

На правах рукописи

**ВЕРШОВСКИЙ**

**Антон Константинович**

**НОВЫЕ КВАНТОВЫЕ РАДИООПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ И  
МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ**

01.04.01 - Приборы и методы экспериментальной физики

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург  
2007

Работа выполнена в Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе РАН

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук

Копытенко Юрий Анатольевич

Доктор физико-математических наук

Фофанов Яков Андреевич

Доктор физико-математических наук,

Профессор

Чижик Владимир Иванович

Ведущая организация:

Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии имени Д.И.Менделеева

Защита состоится 28 марта 2008 года в 15 час. 00 мин.  
на заседании диссертационного совета Д 002.034.01 в Институте аналитического приборостроения Российской Академии наук по адресу: 190103, г. Санкт - Петербург, Рижский проспект, 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института аналитического приборостроения Российской Академии наук.

Автореферат разослан «\_\_» февраля 2008 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета,  
к. ф.-м.н.

А.П.Щербаков

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Прецизионные измерения слабых магнитных полей составляют быстро развивающийся раздел метрологии, находящий множество применений как в фундаментальных, так и в прикладных исследованиях. Самым ярким примером таких исследований в области современной физики являются эксперименты по поиску нарушения фундаментальных законов симметрии, в частности – по поиску постоянного электродипольного момента нейтрона. В области геофизики мониторинг магнитного поля Земли (МПЗ), постоянно осуществляемый несколькими международными сетями обсерваторий, является основным источником знаний как о внутреннем строении Земли и происходящих в ней процессах, так и о процессах взаимодействия солнечного излучения с атмосферой и магнитосферой Земли.

Прикладные применения магнитометрии прежде всего связаны с разнообразными задачами навигации и магнитной разведки, в том числе в геологии, археологии и в военном деле. Прецизионные измерения магнитного поля в сейсмических районах в последние десятилетия все чаще привлекаются для обнаружения предвестников землетрясений. Все большее значение приобретают магнитные измерения в медицине и биологии.

Высокие требования, предъявляемые к точности и чувствительности методов магнитных измерений, как правило, определяются тем фактом, что магнитные поля исследуемых или искомых объектов должны измеряться на фоне магнитного поля Земли, зачастую превосходящего их на пять и более порядков величины. Измерение таких сигналов требует точности и чувствительности магнитометрических средств на уровне  $10^{-7} \div 10^{-9}$ , достижимом в настоящее время только средствами атомной и ядерной спектроскопии. Существует целый ряд прецизионных магнитометрических средств – протонные магнитометры, СКВИД, цезиевые магнитометры с оптической накачкой и т.д.; каждое из этих устройств обладает своими достоинствами и недостатками и позволяет в той или иной мере реализовать одну или несколько характеристик из набора требуемых для каждой конкретной задачи. Разработка физических принципов, позволяющих создать новые прецизионные средства измерения магнитного поля и тем самым повысить уровень точности квантовой магнитометрии, является задачей первостепенной важности.

В настоящей работе исследованы существующие и предложены новые физические радиоспектроскопические методы, позволяющие осуществить измерения модуля вектора индукции магнитных полей земного диапазона с чувствительностью (разрешающей способностью)  $10^{-13} \div 10^{-15}$  Тл при точности  $10^{-10} \div 10^{-11}$  Тл, и измерение компонент вектора индукции с чувствительностью  $10^{-11}$  Тл при характерных временах измерения 0.1 с.

**Основная цель работы.** Основной целью работы было создание новых и развитие существующих систем и способов измерения модуля и компонент вектора индукции слабых магнитных полей, основанных на таких методах радиооптической спектроскопии, как оптическая накачка и двойной радиооптический резонанс.

**Объекты и методы исследования.** Основным объектом исследований были характеристики двойных радиооптических одноквантовых и многоквантовых магнитных резонансов в основном состоянии спектра щелочных металлов, и особенности их применения в квантовых магнитометрических системах. Объекты исследовались как экспериментальными, так и теоретическими и численными методами. Были созданы новые методы исследования характеристик двойного радиооптического  $M_x$ -резонанса, а также новые методы измерения индукции слабых магнитных полей, основанные на применении двойного радиооптического  $M_x$ -резонанса.

**Научная новизна работы** состоит в следующем:

1. Исследованы фундаментальные ограничения на разрешающую способность квантового  $M_x$ -дискриминатора с оптической накачкой и осуществлена многофакторная оптимизация параметров магнитного  $M_x$ -резонанса в оптически толстом слое вакуумной ячейки.
2. Развиты две существующие магнитометрические схемы:
  - магнитометр на изолированной линии калия,
  - балансный СТС-магнитометр.
3. Предложены и исследованы новые схемы формирования и детектирования многоквантового магнитного радиооптического резонанса применительно к задачам квантовой магнитометрии:
  - магнитометр на четырехфотонном переходе,
  - магнитометр на резонансе пленения населенностей.
4. Предложены и экспериментально реализованы две новые схемы измерения вариаций компонент магнитного поля с помощью модульных квантовых датчиков ( $M_x$ -магнитометров):
  - векторный калиевый магнитометр-вариометр,
  - быстродействующий векторный цезиевый магнитометр-вариометр.
5. Предложен принципиально новый метод абсолютного измерения трех компонент вектора магнитного поля, основанный на использовании квантового  $M_x$ -датчика. Предложенный способ теоретически обоснован и проверен методами численного моделирования.

**Практическая ценность** полученных результатов состоит в следующем:

1. Разработана процедура оптимизации режимов магнитного радиооптического резонанса в схеме  $M_x$ -дискриминатора, позволяющая повысить чувствительность магнитометрической схемы с оптической накачкой до

уровня, определяемого принципиальными квантовомеханическими факторами.

2. Разработана схема лазерной накачки калиевого  $M_x$ -магнитометра, позволяющая при увеличении разрешающей способности более, чем вдвое по сравнению с ламповой накачкой на порядок и более снизить световые сдвиги частоты  $M_x$ -резонанса;

3. Разработаны алгоритмические (цифровые) способы захвата петли обратной связи и привязки частоты синтезатора к частоте  $M_x$ -резонанса в сложном спектре атома К в быстро меняющемся поле, позволяющие полностью реализовать предельную разрешающую способность квантового магнитометра;

4. Разработана методика контроля основных параметров  $M_x$ -резонанса, позволяющая, в частности, в быстро меняющемся поле без применения стабилизаторов магнитного поля устранять сдвиги квантового  $M_x$ -дискриминатора, связанные с ошибкой фазы наблюдения  $M_x$ -резонанса;

5. Разработаны новые квантовые модульные магнитометрические схемы:  
- схема Cs-K тандема на одноквантовом  $M_x$ -резонансе в парах  $^{133}\text{Cs}$  и четырехквантовом  $M_z$ -резонансе в парах  $^{39}\text{K}$ ;

- схема балансного СТС магнитометра с использованием специальных приемов формирования и детектирования сигнала;

6. Разработаны новые квантовые векторные магнитометрические схемы:

- схема трехкомпонентного прецизионного калиевого магнитометра-вариометра;

- схема быстродействующего трехкомпонентного цезиевого магнитометра-вариометра;

7. Предложен принципиально новый способ абсолютного измерения трех компонент вектора магнитного поля, основанный на использовании модульного  $M_x$ -магнитометра и трехкомпонентной симметричной системы магнитных колец, и позволяющий осуществить одновременное измерение трех компонент вектора земного магнитного поля с абсолютной точностью  $\pm 10^{-10}$  Тл при времени измерения 0.1 с.

### **Научные положения, выносимые на защиту:**

1. Предельная разрешающая способность квантовой магнитометрической схемы всецело определяется фактором качества магнитного  $M_x$ -резонанса, что показано экспериментально на уровне  $10^{-14}$  Тл·Гц $^{-1/2}$ . Теоретически разработанная и апробированная экспериментально процедура оптимизации спин-обменного и светового уширения по критерию максимума фактора качества позволяет при применении монохроматической лазерной накачки достичь предельных значений разрешающей способности калиевого квантового  $M_x$ -дискриминатора  $< 2 \cdot 10^{-15}$  Тл·Гц $^{-1/2}$ .

2. Цифровые способы захвата и привязки к  $M_x$ -резонансу позволяют использовать в быстро меняющихся магнитных полях выделенный магнитный резонанс в сложной структуре, в частности, в разрешенном зеемановском спектре основного состояния атома К, полностью реализовав предельную разрешающую способность квантовой магнитометрической схемы.

3. Метод инвариантного отображения сигнала спиновой прецессии позволяет осуществлять контроль амплитуды и фазы магнитного резонанса, а также радиочастотного уширения и наличия дополнительных гармоник в радиочастотном магнитном спектре в нестабильном поле, в том числе в магнитном поле Земли.

4. Многоквантовый резонанс в зеемановской структуре высшей для уровня  $F = 2$  кратности  $n = 4$  может быть с высокой эффективностью использован в квантовой магнитометрической  $M_z$ -схеме, и, еще в более полной мере – при объединении магнитометрической  $M_z$ -схемы на 4-квантовом переходе с магнитометрической  $M_x$ -схемой в так называемый тандем. Параметрические сдвиги такого устройства могут быть сведены к уровню  $10^{-11}$  Тл.

5. Балансная магнитометрическая схема на симметричной паре переходов в сверхтонкой структуре основного состояния  $^{87}\text{Rb}$  может быть реализована с идентичными характеристиками сигналов двух  $M_z$ -резонансов в одном оптическом канале, что обеспечивает компенсацию световых сдвигов частоты магнитных резонансов на уровне  $10^{-11}$  Тл.

6. Новые радиооптические методы измерения компонент вектора МПЗ с использованием модульного  $M_x$ -датчика, помещенного в систему вспомогательных магнитных полей, вращающихся по окружности или конусу, ось которых совпадает с направлением вектора измеряемого поля, позволяют осуществлять измерения вариаций компонент вектора МПЗ с характерной долговременной стабильностью порядка  $10^{-10}$  Тл при чувствительности порядка  $10^{-11}$  Тл и быстродействии 0.1 с.

7. Новый метод абсолютного измерения трех компонент вектора магнитного поля, основанный на использовании модульного  $M_x$ -магнитометра с оптической накачкой, помещенного в симметричную трехмерную систему вспомогательных магнитных полей, позволяет осуществлять одновременное измерение трех компонент вектора МПЗ с абсолютной точностью  $\pm 10^{-10}$  Тл при времени измерения 0.1 с.

**Апробация результатов работы:** Основные результаты диссертационной работы докладывались на Всесоюзном Симпозиуме по исследованиям в области измерений частоты, Москва, 1990; Международном Симпозиуме по современным проблемам лазерной физики (MPLP'95), Новосибирск,

1995; конгрессе Международного Объединения по геодезии и геофизике (IUGG), Боулдер, США, 1995; Международной Конференции по Морскому Электромагнетизму, Лондон, Великобритания, 1997; IV конгрессе Международного Объединения по геодезии и геофизике (IUGG), Бирмингем, Великобритания, 1999; 8-м конгрессе Международной Ассоциации по Геомагнетизму и Аэрономии, Упсала, Швеция, 1997; 12-м конгрессе Международной Ассоциации по Геомагнетизму и Аэрономии, Бельск, Польша, 2006, а также на семинарах в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ВЦ ГИИ им.С.И.Вавилова и НИИФ СПбГУ.

**Публикации:** Основные результаты диссертации содержатся в 27 печатных работах, список которых приведен в конце реферата.

**Личный вклад автора.** Все представленные в диссертации результаты получены автором самостоятельно либо в соавторстве с сотрудниками ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН и ГОИ им. С.И.Вавилова, в первую очередь - с Е.Б.Александровым, М.В.Балабасом и А.С.Пазгалевым. В диссертации конкретизирован личный вклад автора по каждому из направлений.

**Структура и объем работы:** Диссертационная работа состоит из введения, шести глав, выводов, и списка литературы, включающего 262 наименования. Работа изложена на 300 страницах текста, содержит 98 рисунков и 4 таблицы.

## КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**ВВЕДЕНИЕ** содержит краткий исторический очерк и обсуждение современного состояния средств и методов измерения слабых магнитных полей.

**ПЕРВАЯ ГЛАВА** диссертации представляет собой обзор идей и методов оптической накачки атомов и их приложения к квантовой магнитометрии. Цель этого обзора – дать необходимые вводные сведения для понимания оригинальной части работы и указать ее место во всей проблематике.

**В разделах 1.1 - 1.5** рассмотрены явления двойного радиооптического резонанса и оптической ориентации атомных и ядерных моментов. Приведена элементарная теория оптической накачки; перечислены виды оптической накачки и указаны области их применения. Рассмотрены теория поведения магнитного момента во внешнем магнитном поле и механизмы релаксации магнитного момента, а также многоквантовые процессы в приложении к магнитометрическим задачам.

**В разделе 1.6** дано описание существующих к настоящему моменту квантовых магнитометрических устройств, и рассмотрены их основные метрологические характеристики. Особое внимание уделено калиевому магнитометру на изолированной узкой линии. Дан обзор разрабатываемых в настоящее время в мире проектов магнитометрических схем, и изложены основы векторной магнитометрии с использованием квантовых датчиков. В начале раздела вводится понятие *фактора качества* магнитного резонанса

(определяемого, как отношение производной сигнала резонанса по частоте в центре резонансной кривой к спектральной плотности квантового шума [1]) - как параметра, характеризующего предельную чувствительность магнитометрической схемы. Проводится анализ факторов, ограничивающих чувствительность квантового магнитометра с оптической накачкой (КМОН) на принципиальном уровне (дробовые шумы света, атомные шумы).

**ВТОРАЯ ГЛАВА** посвящена оптимизации параметров магнитного

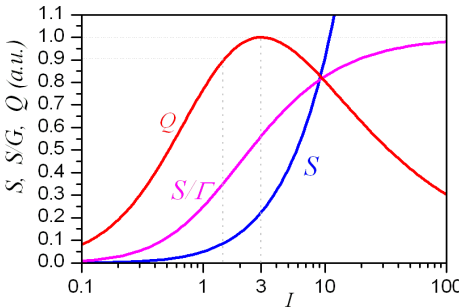


Рис.1 Зависимость сигнала  $S$ , крутизны  $S/G$ , и фактора качества магнитного резонанса от светового уширения  $I = \Gamma_{\text{Light}}/\Gamma_d$ .

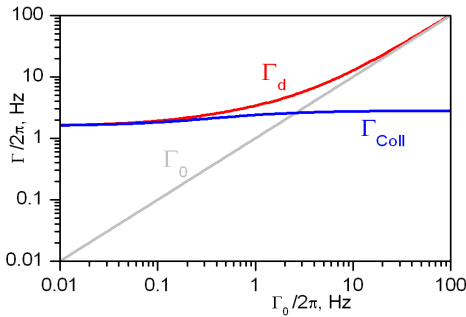


Рис.2 Зависимость оптимального спин-обменного уширения  $\Gamma_{\text{coll}}$  и темновой ширины линии  $\Gamma_d = \Gamma_0 + \Gamma_{\text{coll}}$  от собственной ширины линии  $\Gamma_0$  для калиевой кюветы диаметром 15 см

резонанса и достижению предельной чувствительности измерения индукции магнитного поля схемой  $M_x$ -магнитометра [2, 3], а также исследованию фундаментальных ограничений на точность магнитометрических измерений, проводимых с помощью квантовых устройств с оптической накачкой.

**В разделе 2.1** описана теоретическая модель  $M_x$ -резонанса в вакуумной ячейке, позволяющая провести многофакторную оптимизацию фактора качества  $M_x$ -резонанса в основном состоянии щелочных металлов в условиях оптической накачки [4, 5] и детектирования [6] с учетом всех основных факторов, определяющих ширину линии резонанса, а именно: спин-обменных процессов, уширения радиочастотным полем, релаксации при столкновениях со стенками ячейки; релаксации, индуцированной светом накачки.

Оптимизация фактора качества проведена для ячеек без буферного газа, с нанесенным на внутреннюю стенку ячейки сохранивающим спин покрытием.



Использовалось стационарное решение уравнения Блоха [7] для поперечной компоненты намагниченности.

При заданной собственной ширине линии в ячейке  $\Gamma_0$ , процедура оптимизации ширины линии  $\Gamma$  традиционно начинается с оптимизации спин-обменного уширения  $\Gamma_{coll}$  [8], после чего производится оптимизация светового уширения  $\Gamma_{light}$  по отношению к т.н. темновой ширине линии  $\Gamma_d = \Gamma_0 + \Gamma_{coll}$  [8, 9]. Такой подход приводит к выводам об ограничении интенсивности света накачки; при этом результирующая рабочая ширина линии оказывается пропорциональной  $\Gamma_0$ .

В данной работе оптимизация режимов магнитного радиооптического резонанса в схеме  $M_x$ -дискриминатора осуществлялась с одновременным учетом спин-обменного и светового уширения резонансной линии, а также поглощения в оптически плотной ячейке в предположении об эффективном осреднении интенсивности света накачки по объему ячейки; получено выражение для фактора качества магнитного резонанса  $Q$  (Рис.1):

$$Q = \gamma \cdot K \cdot \frac{V^{\frac{1}{2}}}{(\sqrt{2} \cdot \sigma_{ex} \cdot \langle v \rangle)^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{I^{\frac{3}{2}}}{(1+I)^2} \cdot \frac{x}{(e^x - 1)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(1 + \frac{1}{\alpha \cdot x}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (1)$$

Здесь

$K$  – коэффициент, характеризующий эффективность накачки и детектирования  $M_x$ -резонанса:  $K = \sqrt{\psi \cdot k_{det}} \cdot k_{pump} \cdot k_{read}$ ,

$\psi$  – интеграл перекрытия спектров линий накачки и поглощения,

$k_{det}$  – квантовый выход фотоприемника,

$k_{pump}$  – эффективность оптической накачки,

$k_{read}$  – эффективность «считывания» сигнала  $M_x$ -резонанса светом,

$\langle v \rangle$  – средняя скорость атомов,

$\sigma_{ex}$  – сечение спин-обменного процесса,

$V$  – объем цилиндрической или сферической ячейки,

$x$  – оптическая толщина ячейки,

$\alpha$  – коэффициент, характеризующий свойства ячейки:  $\alpha = (\Gamma_{coll}/\Gamma_0)/x$ ,

$I$  – безразмерное уширение светом накачки:  $\Gamma_{light}/(\Gamma_0 + \Gamma_{coll})$

При оптимальных параметрах  $I$ ,  $x$  фактор качества может быть выражен через эффективность оптической накачки и считывания  $M_x$ -резонанса и ограниченный атомными шумами фактор качества  $Q_{max}^{At}$ , который, согласно [10], задает наиболее принципиальный предел чувствительности квантового атомного дискриминатора :

$$Q_{max} \approx \frac{2}{3} \cdot K \cdot Q_{max}^{At} \quad (2)$$

Для калиевого дискриминатора  $Q_{max}/Q^{At}_{max} \approx 0.025$ . Таким образом, ограниченный световыми шумами фактор качества на полтора порядка уступает фактору качества, ограниченному квантовыми атомными шумами. Существенно, что учет жесткой связи плотности атомных паров, спин-обменного уширения, и поглощения света в кювете приводит к увеличению оптимума спин-обменного уширения в десять и более раз. Оптимальные значения оптической толщины  $x_{opt}$  лежат в интервале  $x_{opt} > 1.6$  при любых спектральных параметрах накачки и свойствах покрытия ячейки, что жестко ограничивает диапазон определяемых процессами спин-обмена ширин резонансной линии (Рис.2). Так, для  $^{39}\text{K}$  при  $T = 300^\circ\text{K}$  и при накачке  $D_1$ -линией произведение спин-обменного уширения на длину ячейки  $L$  должно составлять  $\Gamma_{coll}/2\pi \cdot L = (16.4 \div 28.9) \text{ Гц} \cdot \text{см}$ , и, тем самым, в ячейках с  $L \leq 15 \text{ см}$   $\Gamma_{coll}/2\pi \geq 1.1 \text{ Гц}$ . Упомянутый выше вывод об ограничении интенсивности света накачки подтверждается нашей моделью – однако, бóльшая ширина линии  $\Gamma_d$  требует соответственно большего светового уширения  $\Gamma_{light}$  для достижения той же интенсивности  $I_{opt}$ . Увеличение длины  $L$  ячейки при постоянном ее диаметре позволит при постоянной оптической толщине линейно снизить концентрацию атомов, и, как следствие, уменьшить ширину резонансной линии  $\Gamma_d \approx \Gamma_{Coll} \sim 1/L$ .

С другой стороны, при временах измерения, меньших, чем обратная ширина линии резонанса, предельная чувствительность  $M_x$ -дискриминатора оказывается дополнительно ограничена соотношением Крамера-Рао [11]. Поэтому при решении задач, требующих большой скорости потока данных (десять и более отсчетов в секунду) снижение ширины линии до значений, меньших, чем единицы герц, не имеет смысла.

Напротив, в задачах, требующих увеличения точности измерений на больших временах, сужение резонансной линии и, соответственно, снижение как интенсивности накачки, так и столкновительного уширения является основным направлением.

Модель была проверена экспериментально на слитной линии Cs в сверхслабом ( $B = 3.3 \cdot 10^{-6} \text{ Тл}$ ) поле. Были подтверждены основные положения модели; в частности, показано, что оптимум фактора качества резонанса достигается при оптической толщине ячейки  $x = 1.61 \pm 0.27$ , что очень хорошо согласуется с предсказаниями модели.

**В разделе 2.2** приведено описание установки, с помощью которой впервые совместно с ФИРАН (группа В.Л.Величанского) впервые была осуществлена лазерная накачка  $^{39}\text{K}$  в схеме  $M_x$ -дискриминатора. Система разрабатывалась как для экспериментального исследования параметров  $M_x$ -резонанса, так и в расчете на то, что использование лазерного источника, существенно превосходящего газоразрядные лампы по монохроматичности излучения, позволит повысить эффективность накачки в уже существующих схемах, а также реализовать новые схемы оптической накачки.

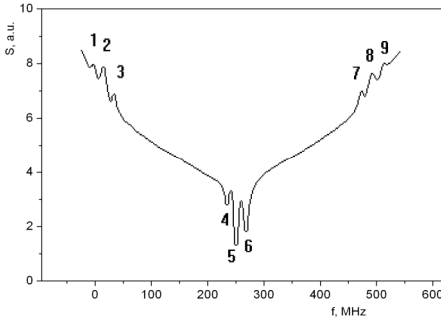


Рис.3. Спектр насыщенного поглощения  $D_1$ -линии  $^{39}\text{K}$ .

Была разработана схема оптической стабилизации лазера по резонансам насыщенного поглощения [12]. Амплитудные шумы излучения лазера были сведены до уровня дробовых при мощности излучения  $1 \div 4$  мкВт. Лазер был настроен на  $D_1$ -линию  $^{39}\text{K}$  и стабилизирован по резонансам насыщенного поглощения в  $^{39}\text{K}$ .

Спектр насыщенного поглощения в  $^{39}\text{K}$  содержит ряд узких резонансов (Рис.3), причем положение наиболее

контрастного резонанса в серии практически точно совпадает с центром доплеровского контура. Этот резонанс использовался для стабилизации частоты лазера. Исследован механизм образования перекрестных резонансов, несколько отличающийся от механизма образования «классических» перекрестных резонансов насыщенного поглощения. Образование провалов в распределении населенностей, аналогичных провалам Лэмба, благо-

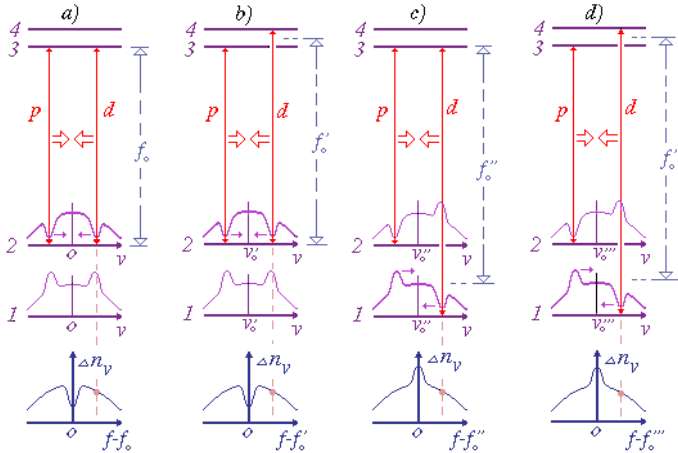


Рис.4. Схема образования перекрестных резонансов в спектре насыщенного поглощения  $D_1$ -линии  $^{39}\text{K}$ . Здесь  $p$ -волна накачки,  $d$  – детектирующая волна. Фиолетовым цветом показаны распределения населенностей уровней основного состояния по скоростям.

даря наличию сверхтонкой структуры происходит при крайне низких интенсивностях лазерного излучения. Всего в спектре D<sub>1</sub>-линии <sup>39</sup>K наблюдается девять резонансов насыщенного поглощения, принадлежащих по типу формирования к четырем разным группам (Рис.4).

Стабилизированный по внутри-доплеровскому резонансу лазер был нами использован для точного определения зависимости концентрации паров калия от температуры. Кювета с парафинированной поверхностью сравнивалась с кюветой без покрытия, и был обнаружен постоянный дефицит плотности паров на 26% в кювете с покрытием в интервале температур 315 ÷ 343 К. Экспериментальные зависимости аппроксимированы функцией  $\log \kappa = A - B/T$ , где  $\kappa$  – оптическая плотность в см<sup>-1</sup>, а  $T$  – абсолютная температура. Для обеих кювет константа  $B$  равна  $(3860 \pm 30)$ . Константа  $A$  для кюветы с покрытием равна  $(10.16 \pm 0.05)$ , а для стеклянной кюветы  $(10.37 \pm 0.08)$ .

Исследования эффективности лазерной накачки в схеме калиевого M<sub>x</sub>-дискриминатора проводились в стабилизированном магнитном поле  $5 \cdot 10^{-5}$  Тл в стандартной однолучевой M<sub>x</sub>-схеме наблюдения двойного радиооптического резонанса в зеемановской структуре сверхтонкого подуровня F = 2 основного состояния атомов K.

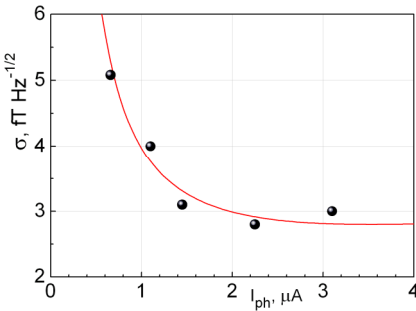


Рис.5. Зависимость разрешающей способности от интенсивности света накачки

$k = k_p^{1/2} k_d = 2.3$  раза. При температуре ячейки  $T_c = 42^\circ\text{C}$  была измерена (по фактору качества) чувствительность  $1.8 \cdot 10^{-15}$  Тл·Гц<sup>-1/2</sup>, являющаяся абсолютным рекордом для квантовых магнитометров с оптической накачкой в полях земного диапазона. Рассмотрены сдвиги частоты магнитного резонанса под действием света накачки – т.н. штарковский сдвиг, и сдвиг за счет эффекта переноса когерентности. Показано, что использование лазерной накачки позволяет в значительной мере (до величин порядка  $10^{-12}$  Тл) компенсировать оба этих сдвига.

Рис.5 демонстрирует результаты измерений зависимости разрешающей способности (по фактору качества) от интенсивности света лазерной накачки при температуре ячейки  $T_c = 30^\circ\text{C}$ . Было показано, что при лазерной накачке необходима интенсивность в  $k_p = 1.7$  раза меньшая, чем при ламповой накачке, и что лазерный свет примерно в  $k_d = 1.8$  раза эффективней по регистрации сигнала, чем свет лампы. Таким образом, фактор качества при переходе от лампы к лазеру возрастает в

Расчет временной зависимости предельной чувствительности по результатам данного эксперимента показывает, что соотношение Крамера-Рао начинает лимитировать чувствительность магнитометра уже на временах порядка 0.1 с, а чувствительность, определяемая световыми шумами, уступает принципиальному пределу для данного количества атомов на полтора порядка - что находится в полном соответствии с предсказаниями модели, описанной в разделе 2.1.

**Раздел 2.3** посвящен экспериментальной демонстрации разрешающей способности квантовой магнитометрической  $M_x$ -схемы с оптической накачкой. В описанном выше эксперименте вариационная чувствительность КМОН не измерялась непосредственно, а вычислялась по результатам измерения фактора качества резонанса. Используемый нами метод, однако, подразумевает, что шум КМОН всецело определяется дробовыми шумами света, иначе говоря, 1) спектральная плотность шума внутри резонансной линии не отличаются от плотности шума вне ее, т. е. атомные флуктуации малы по сравнению с дробовыми шумами, и 2) шумы в петле обратной связи, включающей в себя  $M_x$ -резонанс, могут быть подавлены до того же уровня дробовых шумов света. Хотя эти предположения выглядят вполне естественными (про малость атомных шумов по сравнению с дробовыми говорилось выше), их принципиальная выполнимость никогда не

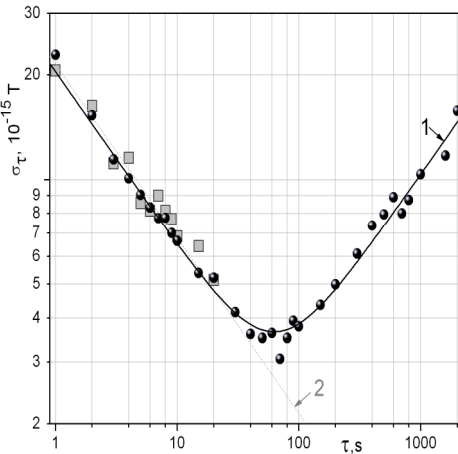


Рис. 6. 1 – аллановская вариация частоты  $f^{87Rb}$  после вычета шумов измерительной системы; 2 – разрешающая способность канала  $^{87}Rb$ , вычисленная по фактору качества.

была подтверждена экспериментально. Трудность экспериментального исследования заключается в следующем: для измерения собственных шумовых характеристик магнитометра необходимо устранить вклад от вариаций магнитного поля на уровне  $10^{-15}$  Тл. Стабилизировать поле или скомпенсировать его вариации с такой точностью не представляется возможным, по крайней мере, в полях геомагнитного диапазона.

В разделе 2.3 представлены результаты непосредственного измерения чувствительности КМОН на уровне  $10^{-14}$  Тл·Гц $^{-1/2}$  в ненулевом магнитном поле, показываю-

шие хорошее соответствие с результатами, полученными методом измерения отношения крутизны резонанса к дробовому шуму света. В этом эксперименте мы устранили влияние вариации градиента магнитного поля, реализовав два магнитометра на одной ячейке с парами изотопов атомов рубидия и измеряя разность показаний магнитометров. Выбор рабочего вещества (Rb) был обусловлен следующими соображениями: 1) в малых полях, обеспечиваемых магнитным экраном ( $B < 1.5 \cdot 10^{-5}$  Тл) структура линии Rb абсолютно не разрешена, что позволяет в Rb получать ширины резонансов, сравнимые с ширинами резонанса в К в земных полях; 2) отношение гиромагнитных отношений  $^{87}\text{Rb}$  и  $^{85}\text{Rb}$  с высокой точностью равно  $3/2$ , что позволило с крайне высоким разрешением измерить отношение частот двух резонансов. В эксперименте измерялась разностная частота второй и третьей гармоник двух сигналов; точность измерения разностной частоты  $10^{-5}$  соответствовала точности  $10^{-8}$  измерения несущей.

Измеренная на временном интервале  $1 \div 50$  сек аллановская вариация разностной частоты  $\Delta f$  составляет  $\sigma_{\Delta f} = (11.84 \pm 0.4) \cdot 10^{-14}$  Тл·Гц $^{-1/2}$ . Пересчитывая ее к вариациям частоты канала  $^{87}\text{Rb}$ , и принимая в расчет оценку шумов измерительной системы  $N_{\text{MS}}$ , получаем  $\sigma_{87\text{Rbcorr}} = (5.1 \pm 0.9) \cdot 10^{-14}$  Тл·Гц $^{-1/2}$ .

Этот результат обнаруживает очень хорошее соответствие с результатом, полученным методом измерения фактора качества:  $\sigma_{87\text{Rb}}^{\text{Light}} = (5.37 \pm 0.2) \cdot 10^{-14}$  Тл·Гц $^{-1/2}$ . Из Рис.6 видно, что аллановская вариация определяется дробовым шумом на временах, меньших 50 сек. Таким образом, впервые экспериментально подтверждена обоснованность оценки вариационной чувствительности (разрешающей способности) магнитометрической схемы посредством измерения фактора качества.

**ТРЕТЬЯ ГЛАВА** посвящена новым способам реализации метрологических свойств магнитного  $M_x$ -резонанса. Высокую чувствительность квантового дискриминатора нужно *реализовать*, измерив с соответствующими разрешениями, точностью и быстродействием выходную частоту дискриминатора, или осуществив фазовую привязку и измерение частоты управляемого генератора к магнитному резонансу. Иначе говоря, параметры *системы привязки к частоте резонанса* (СПЧР) должны соответствовать параметрам дискриминатора.

По способу возбуждения магнитного резонанса КМОН можно разделить на самогенерирующие магнитометры и магнитометры с петлей *фазовой автоподстройки частоты* (ФАПЧ). И те, и другие характеризуются погрешностями, обусловленными как параметрическими сдвигами самого магнитного резонанса, так и ошибками измерения положения центра резонансной линии. Последние связаны в основном с ошибкой установки фазы наблюдения сигнала прецессии магнитного момента, приводящей к возникновению частотного сдвига выходного сигнала.

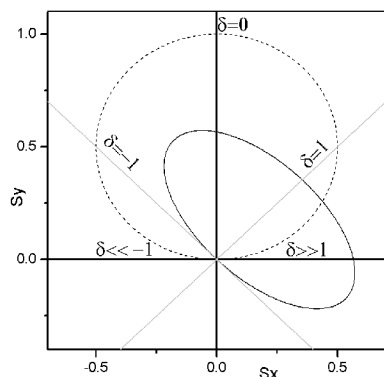
**В разделе 3.1** описан способ построения цифровой СПЧР, использующей разложение сигнала  $M_x$ -резонанса по двум квадратурным фазовым компонентам, и осуществляющей синтез резонансной частоты и цифровой поворот фазы сигнала с заданной точностью во всем частотном диапазоне. Был создан и отлажен алгоритм захвата и отслеживания схемой СПЧР частоты магнитного резонанса в сложных структурах резонансных линий ( $^{39}\text{K}$ ,  $^{41}\text{K}$ ). Характеристики СПЧР исследовались при различных параметрах обратной связи как экспериментально, так и численным моделированием. Полученные зависимости реальной чувствительности СПЧР от времени измерения при  $\tau > 0.1$  с близки к обратным линейным. При оптимальных параметрах

эта зависимость хорошо описывается функцией  $\sigma_B(\tau) = 1.1 \cdot 10^{-14} \text{ Тл} \cdot \tau^{-1}$ .

В разделе также описана численная модель  $M_x$ -магнитометра, полностью воспроизводящая алгоритм, реализованный нами в реальном магнитометре, и позволяющая моделировать процесс измерения стохастически дрейфующего магнитного поля.

**В разделе 3.2** предлагается методика представления сигнала магнитного резонанса, позволяющая в условиях значительных случайных вариаций магнитного поля осуществлять надежную коррекцию фазы, измерять амплитуду и фактор насыщения  $M_x$ -резонанса, а также определять наличие в магнитном спектре близлежащих спектральных составляющих.

Стационарное решение уравнений



*Рис.7. Сигнал  $M_x$ -резонанса на комплексной плоскости. Сплошная линия – диаграмма в лабораторной системе координат  $(x, y)$ , пунктир – в собственной системе координат  $(x', y')$*

Блоха для поперечных компонент момента в комплексной форме дается формулой (3):

$$S(t) = \frac{A\Omega}{Z^2} \cdot \frac{i + \delta \cdot Z}{1 + \delta^2} \cdot e^{i(\omega t + \varphi)} \quad (3)$$

Представим сигнал  $S = S_x + iS_y$  на комплексной плоскости (представление, сходное с используемыми в схемотехнике двумерными графиками амплитудно-фазово-частотных характеристик). В общем случае он имеет вид эллипса (Рис.7) с отношением осей, равным фактору насыщения  $Z$ , причем начало малой оси эллипса всегда совпадает с началом координат; малая ось наклонена по отношению к оси  $y$  на угол  $\varphi$ . Эллипс представляет

собой геометрическое место точек, описывающих  $M_x$ -сигнал при любых расстройках частоты резонанса  $\delta$ . Его особенность состоит в *инвариантности* к флуктуациям магнитного поля: при хаотических изменениях расстройки, вызванных этими флуктуациями, текущая точка перемещается по контуру эллипса, форма и ориентация которого остается стабильной при фиксированных значениях амплитуды  $A$ , фазы  $\varphi$  и насыщения  $Z$ . Это обстоятельство и позволяет надежно измерять эти три величины, несмотря на флуктуации внешнего поля (Рис.8).

Накоплением в данном представлении можно набрать достаточное количество данных для определения фазового сдвига и других параметров резонанса с любой заданной точностью, тогда как при записи линии резонанса в дрейфующем поле обычным методом накопление сигнала не приводит к увеличению точности.

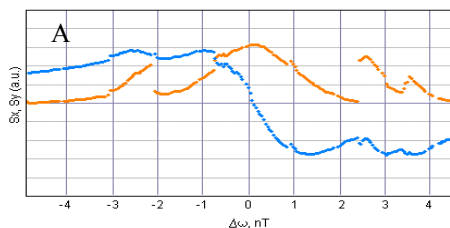
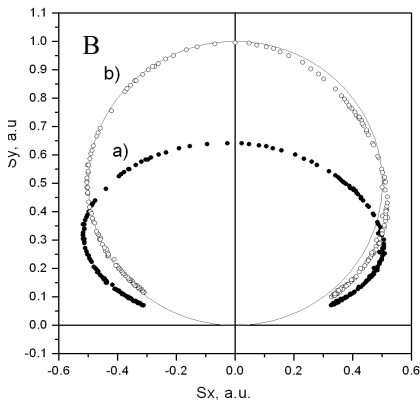


Рис.8. А - Запись компонент  $M_x$ -резонанса в реальном магнитном поле. В - та же запись в инвариантном представлении, а) – в лабораторной, б) – в собственной системе координат.



**ЧЕТВЕРТАЯ ГЛАВА** посвящена применению многоквантовых резонансов в для измерения слабых магнитных полей. В ней исследованы свойства многоквантового резонанса высшей для уровня  $F = 2$  кратности  $n = 4$ , отвечающего переходу между подуровнями  $|F = 2, m_F = -2\rangle \leftrightarrow |F = 2, m_F = 2\rangle$ , и описана новая магнитометрическая схема, позволяющая использовать уникальные свойства этого резонанса в задачах измерения модуля индукции магнитного поля – Cs–K тандем (термином «тандем здесь и далее обозначается магнитометрическая схема, состоящая из двух магнитометров разных типов).

Особые свойства 4-квантового резонанса в зеемановской структуре уровня  $F = 2$  основного состояния щелочного атома с  $I = 3/2$  заключаются в том, что 1) его частота практически не смещается переменным магнитным полем, 2) она строго линейно зависит от индукции постоянного магнитного поля, и 3) ширина линии резонанса в 4 раза меньше ширины линий соответ-



ствующих одноквантовых резонансов. На Рис.9 приведен набор полученных нами экспериментально панорамных спектров магнитного резонанса; верхние кривые соответствуют высоким значениям интенсивности переменного поля  $B_1$ . На нижнем спектре видны однофотонные резонансы – три, относящиеся к состоянию  $F=2$  и один из резонансов  $F=1$ .

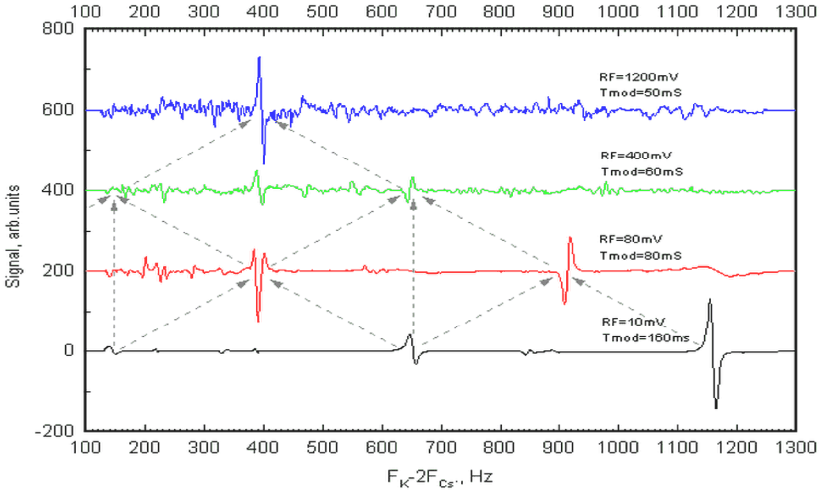


Рис.9. Набор панорамных спектров магнитных резонансов кратности от 1 (нижняя запись) до 4 (верхняя запись).

На следующем спектре доминируют два двухквантовых резонанса. На третьей панораме видны уширенные двухквантовые и хорошо выраженные трехквантовые резонансы. Верхняя панорама демонстрирует четырехквантовый резонанс (избыточные шумы на верхних панорамах – одноквантовый отклик атомной системы на шумовые спектральные гармоники генератора при увеличении его выходной амплитуды).

Таким образом, атом калия в достаточно сильном переменном поле представляет собой новую квантовую систему, обладающую, в частности, новой линией магнитного резонанса, отсутствующей у свободного атома. Использование 4-квантового резонанса для целей магнитометрии осложнено узостью резонанса, вынуждающей применять медленное модулирование частоты резонанса, что приводит к низкой скорости реакции магнитометра. Поэтому для экспериментальной проверки идеи нами была выбрана схема типа «тандем», объединяющая с 4-квантовый калиевый магнитометр с быстрым самогенерирующим цезиевым магнитометром.

Частота калиевого резонанса синтезировалась путем умножения частоты генератора, управляемого напряжением (ГУН) на постоянный множитель

$\beta=2.002395$ , равный отношению гиромагнитных отношений К и Cs. В процессе умножения также осуществляется медленная (на частоте  $F_{mod} = 5 \text{ Гц}$ ) частотная модуляция ГУН. Синхронное детектирование на частоте  $F_{mod}$  сигнала в калиевом канале позволяет получить сигнал ошибки, используемый для коррекции

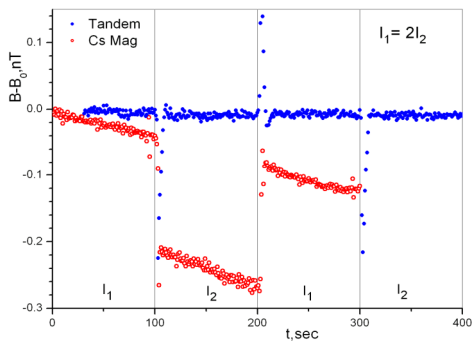


Рис. 10. Влияние 50%-го изменения интенсивности света накачки Cs на выходные показания Cs-K тандема:  $\circ$  – в режиме тандема ;  $\bullet$  – в режиме обычного Cs- магнитометра

используемый для коррекции частоты ГУН  $f_{VCO}$ .

Таким образом, динамика выходной частоты определяется быстрым цезиевым магнитометром, а точное значение этой частоты относительно медленно корректируется по положению узкого калиевого резонанса. Рис. 10 демонстрирует влияние изменения интенсивности света накачки цезия на выходные показания тандема и «свободного» Cs-магнитометра. Можно видеть, что в пределах случайной ошибки (порядка  $10^{-11}$  Тл) никаких систематических изменений показаний при работе в

режиме тандема не возникает, тогда как частота Cs-магнитометра сдвигается на величину порядка  $2 \cdot 10^{-10}$  Тл. Также хорошо виден общий дрейф показаний Cs-магнитометра.

Аналогичное изменение интенсивности света накачки калия приводит к сдвигу показаний в пределах  $10^{-11}$  Тл. Изменение в 1.5 раза амплитуды радиополя в калиевом канале приводит к изменению выходных показаний в пределах  $(1 \div 2) \cdot 10^{-11}$  Тл.

До сих пор в распоряжении квантовой магнитометрии был только один электронный парамагнетик с линейной зависимостью частоты резонанса от магнитного поля –  $^4\text{He}$  в метастабильном состоянии  $2^3\text{S}_1$ . Четырехквантовый резонанс калия обладает тем же свойством, будучи при этом в сотни раз более узким. Это обстоятельство позволяет рекомендовать этот резонанс для стандартизации индукции поля геомагнитного диапазона.

**ПЯТАЯ ГЛАВА** посвящена способам измерения индукции магнитного поля по разности частот симметричных переходов в сверхтонкой структуре щелочного атома. В ней рассмотрены балансные магнитометрические схемы, реализованные на симметричной паре переходов в сверхтонкой структуре  $87\text{Rb}$ . Принципиальные преимущества таких схем – высокая степень компенсации систематических ошибок, а также отсутствие

«мертвых зон», то есть зон угловой ориентации по отношению к магнитному полю, в которых невозможно возбуждение/детектирование сигнала магнитного резонанса.

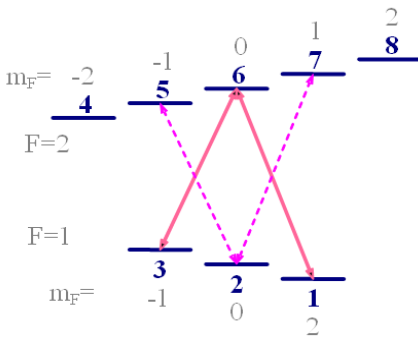


Рис.11. Схема подуровней в структуре основного состояния щелочного металла, задействованных в формировании  $\Lambda$ -резонанса

магнитометра предложенная модификация содержит только одну петлю обратной связи и требует существенно меньшей стабильности опорного генератора. На Рис.11 показана схема уровней и два близких по частоте резонанса ( $\Lambda$ -резонанс и V-резонанс), возникающих в структуре основного состояния щелочного металла.

Наличие широкого V-резонанса приводит к частотному сдвигу  $\Lambda$ -резонанса. Эти сдвиги можно уменьшить, введя дополнительное квазирезонансное СВЧ поле, соответствующее переходу между

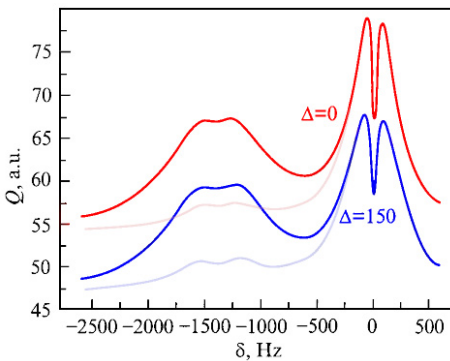


Рис.12. Расчетный сигнал поглощения света в  $\Lambda$ -схеме.

В разделе 5.1 рассматривается возможность применения эффекта когерентного пленения населенностей для измерения магнитных полей - проект  $\Lambda$ -СТС магнитометра, являющийся развитием идеи балансного СТС магнитометра [13]. Суть предложения заключается в том, чтобы возбуждать не два независимых микроволновых перехода, а два перехода с общим верхним уровнем, образующими  $\Lambda$ -схему со свойственным ей эффектом когерентного пленения населенностей (КПН). По сравнению с известной балансной схемой СТС

уровнями 2 и 6 (в обозначениях по Рис.11). В первом приближении такое радиочастотное поле опустошает уровень 2 ( $F=1, m_F=0$ ). На Рис.12 показаны результаты расчета для сигнала в такой схеме с дополнительным полем (тонкие линии) и без него (жирные линии); собственная ширина  $\Gamma = 20$  Гц, уширение светом накачки  $\Gamma_p = 200$  Гц, частота Раби СВЧ полей  $V = 65$  Гц) при

двух разных расстройках частоты СВЧ синтезатора  $\Delta$ . По мере изменения расстройки  $\Delta = 0 \div 150$  Гц вызванный наличием V-резонанса сдвиг вершины  $\Lambda$ -резонанса составляет  $0.138 \div 1.142$  Гц, а крутизна резонанса падает в 1.4 раза. Таким образом, вариант основанной на резонансе КПН магнитометрической схемы характеризуется практически полным отсутствием зависимости показаний от частоты опорного СВЧ синтезатора.

**В разделе 5.2** описан эксперимент по реализации балансного СТС-магнитометра, работающего на двух симметричных одноквантовых переходах. Балансная схема реализована на переходах с частотами  $F_0$  ( $F = 2, m_F = -2 \leftrightarrow F = 1, m_F = -1$ ) и  $F_0^+$  ( $F = 2, m_F = 2 \leftrightarrow F = 1, m_F = 1$ ) (переходы  $4 \leftrightarrow 3$  и  $1 \leftrightarrow 8$  в обозначениях Рис.11). Разностная частота этих переходов  $F^b = F_0^+ - F_0 = 3/2 F_0 \cdot x - 3/16 F_0 \cdot x^3$  практически линейна с полем. В среднем земном поле  $5 \cdot 10^{-5}$  Тл кубический член разложения составляет  $\sim 1.1 \cdot 10^{-2}$  Гц ( $2.6 \cdot 10^{-13}$  Тл), и им можно пренебречь. Частота  $F^b$  характеризуется в 6 раз более сильной зависимостью от напряженности магнитного поля (примерно  $4.2 \cdot 10^{10}$  Гц/Тл) по сравнению с частотой перехода между двумя соседними магнитными подуровнями, что при прочих равных условиях позволяет рассчитывать на повышение чувствительности в  $6/\sqrt{2} = 4.24$  раза.

Принципиальной трудностью реализации балансной схемы является необходимость осуществить абсолютно симметричное возбуждение и детектирование двух сигналов  $M_z$ -резонанса в одном оптическом канале. Нами был осуществлен метод *фазового* разделения сигналов при использовании несинусоидальной модуляции. Использование в петле обратной связи микропроцессора и управляемых синтезаторов частоты позволило решить проблему генерации модулированных частот с необходимой точностью и обеспечить полную идентичность двух каналов.

На уровне алгоритма микропроцессора осуществлено цифровое синхронное детектирование со скользящим первичным интегрированием сигнала строго за один период модуляции  $1/f_{mod}$ , что позволяет избежать возникновения в петле автоподстройки частоты составляющей на частоте второй гармоники модуляции  $2f_{mod}$  и существенно (в пределе – до  $\tau \approx 1/f_{mod}$ ) повысить быстродействие.

Способ модуляции двух каналов на одной частоте порождает существенную трудность: индикатором наличия сигнала  $M_z$ -резонанса в  $M_z$ -магнитометре служит наличие второй гармоники  $2f_{mod}$  частоты модуляции в сигнальном тракте. Однако при синусоидальной модуляции со сдвигом фаз модуляции на  $90^\circ$  два сигнала второй гармоники от двух одинаковых резонансных линий на частоте  $2f_{mod}$  оказываются в противофазе и, соответственно, гасят друг друга. Обойти эту трудность можно, используя сигналы модуляции, отличающиеся от синусоидальных. Мы использовали модуля-

цию симметричной прямоугольной ступенчатой формы, что позволило разделить сигналы в двух каналах при сохранении их идентичности. Макет балансного магнитометра был испытан в стабилизаторе магнитного поля во ВНИИМ им. Д.И.Менделеева (Кавголово). Было показано, что полная вариация показаний макета не превышает  $\pm 10^{-11}$  Тл при 10% вариации параметров накачки. Таким образом, впервые была осуществлена балансная СТС магнитометрическая схема на симметричной паре переходов в сверхтонкой структуре основного состояния  $^{87}\text{Rb}$ . Основными ее достоинствами являются отсутствие «мертвых зон» при изменении ориентации датчика относительно магнитного поля и крайне низкая чувствительность к дрейфам параметров накачки.

**ШЕСТАЯ ГЛАВА** посвящена радиооптическим методам измерения компонент вектора магнитного поля. Квантовые магнитометрические датчики являются идеальными *скалярными* устройствами, поскольку их показания практически не зависят от направления магнитного поля. Тем не менее, именно благодаря этому свойству датчики КМОН могут быть с успехом использованы в устройствах, предназначенных для измерений *компонент вектора* магнитного поля. Принцип таких измерений, как правило, основан на законе сложения векторов – к неизвестному вектору индукции измеряемого поля прибавляется эталонный вектор, и измеряется модуль суммы этих двух векторов; в результате серии таких *дискретных* измерений вычисляется неизвестный вектор. Описанные в настоящей главе способы измерения трех компонент поля основаны на использовании быстродействующих  $M_x$ -датчиков с оптической накачкой в схемах с *непрерывным* во времени изменением вектора магнитного поля. Это сочетание двух новых факторов позволило вывести векторные измерения магнитного поля на новый уровень быстродействия и чувствительности.

Кроме того, в разделе 6.3 предложен и математически обоснован способ абсолютного одновременного измерения трех компонент вектора земного магнитного поля с использованием  $M_x$ -датчика с оптической накачкой, помещенного в симметричную систему магнитных колец. Под абсолютностью здесь подразумевается, что

✓  $M_x$ -датчик совершает измерение модуля индукции поля, опираясь на фундаментальные константы и те переменные величины, которые измеряются с помощью фундаментальных констант, – такие, как частота.

✓ Процесс измерения смещает измеряемые параметры не более, чем на величину, характеризующую точность прибора.

Измерение осуществляется в собственной системе координат прибора, вопросы привязки к мировой системе координат не рассматриваются.

**В разделе 6.1** описаны способ прецизионного измерения вариаций трех компонент магнитного поля и основанная на нем схема векторного магнитометра-вариометра (ВМВ) на основе модульного калиевого датчика

с оптической накачкой. Схема ВМВ позволяет одновременно измерять вариации трех компонент магнитного поля с быстродействием до десяти

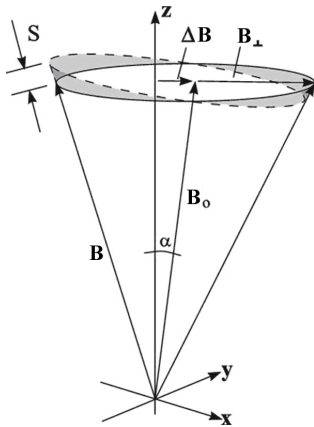


Рис.13. Векторная диаграмма магнитных полей в центре ячейки вариометра

измерений в секунду. Основными отличиями ВМВ от устройств, описанных в [14, 15], являются а) использование КМОН и б) непрерывность вращения поперечного магнитного поля.

Идея проекта состоит в помещении быстродействующего квантового магнитометра в центр высокостабильной системы электромагнитных колец (катушек), ориентируемой в магнитном поле Земли (МПЗ) и создающей в датчике переменное поле, вектор которого совершает коническое вращение вокруг вектора МПЗ (Рис.13). Система электромагнитных колец представляет собой две обмотки на стабильной кварцевой основе, создающие взаимно ортогональные поля в плоскости, перпендикулярной МПЗ. Эти две обмотки возбуждаются синусоидальным током с частотой  $f$  (несколько десятков или

сотен Гц), причем фазы токов двух обмоток сдвинуты на  $90^\circ$  относительно друг друга. Таким образом создается поле  $B_{\perp}$ , вектор которого вращается с частотой  $f$  в плоскости, перпендикулярной вектору МПЗ; в центре системы образуется магнитное поле, вектор которого вращается по конусу с раствором  $\beta \approx 5^\circ$  относительно вектора МПЗ. При изменении поперечных компонент МПЗ ось прецессии суммарного вектора магнитного поля в центре системы отклоняется от вектора МПЗ, что приводит к модуляции величины вектора на частоте  $f$ . Система обратной связи детектирует эту модуляцию и создает поперечные поля, полностью компенсирующие соответствующие компоненты МПЗ. Постоянные токи в поперечных обмотках становятся мерами вариации компонент МПЗ. Величина продольной составляющей МПЗ находится из модуля полного вектора  $|\mathbf{B}| = (B_0^2 + B_{\perp}^2)^{1/2}$  и амплитуды вращающейся компоненты  $B_{\perp}$ .

Как видно из Рис.13, в случае малых изменений проекции поля ( $|\Delta B| \ll |B_0|$ ) амплитуда сигнала может быть оценена, как

$$S = k\Delta B = B_{\perp}/(B_0^2 + B_{\perp}^2)^{1/2}\Delta B, \quad (4)$$

где  $k$ – фактор преобразования изменения поперечной компоненты поля в сигнал на частоте  $f$ . По результатам оптимизации амплитуда вращающегося поля была выбрана равной  $B_{\perp} = 5 \cdot 10^{-6}$  Тл, чему соответствовало  $k \approx 1/10$ .

Макет векторного магнитометра был испытан в магнитной обсерватории Dourbes, Institut Royal Météorologique de Belgique, в спокойной магнитной обстановке; чувствительность измерения поперечных компонент, определенная по амплитуде шумов в спокойном магнитном поле, составила  $2.5 \cdot 10^{-11}$  Тл с.к.о. при постоянной времени 0.2 с.

**В разделе 6.2** описан ВМВ, предназначенный для одновременного измерения вариаций всех трех компонент магнитного поля с быстродействием до десяти измерений в секунду. Идея данной схемы отличается от предыдущей введением 90 ÷ 95% компенсации земного магнитного поля, что позволяет 1) почти на порядок увеличить чувствительность измерения поперечных компонент поля; 2) совместить ось накачки с осью конуса вращения магнитного поля, устранив тем самым возможные систематические ошибки, и 3) использовать в качестве рабочего вещества цезий, слитая линия которого в полях  $\leq 5 \cdot 10^{-6}$  Тл обладает достаточной степенью симметричности. Система магнитных катушек ВМВ дополнена соленоидом, соосным вектору МПЗ. При совместном включении всех трех токов в центре системы образуется магнитное поле, вектор которого вращается по конусу с раствором 30 ÷ 60° относительно вектора МПЗ. При этом (в отличие от предыдущей схемы), поле вращается вокруг луча накачки. Рассмотрение в рамках уравнений Блоха задачи о магнитном резонансе в двухуровневой системе при наличии медленно вращающегося магнитного поля показывает, что сигнал не содержит никаких других гармоник, кроме частоты  $\omega$  приложенного вдоль оси  $Z$  переменного поля. Важно, что в этом случае действующее на резонанс эффективное магнитное поле сдвинуто на величину  $\omega/\gamma$  (так называемый *гироскопический сдвиг*). При выборе  $\beta$  мы исходили из соображений максимизации чувствительности датчика в как можно большем диапазоне вариаций  $z$ -компоненты МПЗ:  $B_{\perp} = (1.5 \div 3) \cdot 10^{-6}$  Тл и  $\beta = 39.35^\circ$ ; из (4) следует  $k = 0.63$ , т.е. чувствительность измерения поперечных компонент поля оказывается всего в  $1/k \approx 1.6$  раз меньше чувствительности измерения модуля поля. Таким образом, снижение более чем в 10 раз по сравнению с калиевым вариометром модуля действующего постоянного магнитного поля позволяет резко повысить разрешающую способность регистрации поперечных составляющих вектора МПЗ. Использование в петле обратной связи микропроцессора и управляемого синтезатора частоты позволило свести к минимуму неконтролируемые искажения сигнала модуляции, а также частотные шумы в  $x$ -у каналах, и одновременно решить проблему измерения частоты с точностью  $10^{-8}$  за 0.1 с. Также микропроцессорными средствами (усложнением алгоритма захвата) была решена задача увеличения начального диапазона работы схемы до величины  $\pm 1 \cdot 10^{-6}$  Тл.

На Рис.14а представлена сводная аллановская диаграмма вариаций показаний ВМВ при активной стабилизации соответствующих компонент МПЗ. В

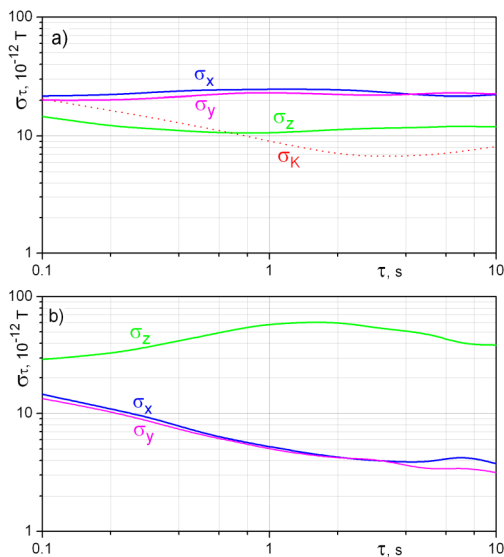


Рис.14 а) Сводная аллановская диаграмма вариаций показаний ВМВ. Пунктир – вариация модуля МПЗ, измеренного калиевым Мх-магнитометром.

б) Аллановская диаграмма вариаций показаний новой версии ВМВ в магнитном экране.

экранирования вариаций магнитного поля в перпендикулярных оси  $z$  направлениях позволил получить оценку собственных шумов вариометра в  $x$  и  $y$  каналах: не более  $1.3 \cdot 10^{-11}$  Тл с.к.о. за 0.1 с и  $6 \cdot 10^{-12}$  Тл с.к.о. за 1 с.

**В разделе 6.3** предложен и математически обоснован способ одновременного измерения трех компонент вектора земного магнитного поля с использованием Мх-магнитометра с оптической накачкой, помещенного в симметричную систему магнитных колец. Способ характеризуется высокой абсолютной точностью (порядка  $10^{-10}$  Тл при времени измерения 0.1 с); кратковременная чувствительность измерения определяется чувствительностью Мх-датчика.

Очевидно, что любую компоненту магнитного поля можно измерить с высокой точностью, измеряя модуль поля - если скомпенсировать компоненты поля, ортогональные измеряемой. Поскольку по закону сложения векторов вклад малой ошибки в полный модуль поля оказывается в значи-

каналах  $x$ ,  $y$  учтена эффективная постоянная времени системы  $\tau = 0.11$  с. Шумы ВМВ при времени измерения 0.1 с практически неразличимы на уровне вариаций магнитного поля в стабилизаторе  $2 \cdot 10^{-11}$  Тл с.к.о. за 0.1 с, из чего следует, что собственные шумы ВМВ не превышают  $1.5 \cdot 10^{-11}$  Тл с.к.о. при времени измерения 0.1 с.

Этот вывод подтверждается результатами испытаний следующей версии ВМВ (с компактной системой магнитных колец четвертого порядка) в магнитном экране (Рис.14б). В этом эксперименте ось  $z$  ВМВ была ориентирована вдоль оси магнитного экрана, что обусловило наличие дрейфов  $z$ -компоненты магнитного поля на уровне  $(2 \div 5) \cdot 10^{-10}$  Тл за  $10 \div 1000$  с. Высокий коэффициент



тельной мере подавлен, при этом не требуется высокая точность компенсации ортогональных компонент.

Однако построение на этом принципе измерительных устройств затруднено необходимостью создания относительно сильных магнитных полей; соответственно, процедуры измерения трех компонент поля данным методом должны быть разделены либо в пространстве, либо во времени. В связи с этим трехкомпонентные магнитометрические схемы, как правило, используют принцип, описанный в разделах 6.1-6.2; общим недостатком таких устройств является отсутствие абсолютности измерений. Имеется в виду то, что в результате измерения здесь всегда вносит вклад совокупность калиброванных полей; соответственно, построенные на этом принципе магнитометрические схемы мы называем магнитометрами-вариометрами.

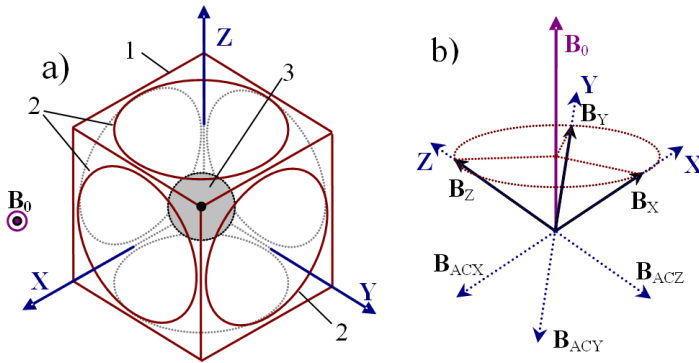


Рис.15 а – Датчик в симметричной трехкомпонентной системе колец. 1 – кубический каркас, 2 – кольца, 3 – датчик. Ось датчика и вектор  $B_0$  направлены перпендикулярно плоскости рисунка; б – Проекции  $B_X$ ,  $B_Y$ ,  $B_Z$  поля  $B_0$  и переменные компенсирующие поля в катушках  $B_{ACX}$ ,  $B_{ACY}$ ,  $B_{ACZ}$  (максимальные значения). Окружность в плоскости  $XYZ$  – годограф вектора суммарного магнитного поля

Суть предложенного в данной работе метода заключается в создании в области датчика системы компенсирующих полей, гармонически изменяющихся таким образом, чтобы вектор суммарного магнитного поля в датчике вращался, сохраняя свою длину, вокруг начального направления магнитного поля, проходя в каждом цикле вращения через три положения, в каждом из которых две компоненты магнитного поля скомпенсированы с высокой точностью, а третья компонента не скомпенсирована совсем и может быть измерена. В качестве датчика предлагается использовать датчик  $M_x$ -КМОН, характеризующийся высокой точностью и быстродействием. Датчик помещается в центр симметричной трехкомпонентной системы электромагнитных колец (катушек). Система ориентируется таким

образом, чтобы и главная диагональ куба, вписанного в систему колец, и ось симметрии датчика (совпадающая с направлением распространения света накачки) были направлены вдоль магнитного поля Земли  $\mathbf{B}_0$  (Рис.15а). Выбранная система координат жестко связана с осями системы колец. В этой системе координат все три компоненты вектора магнитного поля Земли в начальный момент времени равны по величине:  $B_X = B_Y = B_Z = |\mathbf{B}_0|/\sqrt{3}$ .

Поле  $B_{ACi}$  в каждой катушке ( $i = X, Y, Z$ , индексы AC указывают на осциллирующие величины) изначально подбирается таким, чтобы полностью компенсировать соответствующую компоненту поля Земли  $\mathbf{B}_i$  (Рис.15 б). При одновременном включении компенсирующих полей во всех трех катушках суммарное поле в датчике равно нулю. Выключение поля  $B_{ACi}$  в одной из катушек  $i$  ( $i = X, Y, Z$ ) приводит к появлению соответствующей некомпенсированной компоненты  $i$  поля, которая может быть измерена датчиком. Точность измерения при этом на несколько порядков выше точности компенсации ортогональных компонент поля, т.к. вклад от некомпенсированных ортогональных компонент поля пропорционален  $1-\cos(\alpha)$ , где  $\alpha$  - малый угол. Цикл таких измерений по  $i = X, Y, Z$  даст полную информацию о трех компонентах поля, которая, в свою очередь, используется в реальном времени для уточнения компенсирующих полей  $B_{ACX}, B_{ACY}, B_{ACZ}$  в катушках X, Y, Z – так организуются три системы обратных связей.

Следующий шаг состоит в переходе от дискретных изменений поля к непрерывным или квази-непрерывным - мы заставляем поле непрерывно или дискретно с небольшим шагом вращаться таким образом, чтобы три точки на окружности вращения соответствовали рассмотренным выше случаям  $B_{ACi} = 0$  ( $i = X, Y, Z$ ):

$$B_{ACi}(t) = \frac{2}{3}(\cos \varphi_i(t) - 1) \cdot B_{Mi} \quad (5)$$

где  $B_{Mi}$  – измеренное значение  $i$ -той компоненты поля (в идеале  $B_{Mi} = B_i$ ),

$$\varphi_X(t) = \omega \cdot t, \quad \varphi_Y(t) = \varphi_X(t) - \varphi_Y^0, \quad \varphi_Z(t) = \varphi_X(t) - \varphi_Z^0.$$

Теперь модуль полного магнитного поля в точках, где производится измерение, в точности воспроизводит значения трех компонент измеряемого поля, а производная модуля полного поля по фазе (а следовательно, и по времени) в этих точках равна нулю (Рис.16):

$$B(t) = B_0 + \frac{1}{9} \sum_i \Delta B_i (1 + 2 \cos \varphi_i(t))^2 \quad (6)$$

Вектор суммарного магнитного поля при этом все время отклонен на  $35.2^\circ$  от оси оптической накачки  $M_x$ -магнитометра. При этом обеспечивается непрерывность захвата за резонанс, а реальные измерения проводятся в

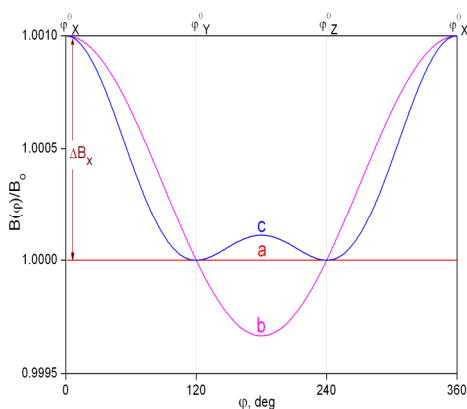


Рис.16. Зависимость модуля суммарного магнитного поля от угла поворота: а) при совпадении направления измеряемого поля с осью системы; б) при вариации  $X$ -компоненты измеряемого магнитного поля на  $0.1\%$ ; в) после уточнения компенсирующего поля  $V_{ACx}$ .

трех точках на окружности вращения. Относительная ошибка компенсации поперечных компонент может достигать  $1.8 \cdot 10^{-3}$ . В качестве рабочего вещества датчика может быть выбран калий (недосток - большой размер рабочей кюветы), либо цезий с маленькой ячейкой и относительно широкой линией резонанса. Повышенные требования (на уровне  $0.6''$ ) предъявляются к ортогональности катушек системы. Неортогональность колец в системе должна измеряться в процессе калибровки и должна быть скомпенсирована электронным образом. Рассмотрены возможные причины ошибок и предложены способы устранения их влияния – в частности, введение дополнительных «медленных» систем обратной связи, обеспечивающих постоянство модуля суммарного магнитного поля на окружности вращения, что позволяет перейти от измерения поля в трех точках на окружности к измерению на трех сегментах окружности, и, соответственно, увеличить чувствительность метода. Далее в работе рассмотрены сигналы при изменении компенсирующих полей согласно (5) и способы их детектирования. Показано, что сигналы ошибки измерения компонент переменного поля  $V_i$  могут быть получены синхронным детектированием сигнала на частоте  $\omega$ ; чувствительность измерения компоненты  $V_i$  при этом всего в  $\sqrt{2}$  раз уступает чувствительности измерения модуля поля. Синхронное детектирование сигнала на частоте  $2\omega$  позволяет также получить независимую информацию о коэффициентах  $k_i$ , связывающих магнитное поле в катушках с протекающим через них током, точнее – об отклонении  $\Delta k_i$  от их среднего значения.

Методами численного моделирования было исследовано две модели: 1) с измерением в трех точках на окружности и 2) с синхронным детектирова-

нием сигнала. Обе модели исследовались в стабильном поле: А): без систем компенсации вариаций поля и В): с системами компенсации вариаций поля. Моделировались как системы, использующие калиевый датчик с шириной резонансной линии  $\Gamma = 1$  нТл, так и системы, использующие цезиевый датчик с  $\Gamma = 20$  нТл, характеризующийся собственной кратковременной чувствительностью  $\sigma_{0,1s} = 10^{-11}$  Тл с.к.о. Применение датчика с широкой резонансной линией обеспечило (за счет снижения чувствительности) преимущество как в диапазоне захвата, так и в скорости слежения за полем; далее будут приведены результаты именно для этой модели. Вращение поля производилось квази-непрерывно с частотой дискретизации  $F_s = 10$  кГц, соответственно, период оцифровки сигнала и обработки его схемой ФАПЧ модульного датчика был выбран равным  $T_s = 1/F_s = 0.1$  мс, а эффективное время задержки сигнала  $T_d = T_s/2$ . Первичное осреднение результатов измерений производилось с периодом  $T_M = 0.1$  с.

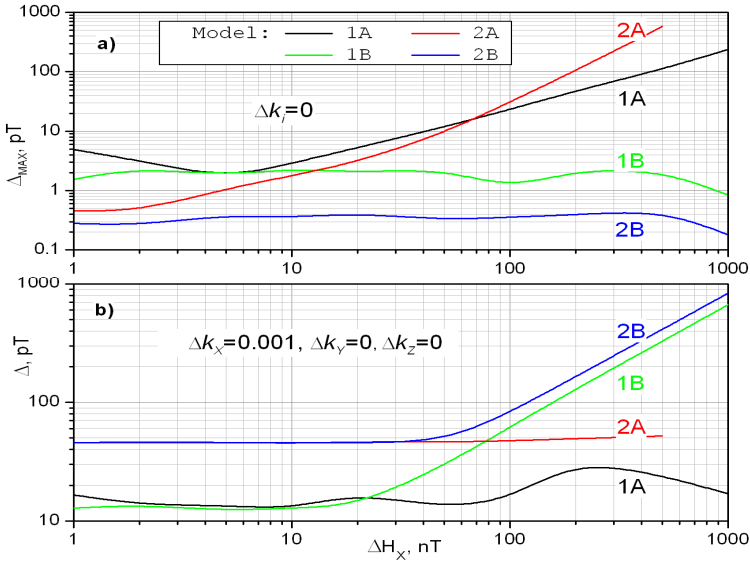


Рис.17. а) Зависимость ошибки в компонентах  $\Delta_{max} = \max(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z)$  от вариации компоненты поля  $\Delta B_x$ ; б) Зависимость от вариации компоненты поля  $\Delta B_x$  прироста ошибки в компонентах при изменении коэффициента  $k_x$  X-катушки на величину  $\Delta k_x = 0.001$ .

Численное моделирование показало (Рис.17), что моделям 1А, 2А свойственны ошибки, пропорциональные величине отклонения измеряемого поля:  $\Delta_i/\Delta B_i \approx 0.001$ . Модели 1В, 2В лишены этого недостатка, однако они чувствительны к изменению коэффициента компенсирующей катушки:

$\Delta_i/\Delta B_i = \Delta k_i$ . При  $\Delta k_i = 0$  наименьшими сдвигами (менее 0.5 пТл) характеризуется модель 2В (с синхронным детектированием по всему периоду модуляции и с компенсацией вариаций поля). При  $\Gamma = 20$  нТл,  $\sigma_{0.1s} = 10$  пТл,  $T_{mod} = 50$  мс она продемонстрировала следующие параметры:

- ✓ время отклика  $\tau = 0.1$  с,
- ✓ абсолютная точность  $\delta = 1 \cdot 10^{-10}$  Тл,
- ✓ кратковременная (0.1 с) чувствительность  $\sigma_i = 1.5 \cdot 10^{-11}$  Тл с.к.о.,
- ✓ диапазон начального захвата  $|\Delta B_{i0max}| = 0.73 \cdot 10^{-6}$  Тл,
- ✓ максимальная допустимая вариация коэффициентов магнитных колец  $|\Delta k_{imax}| = 115$  ppm.

Таким образом, предложен способ одновременного измерения трех компонент вектора земного магнитного поля, характеризующийся уникально высокой абсолютной точностью на уровне  $\pm 10^{-10}$  Тл и чувствительностью на уровне  $1.5 \cdot 10^{-11}$  Тл с.к.о. при времени измерения 0.1 с, т.е. параметрами, не достижимыми никакими иными существующими в настоящий момент средствами.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ РАБОТЫ

Проведен ряд исследований в области двойного радиооптического резонанса и оптической ориентации квантовых магнитных моментов, предложены и исследованы новые и развиты существующие схемы формирования и детектирования магнитного радиооптического резонанса применительно к задачам квантовой магнитометрии, а именно:

1. Исследованы принципиальные ограничения на разрешающую способность квантового  $M_x$ -дискриминатора. Осуществлена теоретическая и экспериментальная многофакторная оптимизация режимов магнитного радиооптического  $M_x$ -резонанса в схеме квантового датчика с оптической накачкой ( $M_x$ -дискриминатора). Сформулированы условия, которым должны удовлетворять спин-обменное и световое уширение резонансной линии.
2. Впервые осуществлена лазерная накачка в схеме калиевого  $M_x$ -магнитометра; благодаря этому экспериментально определено спин-обменное уширение резонансной линии калия и экспериментально продемонстрирована разрешающая способность квантового дискриминатора с оптической накачкой на уровне  $1.8 \cdot 10^{-15}$  Тл·Гц<sup>-1/2</sup>.
3. Предложен метод прецизионного измерения отношения показаний двух магнитометров на изотопах рубидия, благодаря чему на уровне  $10^{-14}$  Тл экспериментально доказана применимость метода оценки разрешающей способности квантового магнитометра с оптической накачкой по фактору качества резонанса.
4. Предложены и реализованы новые подходы к реализации  $M_x$ -магнитометра с оптической накачкой. Показано, что цифровые способы захвата и привязки к  $M_x$ -резонансу в быстро меняющемся поле позволяют

осуществлять привязку и удержание выделенного магнитного резонанса в сложной структуре. Разработана численная модель поведения  $M_x$ -резонанса в цифровой петле обратной связи.

5. Предложен метод контроля параметров линии резонанса инвариантным отображением сигнала спиновой прецессии. Показано, что этим способом в нестабильном поле можно осуществлять контроль амплитуды, фазы, а также радиочастотного уширения магнитного резонанса, и наличия дополнительных гармоник в радиочастотном спектре.

6. Реализована и экспериментально исследована новая прецизионная квантовая магнитометрическая схема, характеризующаяся параметрическими сдвигами на уровне  $10^{-11}$  Тл: Cs-K тандем на одноквантовом  $M_x$ -резонансе в парах  $^{133}\text{Cs}$  и четырехквантовом  $M_z$ -резонансе в парах  $^{39}\text{K}$ .

7. Развита идея балансного магнитометра на симметричных переходах в сверхтонкой структуре. Предложен новый тип магнитометра на эффекте когерентного пленения населенностей ( $\Lambda$ -СТС магнитометр). С использованием специальных приемов формирования и детектирования сигнала реализована балансная СТС магнитометрическая схема на симметричной паре переходов в сверхтонкой структуре  $^{87}\text{Rb}$ . Основным достоинством схемы по сравнению с прототипами является высокий уровень балансности, обеспечивающий компенсацию световых сдвигов частоты магнитных резонансов на уровне  $10^{-11}$  Тл.

8. Разработаны новые радиооптические методы измерения компонент вектора магнитного поля. На их основе созданы и испытаны: схема трехкомпонентного прецизионного магнитометра-вариометра на основе модульного калиевого датчика с оптической накачкой и схема быстродействующего трехкомпонентного магнитометра-вариометра на основе цезиевого датчика. Схемы характеризуются чувствительностью порядка  $10^{-11}$  Тл при быстродействии 0.1 с.

9. Предложен, теоретически обоснован и апробирован методами численного моделирования новый способ абсолютного измерения трех компонент вектора магнитного поля, основанный на использовании модульного  $M_x$ -магнитометра с оптической накачкой. Показано, что при использовании  $M_x$ -магнитометра с оптической накачкой и трехкомпонентной симметричной системы магнитных колец возможно одновременное измерение трех компонент вектора земного магнитного поля с абсолютной точностью  $\pm 10^{-10}$  Тл и кратковременной чувствительности в компонентах поля на уровне  $\sigma_i = 1.5 \cdot 10^{-11}$  Тл с.к.о. при времени измерения 0.1 с, что не может быть достигнуто никакими иными существующими в настоящий момент средствами.

## **ПУБЛИКАЦИИ, ОТРАЖАЮЩИЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ:**

- A1. Александров Е.Б., Вершовский А.К. Оптико-микроволновая накачка и эффект пленения населенностей.- *Опт. Спектр.* 1985, т.59, №6, стр.1210-1216 .
- A2. Александров Е.Б., Вершовский А.К., Якобсон Н.Н. Оптимизация параметра качества 0-0 резонанса в парах рубидия при оптической накачке.- *ЖТФ* 1986, т.56, №5, стр.970-973 .
- A3. Александров Е.Б., Вершовский А.К., Якобсон Н.Н. Режим сверхслабой оптической накачки рубидиевого дискриминатора частоты.- *ЖТФ* 1988, т.58, №6, стр.1116-1122.
- A4. Александров Е.Б., Вершовский А.К., Якобсон Н.Н. Минимизация световых сдвигов рубидиевого дискриминатора частоты.- *ЖТФ* 1989, т.59, №1, стр.118-124.
- A5. Александров Е.Б., Вершовский А.К., Пазгалев А.С., Якобсон Н.Н. Ограничение фактора качества квантового дискриминатора частоты быстрыми флуктуациями радиочастотного поля.- *ЖТФ* 1990, т.60, №9, стр.58-63.
- A6. Александров Е.Б., Балабас М.В., Вершовский А.К., Пазгалёв А.С., Якобсон Н.Н. Атомные магнитометры на основе двойного резонанса: от ламповой накачки к лазерной.- *Тез. докл. Международн. Симпозиума "Современные проблемы лазерной физики" MPLP'95, Новосибирск, 1995.*
- A7. Aleksandrov E.B., Vershovskii A.K., Balabas M.V., Yakobson N.N.. Potassium laser pumped scalar magnetometer of highest performance.- *Proc. IUGG congress, Boulder (Colorado, USA) 1995, p.86.*
- A8. Александров Е.Б., Балабас М.В., Вершовский А.К., Иванов А.Е., Якобсон Н.Н., Величанский В.Л., Сенков Н.В. Лазерная накачка в схеме Мх-магнитометра.- *Опт. Спектр.* 1995, т.78, №2, стр.325.
- A9. Alexandrov E.B., Balabas M.V., Pazgalev A.S., Vershovskii A.K., Yakobson N.N. Double-resonance atomic magnetometers: from gas discharge to laser pumping.- *Laser Physics* 1996, v.6, no.2, p.244-251.
- A10. Aleksandrov E.B., Balabas M.V., Vershovskii A.K., Pazgalev A.S., Yakobson N.N. Optically pumped potassium Mx-magnetometer of highest performance.- *Proc. Internat. Conf. on Marine Electromagnetics, London (UK) 1997, p.8.*
- A11. Alexandrov E.B., Balabas M.V., Kulyasov V.N., Ivanov A.E., Pazgalev A.S., Vershovskii A.K.. Three-component Variometer Based on a Scalar Potassium Sensor.- *Proc. IAGA 97 (International Association of Geomagnetism and Aeronomy), Uppsala, 8th Scientific Assembly of IAGA with ISMA and STP Symposia. Stockholm (Sweden). 1997.*

- A12. Александров Е.Б., Балабас М.В., Вершовский А.К., Окуневич А.И., Якобсон Н.Н. Спин-обменное уширение линии магнитного резонанса атомов калия.- *Опт. Спектр.* 1999, т.87, №3, стр.359-364.
- A13. Александров Е.Б., Балабас М.В., Вершовский А.К., Пазгалёв А.С. Многоквантовая радиоспектроскопия атомов: приложение к метрологии геомагнитных полей.- *ЖТФ* 1999, т.69, №9, стр.27-30.
- A14. Alexandrov E.B., Balabas M.V., Vershovskii A.K. A new tandem magnetometer based on Potassium-39 4-quantum transition.- *Proc. IUGG99 - 22nd General Assembly of the International Union of Geodesy and Geophysics, Birmingham, UK* 1999.
- A15. Вершовский А.К., Пазгалёв А.С., Александров Е.Б. Проект Lambda-СТС магнитометра.- *ЖТФ* 2000, т.70, №1, стр.88-93.
- A16. Александров Е.Б., Балабас М.Б., Вершовский А.К., Пазгалёв А.С. Новая версия квантового магнитометра: однокамерный Cs-K тандем на четырехквантовом резонансе в 39К.- *ЖТФ* 2000, т.70, №7, стр.118-124.
- A17. Александров Е.Б., Балабас М.Б., Вершовский А.К., Пазгалёв А.С. Экспериментальная демонстрация разрешающей способности квантового магнитометра с оптической накачкой.- *ЖТФ* 2004, т.74, №6, стр.118-122.
- A18. Alexandrov E.B., Balabas M.V., Kulyasov V.N., Ivanov A.E., Pazgalev A.S., Rasson J.L., Vershovskii A.K., Yakobson N.N. Three-component variometer based on a scalar potassium sensor.- *Meas. Sci. Technol.* 2004, v.15, p.918-922.
- A19. Oblak D., Petrov P.G., Garrido Alzar C.L., Tittel W., Vershovskii A.K., Mikkelsen J.K., Sørensen J.L., and Polzik E. S. Quantum-noise-limited interferometric measurement of atomic noise: Towards spin squeezing on the Cs clock transition.- *Phys. Rev. A* 2005, v.71, p.43807(12).
- A20. Вершовский А.К., Пазгалёв А.С. Квантовые Мх-магнитометры с оптической накачкой: цифровые способы измерения частоты Мх-резонанса в быстро меняющемся поле.- *ЖТФ* 2006, т.76, №7, стр.108-112.
- A21. Вершовский А.К., Александров Е.Б. Устранение фазовой ошибки Мх-магнитометра и контроль формы линии резонанса в нестабильном поле методом инвариантного отображения сигнала спиновой прецессии.- *Опт. Спектр.* 2006, т.100, №1, стр.23-25.
- A22. Александров Е.Б., Вершовский А.К., Пазгалев А.С. Магнитометр на симметричной паре переходов в сверхтонкой структуре 87Rb.- *ЖТФ* 2006, т.76, №7, стр.103-107



- A23. Vershovskiy A., Balabas M., Ivanov A., Kulyasov V., Pazgalev A., Alexandrov E. Fast 3-Component Variometer Based On A Cesium Sensor.- Proc. XIIth IAGA (International Association of Geomagnetism and Aeronomy) Workshop On Geomagnetic Instruments, Data Acquisition and Processing, Belsk, Poland, June 19-24 2006, p.25.
- A24. Александров Е.Б., Балабас М.Б., Вершовский А.К., Иванов, А.Э., Кулясов В.Н., Пазгалёв А.С. Быстродействующий трехкомпонентный магнитометр-вариометр на основе цезиевого датчика.- ЖТФ 2006, т.76, №1, стр.115-120.
- A25. Vershovskiy A. Project Of Absolute Three-Component Vector Magnetometer Based On Quantum Scalar Sensor.- Proc. XIIth IAGA (International Association of Geomagnetism and Aeronomy) Workshop On Geomagnetic Instruments, Data Acquisition and Processing, Belsk, Poland, June 19-24 2006, p.44-45.
- A26. Вершовский А.К. Способ быстрого прецизионного измерения трех компонент вектора магнитного поля, основанный на использовании модульного Мх-магнитометра с оптической накачкой.- Опт. Спектр. 2006, т.101, №2, стр.341-349.
- A27. Вершовский А.К., Пазгалев А.С. Оптимизация фактора качества магнитного Мх-резонанса в условиях оптической накачки.- ЖТФ 2008, т.78, №5, стр.116-124.

## ЛИТЕРАТУРА

- 
1. Cohen-Tannoudji C., DuPont-Roc J., Haroche S., Laloe F. Phys. Rev. Lett. 1969, v.22, no.15, p.758-760.
  2. Александров Е.Б. ОМП 1988, т.55, №12, стр.27-43.
  3. Alexandrov E.B., Bonch-Bruevich V.A. Opt. Eng. 1992, v.31, p.711.
  4. Kastler A. J. Phys. Et le Radium 1950, v.11, p.255.
  5. Kastler A. J. of Opt. Soc. Am. 1957, v.47, no.6, p.460-465.
  6. Bitter F. Phys. Rev. 1949, v.76, no.6, p.833-835.
  7. Bloch F. Phys. Rev. 1946, v.70, no.7, p.460-474.
  8. Александров Е.Б. ЖТФ 1990, т.60, №3, стр.162-166.
  9. Bloom A.L. Applied Optics 1962, v.1, no.1, p.61-68.
  10. Budker D., Romalis M. Nature Physics 2007, v.3, p.227-234.
  11. Cramér H. Princeton, NJ: Princeton University Press 1946, p.474-477.
  12. Бломберген, Н. (ред.) Нелинейная спектроскопия.- Мир, 586 с. 1979.
  13. Александров Е.Б. и др., Опт.Спектр. 1973, т.34, №6, стр.1216-1218.
  14. Lamden R.J. J. Phys. E: Sci. Instrum. 1969, v.2, no.2, p.125-130.
  15. Rasson J.L. Geophys. Transact., ELGI, Budapest 1991, no.36, p.187-194.