сквозь магнитоактивную среду, “помещенную” в ненулевое внешнее магнитное поле B . Количественно эффект описывается известной формулой $\Delta\theta = VB l$, где $\Delta\theta$ – угол поворота плоскости поляризации, l – оптический путь плоскополяризованной волны в среде, магнитная вращательная способность которой характеризуется постоянной Верде V . Поворот на $\Delta\theta$ объясняет-

ся разницей фазовых скоростей право- и левоциркулярно поляризованных компонент волны ($c_R - c_L$), возникающей в магнитоактивной среде под действием магнитного поля.

Микроскопическое толкование эффекта Фарадея опирается на решение системы блоховских уравнений [18], когда переменная составляющая напряженности внешнего по отношению к спиновой системе магнитного поля вращается по или против часовой стрелки (H_R или H_L), а постоянная составляющая H_Z прикладывается перпендикулярно плоскости вращения

$$\begin{cases} \frac{\partial M_X}{\partial t} = \gamma(H_Y M_Z - M_Y H_Z), \\ \frac{\partial M_Y}{\partial t} = \gamma(M_X H_Z - H_X M_Z), \end{cases} \text{ где } \begin{pmatrix} H_X \\ H_Y \end{pmatrix} = H_R \begin{pmatrix} \cos \omega t \\ \sin \omega t \end{pmatrix} \text{ OR } H_L \begin{pmatrix} \cos \omega t \\ -\sin \omega t \end{pmatrix},$$

M_X и M_Y выражаются через M_R и M_L , $\gamma = \mu_0 e / m$ – гиромагнитное отношение электрона. Решение уравнений Блоха позволяет конкретизировать выражения для симметричных и антисимметричных элементов тензора магнитной проницаемости

$$\mu_{ij} = \mu_{ii} + i \sum_{l < k \leq 3} e_{ijk} g_k = \begin{bmatrix} \mu_s & -i\mu_A & 0 \\ i\mu_A & \mu_s & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \text{ в виде}$$

$$\mu_s = 1 + \frac{\gamma^2 H_Z M_Z / \mu_0 + i\eta\omega}{\gamma^2 H_Z^2 - \omega^2 + 2i\eta\omega}, \quad \mu_A = \frac{\gamma\omega M_Z / \mu_0}{\omega^2 - \gamma^2 H_Z^2 + 2i\eta\omega},$$

где e_{ijk} – единичный полностью антисимметричный тензор, а g_k – вектор гирации, ненулевая компонента которого $g_3 = \mu_A$ пропорциональна намагниченности среды. Подстановка μ_{ij} в уравнения Максвелла показывает, что в гиротропной среде [19, 20] право/левоциркулярно поляризованные волны будут иметь различные фазовые скорости $c_{R,L} = c_0 / \sqrt{\mu_{R,L}} = c_0 / \sqrt{(\mu_s \pm \mu_A)}$, выражающиеся через симметричные и антисимметричные элементы матрицы μ_{ij} . Современная интерпретация эффекта Фарадея позволяет рассматривать вращение плоскости поляризации, т.е. киральность среды, управляемую полем, как пример проявления фаз Берри [21].

Сопоставление эффекта Фарадея со спиновым магнитным резонансом объясняет, почему высокому значению константы Верде сопутствует сильное поглощение. Динамическая магнитная восприимчивость $\mu = \mu(\omega)$ прецессирующих магнитных моментов зависит от частоты колебаний внешнего поля в меру близости ω к условиям магнитного резонанса спиновой системы, при этом “хвост” $\mu = \mu(\omega)$ сказывается даже вдали от резонанса (оптические частоты по отношению к спиновому СВЧ-резонансу). В оптическом диапазоне $\mu = \mu(\omega)$ проявляется в виде магнитоинвариантной добавки к дисперсии показателя преломления, а учет небольшого различия подобных зависимостей

для право- и левополяризованного света приводит к эффекту Фарадея. Отсюда следует, что эффект сильнее сказывается в области высокой дисперсии. В то же время из дисперсионных соотношений следует, что свет здесь будет испытывать сильное поглощение. Таким образом, константа Верде далеко не случайно имеет аномально высокое значение именно на краю поглощения. Например, в пленках железиттриевого граната, легированного висмутом (YIG - Yttrium Iron Granat, YIG:Bi или $Y_3Fe_5O_{12}:Bi$), в области края оптического поглощения константа Верде “вырастает” в $10^2 - 10^3$ раз и становится $V_{YIG:Bi}(\lambda = 0.63 \text{ мкм}) \approx 5 \cdot 10^8 \text{ град}/(\text{Тл}\cdot\text{м})$ [7].

Обычно эффект Фарадея регистрируется поляризаторами, однако ограничение точности угловых измерений сотыми долями секунд не позволяет даже при сравнительно высоких постоянных Верде ($V \sim 5 \cdot 10^8 \text{ град}/(\text{Тл}\cdot\text{м})$) достигнуть чувствительности выше единиц наноТесла. Более высокие чувствительности нужны как в биофизике, так и в геологии, и если в первом случае магнитокардиограммы ($1 - 0.1 \text{ нТл}/\sqrt{\text{Гц}}$) и магнитоэнцефалограммы ($1 - 0.1 \text{ пТл}/\sqrt{\text{Гц}}$) могут быть записаны с помощью “обычного” SQUIDA, требующего “криогенной кухни” с жидким гелием, т.е. работающего в стационарных условиях, то во втором случае бесконтактная регистрация магнитного отклика в системе импульсного токового каротажа земных пород ($1 \text{ пикоТл}/\sqrt{\text{Гц}}$) явно предполагает полевые условия функционирования сверхвысокочувствительного датчика магнитного поля.

Механизм вращения плоскости поляризации под действием магнитного поля дает возможность фиксировать эффект Фарадея интерферометрическими методами, не прибегая к угловым измерениям. Действительно в магнитоактивной среде поле влияет на фазовую скорость циркулярных компонент волны, а, следовательно, и фаза каждой компоненты $\varphi_{R,L} = \varphi_{R,L}(B)$ становится магнитозависимой. Вспомним, что в двухлучевом интерферометре (Майкельсона или Маха/Цандера) фиксируется именно картина интерференции тестирующей и опорной волн (одинаково поляризованных). В случае эффекта Фарадея тестирующую волну, очевидно, следует пропустить сквозь магнитоактивную среду. Особенность работы оптического интерферометра в составе предлагаемой магнитометрической системы состоит в том, что здесь используется интерференция циркулярно поляризованного света. На выходе интерферометра в фокальной плоскости линзы сформируется контрастная картина, сдвиг которой дает информацию о дополнительной фазе, “приобретенной” тестирующей волной при прохождении магнитоактивной среды. Обычно распределение интенсивности представляет собой систему колец или полос. Многопиксельный цифровой снимок такой картинки благодаря колоссальной из-

быточности зафиксированной информации (миллионы “видеобит” отображают фактически одно единственное число – разность хода) позволяет при высоком динамическом диапазоне используемой фотокамеры определить двумерной “модельной” подгонкой изменение разности хода тестирующей и опорной волн (которая в свою очередь зависит от измеряемого магнитного поля) с огромной точностью $\delta\ell = \lambda\delta\varphi = 10^{-6} - 10^{-9}\lambda$.

К сожалению, сама по себе даже столь высокая точность регистрации разности фаз интерферирующих волн $\delta\varphi = \delta\lambda/\lambda = 10^6 - 10^9$ [22] по оценкам не позволит обеспечить в магнитометрических системах на эффекте Фарадея чувствительность к индукции поля на уровне лучшем, чем одна наноТесла. Дело в том, что разность фаз циркулярных компонент $\Delta\varphi = \Delta\theta = VBl$ в эффекте Фарадея пропорциональна оптическому пути l , проходимому светом в магнитоактивной среде (эффект имеет “накопительный” характер), при этом, как отмечалось выше, среды с высокой константой Верде являются сильно поглощающими, и поэтому увеличение l будет неминуемо приводить к экспоненциальному снижению интенсивности тестирующей волны. Таким образом, наращивание оптического пути либо за счет применения магнитоактивного кристалла большого размера, либо при использовании многопроходности через гиротропную среду ограничивается ее светопропускной способностью. В случае многопроходности, которую для усиления эффекта в своих экспериментах, как известно использовал еще сам Майкл Фарадей [23], к собственным потерям в среде добавляются нарастающие по закону геометрической прогрессии потери при многократном отражении.

По-видимому, более высокая чувствительность с использованием эффекта Фарадея может быть достигнута в оптическом магнитометре, построенном по схеме, представленной на рис. 1. Принцип ее действия состоит в отклонении луча циркулярно поляризованного света, клинообразной призмой, изготовленной из вещества с высокой константой Верде, в измеряемом магнитном поле. Изменение траектории (рис. 1, траектории 1, 2), отвечающее повороту луча, и соответствующее этому удлинению оптического пути регистрируется интерферометром Майкельсона, в одно из плеч которого включается магниточувствительная призма. Луч поворачивается, т.к. для света с заданной циркулярной поляризацией магнитное поле в условиях эффекта Фарадея изменяет показатель преломления $n_{R,L} = n_{R,L}(B_{izm}) \approx n_0 \left(1 \pm \frac{VlB_{izm}}{2\pi}\right)$, и в случае непараллельных граней призмы это приводит к изменению угла распространения по отношению к граням призмы (рис. 1).

Углы, обозначенных на рис. 1 как α , β , γ , соотносятся как $\gamma = \arcsin\left(n \sin\left(\beta - \arcsin\left(\frac{\sin\alpha}{n}\right)\right)\right)$. В меру их малости это соотношение может

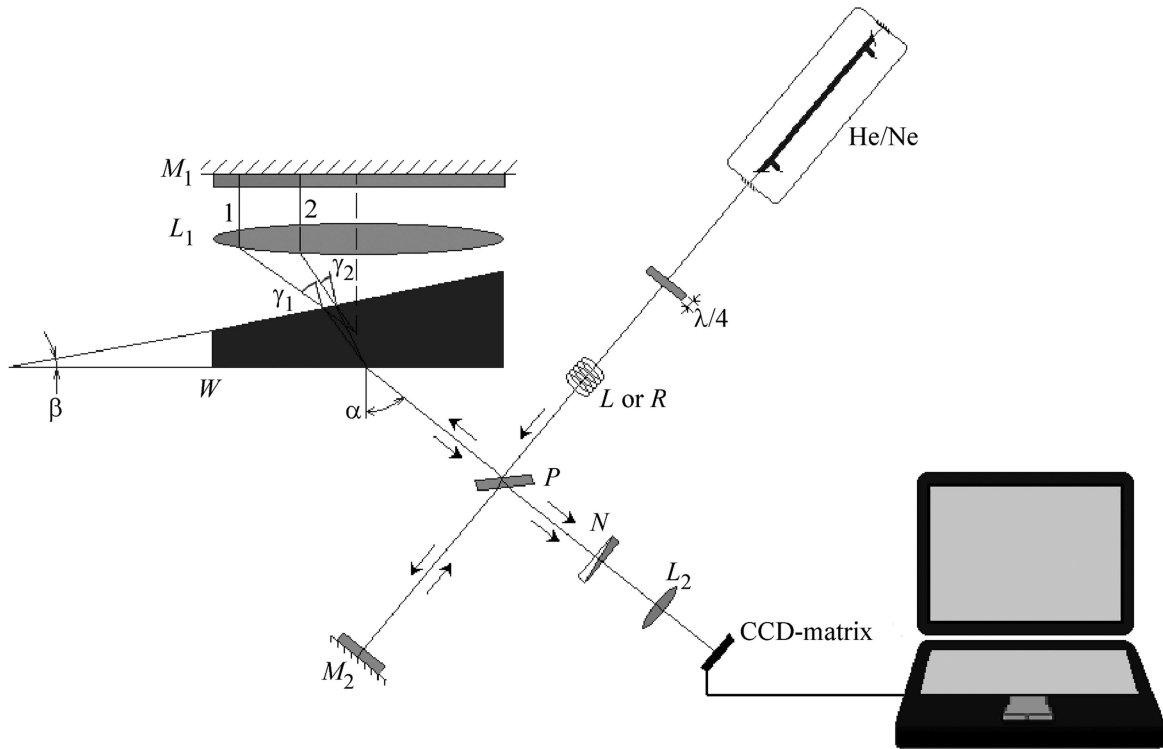


Рис. 1: Интерферометр Майкельсона с магниточувствительной призмой. M_1M_2 – зеркала; P – делительная пластина; W – магниточувствительный клин; He/Ne – He-Ne-лазер, N – поляризатор. Цифрами 1 и 2 отмечены оптические пути для различных значений магнитного поля.

быть заменено приближенной формулой $\gamma_{R,L}(B_{izm}) \approx \beta n_{R,L}(B_{izm}) - \alpha$. При этом длина наклонного (рис. 1) “магнитозависимого” участка оптического пути будет составлять $l(B) = \frac{2F}{\cos(\beta + \gamma(B))}$, где F – фокусное расстояние линзы L_1 , а фактор 2 учитывает прохождение наклонного участка “туда и обратно”. Тогда изменение длины “магнитозависимого” участка оптического пути Δl , отвечающее введению магнитного поля B_{izm} составляет:

$$\delta l = \frac{2F \sin(\beta + \gamma_0)}{\cos^2(\beta + \gamma_0)} \delta \gamma \approx \frac{2F \sin(\beta + \gamma_0)}{\cos^2(\beta + \gamma_0)} \left(\frac{n_0 \beta V l B_{izm}}{2\pi} \right) = \frac{n_0 \beta \sin(\beta + \gamma_0)}{\pi \cos^2(\beta + \gamma_0)} F V l B_{izm},$$

а регистрируемый на выходе интерферометра прирост разности фаз $\delta \varphi$ оказывается равен: $\delta \varphi \approx \frac{2\pi \delta l}{\lambda} \approx \frac{2n_0 \beta \sin(\beta + \gamma_0)}{\cos^2(\beta + \gamma_0)} \cdot \left(\frac{l}{\lambda} \right) \cdot F V B_{izm}$. Геометрия схемы (рис. 1) позволяет для первого множителя в приведенной формуле $\frac{2n_0 \beta \sin(\beta + \gamma_0)}{\cos^2(\beta + \gamma_0)}$ получать значения на уровне 0.1. Второй фактор l/λ в среде с большой константой Верде, сопутствующей

сильному поглощению, не может превышать 10. Третий множитель FVB_{izm} по своему виду напоминает выражение для разности фаз циркулярных компонент $\Delta\varphi = lVB$, которая в эффекте Фарадея пропорциональна оптическому пути l , проходимому светом в магнитоактивной среде. Таким образом, в предложенной схеме роль l играет фокусное расстояние F , которое никак не ограничивается поглощением магнитоактивной среды и вместо нескольких микрон может достигать значений порядка одного метра. Так, используя призму из YIG:Bi с константой Верде $V_{YIG:Bi}(\lambda = 0.63 \text{ мкм}) \approx 5 \cdot 10^8 \text{ град}/(\text{Тл} \cdot \text{м})$ [7] и длиннофокусную линзу с $F \approx 72 \text{ см}$, в соответствии с приведенными выше оценками двух геометрических факторов можно при разрешении интерферометра Майкельсона на уровне $\delta\lambda/\lambda \approx 10^{-6}$ зафиксировать магнитное поле порядка одного пикоТесла.

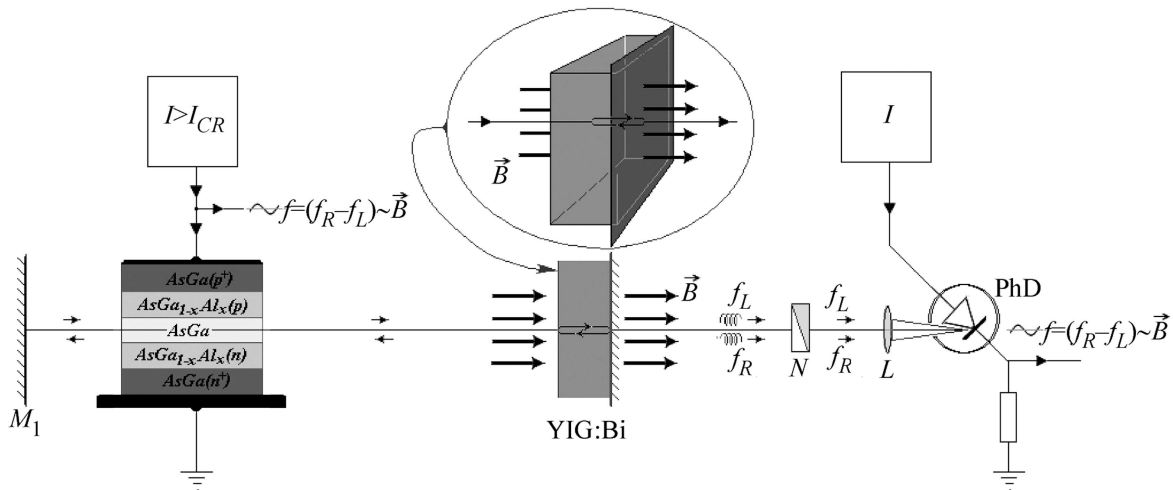


Рис. 2: Мезоструктура $AsGa/AsGa_{1-x}Al_x$ – активный элемент полупроводникового лазера ($\lambda \approx 0.65 \text{ мкм}$). $YiG:Bi$ – затягивающий магниточувствительный фарадеевский элемент резонатора (дополнительно изображен в центре рисунка). Справа система регистрации биений интенсивности. Сигнал разностной частоты $f = (f_R - f_L) \sim B$ можно также вывести из цепи источника питания лазерного диода [29], обеспечивающего плотность тока необходимую для выполнения условий генерации ($I > I_{CR}$).

На практике вместо линзы диаметра порядка метра можно использовать сегмент линзы или параболического зеркала.

2. Чувствительность, позволяющая при использовании эффекта Фарадея измерять индукцию поля на уровне единиц пикоТесла, по-видимому, может быть достигнута также в оптическом магнитометре, построенном по схеме, представленной на рис. 2. Здесь

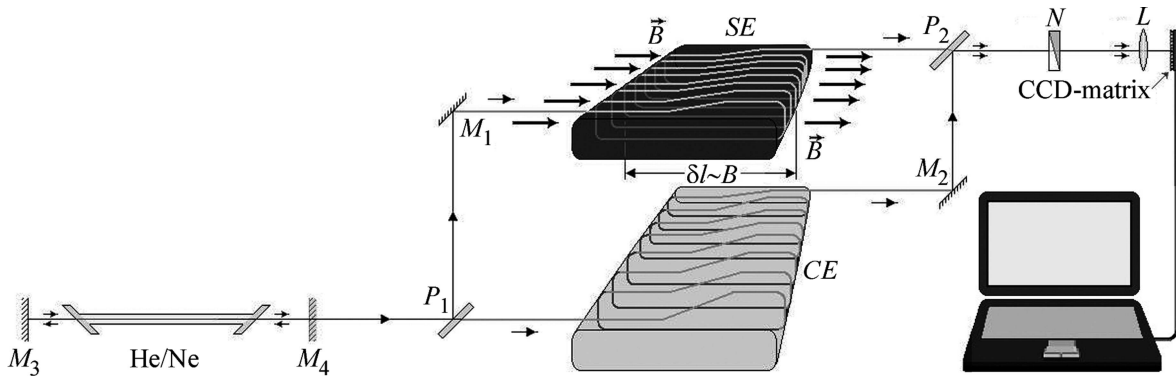


Рис. 3: Волоконно-оптический интерферометр Маха-Цандера. He/Ne-He-Ne-лазер, M_1, M_2 – зеркала интерферометра, P_1, P_2 – делительные пластины, SE – магниточувствительный элемент (катушка со световодным волокном, плотно намотанным на каркас из магнитоэластичного материала), CE – катушка опорной волны, играющая роль пассивного компенсатора магнитонезависимого вклада в сдвиг фазы. L – линза, N – поляризатор.

светодиодная $AsGa/AsGa_{1-x}Al_x$ мезоструктура образует полупроводниковый лазер с внешним резонатором с магниточувствительной фарадеевой пленкой. Частоты генерации для право- и левополяризованных волн f_R и f_L в таком лазере будут отличаться в меру разницы длин оптического пути, проходимого каждой волной в среде с фарадеевским вращением. Складываясь, на выходе резонатора эти волны дадут световой пучок с линейной поляризацией, вращающейся с полуразностной частотой $(f_R - f_L)/2$. Если бы резонатор включал всю область от зеркала до зеркала, то оптический путь, соответствующий одному проходу, складывался бы из протяженного магнитонезависимого участка и короткого отрезка, на котором свет распространяется в магнитоактивной среде $l = l_0 + l_{MagAct}$. Разность хода право- и левополяризованных волн есть $\delta\ell = \frac{\lambda V l_{MagAct} B}{2\pi}$, а соответствующая относительная расстройка частот право/левополяризованных резонансных мод вычисляется как $\frac{\delta f}{f} = -\frac{\delta\ell}{l} = -\frac{\lambda V l_{MagAct} B}{2\pi(l_0 + l_{MagAct})}$. Тогда магнитозависимая частота вращения плоскости поляризации составит $|\delta f| = \frac{cVB}{2\pi} \cdot \frac{l_{MagAct}}{l_0 + l_{MagAct}}$ (здесь $c = \lambda f$ – скорость света). В итоге эта частота регистрируется фотодетектором после поляризатора N.

Малость фактора $\frac{l_{MagAct}}{l_0 + l_{MagAct}}$ указывает на неэффективность такого варианта использования магнитоактивной пленки. Чтобы приблизить этот фактор к единице, следует либо максимально придвинуть пленку к мезоструктуре (сокращая, таким образом,

оптический путь, проходимый светом “порожняком”) и использовать пленку толщиной, соизмеримой с длиной внутреннего волноводного канала мезоструктуры $\frac{l_{\text{MagAct}}}{l_0 + l_{\text{MagAct}}} \rightarrow \frac{1}{2}$; либо осуществить затяжку частот, генерируемых лазером, дополняя резонатор магнитоактивной пленкой. Последний вариант представляется предпочтительным, при этом фактор $\frac{l_{\text{MagAct}}}{l_0 + l_{\text{MagAct}}}$ превращается в единицу. Тогда $|\delta f| = \frac{cVB}{2\pi}$, а минимально обнаружимое поле будет иметь индукцию $B_{\text{min}} = \frac{2\pi\delta f_{\text{min}}}{cV}$. Таким образом, регистрация поля на уровне одного пикоТесла с помощью железиттриевого граната, легированного висмутом, имеющего константу Верде $V_{\text{YIG:Bi}}(\lambda = 0.65 \text{ мкм}) \approx 9 \cdot 10^6 \text{ рад}/(\text{Тл}\cdot\text{м})$, возможна, если фотодетектор будет способен фиксировать биения световой интенсивности на выходе лазера с частотой примерно 420 Гц.

Для реализации высоких значений константы Верде у края поглощения пленки из YIG:Bi следует использовать лазер с гетеропереходом AsGa/AsGaAl, генерирующий красный свет на длине волны $\lambda = 0.65 \text{ мкм}$. Вместо “обычного” полупроводникового лазера в схеме можно использовать суперлюминесцентный диод [24], применяемый в настоящее время в квантовых волоконно-оптических гироскопах [25, 26] на эффекте Саньяка [27, 28]. Чувствительность магнитометра в условиях затяжки не зависит от длины оптического пути, приходящегося на магнитоактивную среду. Это позволяет избежать больших световых потерь, отвечающих наращиванию l , что в противном случае потребовало бы использования квантового усилителя с высоким коэффициентом усиления. Требуемые магнитоактивные пленки выращиваются в виде прозрачного эпитаксиального слоя толщиной не более нескольких десятков микрон на основе технологии, разработка которой восходит к проектам по созданию планарной цифровой схемотехники [30] на цилиндрических магнитных доменах (ЦМД).

Чтобы избежать трудностей с циркулярной поляризацией в обычной гетероструктуре с поперечным резонатором (рис. 2), можно использовать диодный лазер с вертикальным резонатором (VCSEL) [31, 32].

3. В заключение вернемся к возможности применения оптического интерферометра для создания компактной высокочувствительной магнитометрической аппаратуры. В статье [33] предлагалось использовать систему SQUID/магнитостриктор в качестве детектора гравитационных волн с вполне “конкурентноспособными” на современном уровне характеристиками (по оценкам [34] такой детектор способен регистрировать относительное удлинение грав.антенны в поле волны с амплитудой $10^{-21} - 10^{-23} (\text{Гц})^{-1/2}$). Удлинение пробного магнитострикционного тела, вызванное гравидинамическими ва-

риациями метрики, приводит к изменениям его намагниченности, что в свою очередь регистрируется сверхпроводящим квантовым интерферометром, т.е. SQUIDом. Таким образом, регистрируемая деформация с помощью эффекта магнитострикции будет преобразовываться в магнитный сигнал, “улавливаемый” DC-SQUIDом (“обратный” магнитострикционный эффект). Очевидно, что “меняя местами” отклик и воздействие, можно было бы регистрировать слабые вариации магнитного поля, если каким-либо способом производить сверхвысокоточные замеры удлинения магнитостриктора (“прямой” магнитострикционный эффект). Как следует из первой части статьи, на роль “подходящего способа” измерения деформации магнитостриктора “могут претендовать” стандартные приемы оптической интерферометрии. Учитывая полевые условия эксплуатации магнитометра, в конструкцию следует включить волоконно-оптический вариант интерферометра Маха–Цандера. Чтобы интерферометр “чувствовал” удлинение магнитострикционного рабочего тела, вызванное регистрируемым изменением магнитного поля, каркас многовитковой катушки в одном из его плеч следует изготовить из материала с высокими магнитострикционными параметрами.

“Прямой” магнитострикционный эффект – “обычная” магнитострикция (открыт Дж. Джоулем в 1842 г., соответственно “обратный” – Э. Виллари в 1865 г.), проявляется в виде изменения размеров магнитострикционного образца в ходе его намагничивания [35]. Количественно в простейшем случае (не углубляясь в “тензорные дебри” широко распространенных феноменологических теорий магнитострикции) “прямой” эффект может быть описан элементарной формулой $(\Delta l/l) = \kappa B$, где $(\Delta l/l)$ – относительное удлинение, возникающее в магнитострикторе под действием поля с индукцией B , κ – коэффициент пропорциональности, выступающий в роли основной характеристики магнитострикционных свойств конкретного вещества. Современные микроскопические теории магнитострикции [36–38], основывающиеся на квантово-механических представлениях, рассматривают прямую связь деформации ферромагнитного кристалла с изменением интенсивности обменного спин/спинового взаимодействия и с этих позиций позволяют сделать ориентировочные оценки магнитострикционных характеристик, подобных κ . В работе [34] с целью повышения чувствительности грав.антенн и датчиков сверхслабых вариаций давления, которые предлагается создавать на базе системы SQUID/магнитостриктор, исходя из самых общих квантово-механических представлений об обменном взаимодействии, рассматриваются условия, способствующие усилению “обратного” магнитострикционного эффекта. В [34] было показано, что, если в рамках феноменологической модели ферромагнетизма высокую чувствительность маг-

нитострикционного датчика следует искать вблизи температуры Кюри, то с позиций микроскопической теории наиболее высокую чувствительность можно достичь, когда фактор Стонера [39, 40] приближается к единице. Простой феноменологический расчет с использованием термодинамических потенциалов [41] в принципе позволяет для данного вещества связать параметры прямого и обратного магнитострикционного эффекта. Подобные теоремы взаимности [41] показывают, что усилению прямого магнитострикционного эффекта отвечает усиление обратного и наоборот. Это обстоятельство позволяет распространить выводы о возможности повышения магнитострикционных характеристик, сделанные в [34] в отношении обратного эффекта, также и на прямой.

Возвращаясь к конструкции магнитометра (рис. 3), будем предполагать, что на каркас длиной l , выполненный из магнитострикционного материала, характеризуемого достаточно большой константой κ , плотно наматывается N витков гибкого световодного волокна и эта намотка образует одно из плеч интерферометра Маха–Цандера, имеющего известную разрешающую способность $(\Delta\lambda/\lambda)$. Тогда, приравнивая магнитострикционное растяжение световода удлинению, которое способен зарегистрировать интерферометр, получим $N\Delta l_{\{N=1\}} = N(l\kappa B) = \Delta\ell_{\{N\}} = \Delta\lambda$, откуда разрешение по магнитному полю составит $B_{\min} = \frac{\lambda}{\kappa N l} (\Delta\lambda/\lambda)$. Подставляя в эту формулу значения κ , взятые для сплава 54%Pt 46%Fe, имеющего далеко не рекордные магнитострикционные параметры $\kappa(54\%Pt : 46\%Fe) \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}^{-1}$, а также отнюдь не рекордную разрешающую способность интерферометра Маха–Цандера $(\Delta\lambda/\lambda) \approx 10^{-6}$ (имея “в запасе” еще примерно 3 порядка) с длиной плеча $Nl \approx 100 \text{ м}$, получим на длине волны гелий/неонового лазера $\lambda_{\text{He-Ne}} = 0.633 \text{ мкм}$ минимально обнаружимое магнитное поле $B_{\min} \approx 10^{-12} \text{ Тл}$.

Чувствительности порядка единиц пикоТесла, достижимые согласно приведенным оценкам в магнитометрах с магнитооптическим преобразователем на эффекте Фарадея (разделы 1, 2), а также в волоконно-оптическом интерферометре с магнитострикционным преобразователем, оказываются по своему уровню вполне сопоставимыми с “магнитной” чувствительностью современного SQUIDA, если последняя берется с учетом коэффициента передачи сверхпроводящего трансформатора потока, значение которого требуется для пересчета “собственной” чувствительности квантового интерферометра ($\Delta\Phi = 10^{-6} - 10^{-7} \Phi_0/\sqrt{\Gamma_{\text{ц}}}$, $\Phi_0 = \pi\hbar/e \approx 2.07 \cdot 10^{-15} \text{ Вб}$) в чувствительность на входном витке трансформатора (потери в коэффициенте передачи от одного до трех порядков по магнитному сигналу – это “цена”, которую приходится платить за необходимость согласования макроскопических размеров источника сигнала с микроскопическими размерами кольца SQUIDA, куда включаются джозефсоновские переходы).

Разумеется, приведенные оценки чувствительности магнитометров, снабженных магнитооптическим преобразователем на эффекте Фарадея или магнитомеханическим преобразователем на эффекте магнитострикции, производились без учета термической нестабильности задействованных здесь физических эффектов. Однако неучитываемый тепловой дрейф может быть исключен соответствующими алгоритмами обработки сигналов, по крайней мере, в тех случаях, когда условия эксперимента подразумевает синхронность получения регистрируемого отклика “в ответ на дозируемое воздействие”. В таких случаях отклик с подавлением дрейфа можно фиксировать, накапливая его. По своему смыслу подобные алгоритмы (цифровые и/или аналоговые) близки к хорошо известному в радиотехнике [42, 43] принципу синхронного детектирования. При этом условия эксперимента, допускающие их использование, реализуются как в биотак и в геомагнитных исследованиях. Примером нейрофизиологического эксперимента подобной схемы может служить исследование динамики магнитоэнцефалографической активности на импульсную вспышку света и т.п.. Весьма важным в практике поисковых геологических работ и, по-видимому, очень экономически востребованным может оказаться эксперимент, реализующий схему токового каротажа, когда в полевых условиях в качестве бесконтактного регистратора геомагнитного отклика будут использованы предлагаемые магнитометры. По результатам каротажа строятся карты, отражающие 3-мерную картину распределения проводимости земных пород, а их контрастные линии в свою очередь указывают возможные границы залегания полезных ископаемых (нефть, руды и т.п.). Ток в виде короткого мощного импульса (воздействие) вводится в породе через заземляющий электрод, а его растекание по земле бесконтактно фиксируется по картине наведенного магнитного поля (синхронный отклик). При этом требуемая на практике чувствительность регистрирующего магнитометра составляет значение на уровне одного пикоТесла.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов, Л. С. Успенская, Труды международной конференции ФПС'08, Звенигород 2008, (М., изд-во ФИАН, 2008), стр. 84.
- [2] Л. С. Успенская, А. Л. Рахманов, Труды международной конференции ФПС'08, Звенигород 2008, (М., изд-во ФИАН, 2008), стр. 96.
- [3] А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, Л. С. Успенская, А. М. Цховребов, Труды международной конференции ФПС'06, Звенигород 2006, (М., изд-во ФИАН, 2006), стр.127.
- [4] Л. С. Успенская, Д. Н. Контуганов, Труды международной конференции ФПС'06, Звенигород 2006, (М., изд-во ФИАН, 2006), стр. 168.

- [5] Л. С. Успенская, К. С. Королев, Труды международной конференции ФПС'04, Звенигород 2004, (М., изд-во ФИАН (2004), стр.185.
- [6] Л. С. Успенская, С. J. van der Beek, M. Konczykowski, and V. Dabrowski, Труды международной конференции ФПС'04, Звенигород 2004, (М., изд-во ФИАН, 2004), стр.192).
- [7] В. Ш. Берикашвили, В. С. Чижов, М. Я. Яковлев, Журнал радиоэлектроники (электронный), №4 (2002); <http://jre.cplire.ru>.
- [8] В. Ш. Берикашвили, Д. И. Миrowsицкий, Датчики и системы, №1, 40 (1999).
- [9] Alan D. Kersey, Optical fiber technology, № 3, 291 (1996).
- [10] Т. Окоси и др., Волоконно-оптические датчики (пер. с японского) (Ленинград, Энергоатомиздат, 1990).
- [11] Д. И. Миrowsицкий, Н. Д. Козлова, Сборник "Радиотехника. Тенденции и развитие" № 11, (М., НИИЭИМ, 1990), стр. 12.
- [12] В. И. Бусурин, Ю. Р. Носов, Волоконно-оптические датчики (М., Энергоатомиздат, 1990).
- [13] Б. А. Красюк, О. Г. Семенов, А. Г. Шереметьев и др., Световодные датчики (М., Машиностроение, 1990).
- [14] Н. F. Taylor, Proc. of the IEEE **75**, 11 (1989).
- [15] В. К. Горчаков, В. В. Куцаенко, В. Т. Потапов, Радиотехника, N 8, 28 (1988).
- [16] Г. И. Корнеев, Б. А. Красюк, Оптические системы связи и световодные датчики (М., Радио и связь, 1985).
- [17] Y. Namasaki et al., J. of Opt. Commun. **2**(1), 7 (1981).
- [18] А. Д. Григорьев, Электродинамика и техника СВЧ (М., Высшая школа, 1990).
- [19] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред (теоретическая физика, том VIII) (М., Наука, Главная редакция физ.-мат. литературы, 1982).
- [20] Г. С. Кринчик, Физика магнитных явлений (М., Издательство МГУ, 1985).
- [21] Д. Н. Клышко, УФН **163**(11), 1 (1993).
- [22] М. Н. Дубров и др., Доклады Академии наук **430**(6), 816 (2010).
- [23] Д. В. Сивухин, Общий курс физики. Том 5. Оптика. 3-е изд. (М., Физматлит, 2005),
- [24] G. A. Alphonse et al., IEEE J. Quantum Electron **24**(12), 2454 (1988).
- [25] Д. С. Пельпор, Гироскопические системы (в 3 частях) (М., Высшая школа, 1986-1988).
- [26] И. В. Меркурьев, В. В. Подалков, Динамика микромеханического и волнового твердотельного гироскопов (М., ФИЗМАТЛИТ, 2009).
- [27] G. Sagnac, Comptes Rendus Acad. Sci. **157**, 708 (1913).
- [28] Г. Б. Малыкин, УФН **170**, 1325 (2000).

- [29] М. А. Дресвянников, О. А. Клименко, С. А. Савинов и др., Доклад на научной сессии МИФИ-2009, 27 января 2009, секция 3-6.
- [30] М. А. Розенблат, *Доменные и магнитооптические запоминающие устройства* (М., Наука, 1977).
- [31] В. Н. Очкин, М. В. Спиридонов, С. Н. Цхай, Краткие сообщения по физике ФИАН, N 8, 41 (2005).
- [32] Advances in Semiconductor Lasers. Semiconductor and semimetals, vol. 86. Ed. By J. J. Colemdn, A. C. Bryce, Ch. Jagadish. (Academic Pres., San-Diego – Waltman–London, 2010).
- [33] А. И. Головашкин, А. В. Гуденко, Л. Н. Жерихина и др., Письма в ЖЭТФ **60**(8), 595 (1994).
- [34] G. N. Izmailov, L. N. Zherikhina, V. A. Ryabov, and A. M. Tskhovrebov, “Dark Energy:” The Nature and Feasibility of Laboratory Registration using SQUID-Magnetostrictor System. In: “Dark Energy: Theories, Developments, and Implications”. Editors: Karl Lefebvre and Raoul Garcia (Nova Science Publishers, 2010).
- [35] Р. В. Поль, *Учение об электричестве* (М., Физматлит., 1962).
- [36] С. В. Вонсовский, *Магнетизм* (М., Наука, 1971).
- [37] К. П. Белов, *Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках* (М., Госиздат технико-теоретической литературы, 1957).
- [38] К. П. Белов, *Магнотриксционные явления и их технические приложения* (М., Наука, 1987).
- [39] E. G. Stoner, Proc. Roy. Soc. **A165**, 372 (1938).
- [40] Р. Уайт, *Квантовая теория магнетизма (пер. с англ.)* (М., Мир, 1985).
- [41] В. В. Фурдурев, *Теоремы взаимности* (Москва/Ленинград, Госиздат технико-теоретической литературы, 1948).
- [42] Е. Г. Момот, *Проблемы и техника синхронного радиоприёма* (М., ГЭИ, 1941).
- [43] Ю. А. Скрипник, *Модуляционные измерения параметров сигналов и цепей* (М., Советское радио, 1975).

Поступила в редакцию 18 апреля 2012 г.