

УСТНЫЙ ВЫПУСК ЖУРНАЛА "УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК"

## Современные радиооптические методы квантовой магнитометрии

Е.Б. Александров, А.К. Вершовский

*Представленный обзор является расширенным изложением одной части доклада авторов, имевшего более общее название: "Узкие спектральные линии в фундаментальной метрологии: состояние, проблемы и перспективы", на устном выпуске журнала "Успехи физических наук", посвящённом 90-летию УФН. В докладе излагалась история становления и современное состояние метрологии длины, частоты/времени и напряжённости магнитного поля. Измерение всех этих величин сегодня опирается на высокую стабильность энергии эталонных переходов между долгоживущими состояниями атомов. Имея в виду ограничения журнального формата, из этого перечня авторы предлагают обзор современного состояния метрологии магнитного поля методами радиооптической спектроскопии атомов.*

PACS numbers: 06.20.-f, 07.55.Ge, 76.70.-r

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200906f.0605

### Содержание

1. Введение (605).
2. Метод оптической накачки (606).
  - 2.1. Двойной радиооптический резонанс и оптическая ориентация атомных и ядерных моментов.
  - 2.2. Элементарная теория оптической накачки.
  - 2.3. Сдвиги уровней при оптической накачке.
  - 2.4. Виды оптической накачки.
3. Эволюция магнитного момента во внешнем магнитном поле (612).
  - 3.1. Классическое рассмотрение.
  - 3.2. Виды сигналов магнитного резонанса.
  - 3.3. Кvantovo-mekhanicheskoe (poluklassicheskoe) рассмотрение задачи о взаимодействии двухуровневой системы с внешним полем.
  - 3.4. Механизмы релаксации магнитного момента.
4. Применение оптической накачки и двойного резонанса в магнитометрии (618).
  - 4.1. Основные метрологические характеристики квантовых магнитометрических устройств.
  - 4.2. Оптимизация фактора качества магнитного  $M_x$ -резонанса в условиях оптической накачки.
  - 4.3. Основные разновидности квантовых магнитометрических устройств.
5. Заключение (635).

Список литературы (635).

### 1. Введение

Развитие квантовой магнитометрии — науки, нашедшей множество применений как в фундаментальных, так и в прикладных исследованиях, — началось в 1940-х годах благодаря работам Блоха (Bloch) [1, 2], а также Вариана и Паккарда (Varian and Packard) [3] (в свою очередь, основанных на работах Раби (Rabi) и др. [4, 5] по измерению ядерного магнитного момента). Ими была предложена идея измерения магнитного поля по частоте свободной прецессии магнитного момента протона. Так были созданы *протонные магнитометры* — первые устройства для измерения магнитного поля, характеризующиеся свойствами *абсолютности*, т.е. способностью производить измерение, опираясь только на фундаментальные константы (в данном случае — гиромагнитное отношение протона) и на те переменные величины, которые измеряются с помощью фундаментальных констант, — такие как частота.

При многих достоинствах протонных магнитометров три их основных недостатка ограничивали круг их применения. Это — циклический характер работы, не допускающий непрерывного измерения поля; очень малая величина статической ядерной восприимчивости; сравнительно низкая частота прецессии протонов, для точного измерения которой требуется не менее нескольких десятых долей секунды.

Работы А. Оверхаузера (A.W. Overhauser) [6, 7], а также Slichter и Carver [8] продемонстрировали возможность более чем тысячекратного увеличения степени поляризации протонного спина благодаря применению метода динамической поляризации ядер. Основанный на этом принципе магнитометр получил название *магнитометр Оверхаузера*. В дальнейшем был реализован непрерывный режим измерений магнитометром этого типа.

Е.Б. Александров, А.К. Вершовский. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
ул. Политехническая 26, 194021 С.-Петербург, Российская Федерация  
Тел. (812) 297-31-04  
E-mail: ealexandrov@bk.ru, antver@mail.ru

Статья поступила 24 апреля 2009 г.

Начало радиооптическим квантовым методам измерения магнитного поля положили два события, произошедших практически одновременно в середине XX в.: изобретение Ф. Биттером (F. Bitter) *оптического детектирования магнитного резонанса* [9] и открытие А. Кастрлером (A. Kastler) принципа *оптической накачки* [10, 11].

Благодаря этим двум событиям началось бурное развитие квантовой магнитометрии, приведшее к созданию семейства квантовых магнитометров с оптической накачкой (КМОН). Эти устройства позволили добиться необычайно высоких абсолютной точности и чувствительности измерения магнитного поля (см., например, обзоры [12–17]). Не имея себе равных по абсолютной точности, квантовые магнитометры по вариационной чувствительности могут превосходить даже магнитометры на основе сверхпроводящих квантовых датчиков — СКВИДы [18]. Впрочем, конкуренция между двумя этими классами устройств скорее номинальная — слишком сильно различаются физические принципы их действия и, как следствие, области их применения. Квантовые магнитометры являются измерителями напряжённости магнитного поля, а магнитометры со сверхпроводящими датчиками — измерителями приращения магнитного потока, проходящего через сверхпроводящий контур; их показаниям не свойственна абсолютность (хотя сейчас предпринимаются попытки создания на основе СКВИДов абсолютных устройств [19]). В дальнейшем во избежание путаницы под квантовыми магнитометрами мы будем подразумевать именно устройства с оптической накачкой, исключив тем самым из рассмотрения протонные магнитометры и СКВИДы. Особое внимание в данном обзоре будет уделено калиевому магнитометру на узкой изолированной линии [20, 21], отличающемуся уникальными даже в ряду КМОН характеристиками.

## 2. Метод оптической накачки

### 2.1. Двойной радиооптический резонанс

**и оптическая ориентация атомных и ядерных моментов**  
Все радиооптические квантовые магнитометры используют в той или иной форме методы *оптической накачки* и *двойного радиооптического резонанса*. Сущность процесса оптической накачки состоит в селективном оптическом возбуждении магнитных и/или сверхтонких подуровней структуры основного или метастабильного состояния атомов, вызывающем нарушение Больцмановского распределения населённостей в этой структуре. Оптическая накачка, приводящая посредством изменения относительной населённости магнитных (зее-мановских) подуровней к возникновению ненулевого макроскопического дипольного магнитного момента в веществе, называется оптической *ориентацией*. Существуют также оптические методы создания макроскопического квадрупольного магнитного момента (выстраивание) и моментов более высоких порядков.

Физические основы процесса оптической накачки изложены в ряде публикаций, начиная с 1950-х годов; в первую очередь здесь следует выделить обзорные работы [22–26] и как наиболее полный и информативный — обзор У. Хаппера (Happer) [27].

Метод двойного радиооптического резонанса (ДРР), как правило, используется в сочетании с оптической

накачкой. Суть этого метода состоит в том, что создаются условия, при которых поглощение или излучение атомной системой некоторого количества радиочастотных квантов вызывает соответствующее изменение числа поглощённых и/или переизлучённых квантов оптического диапазона, детектируемое в эксперименте. Это, как правило, позволяет на много порядков увеличить чувствительность детектирования магнитного резонанса по сравнению с таковой в методах обычной радиоспектроскопии, поскольку эффективность регистрации оптических квантов может достигать величины порядка единицы.

К методам ДРР можно отнести и технику вынужденного комбинационного рассеяния, которая не подразумевает непосредственного воздействия на атом радиочастотного поля. Типичный пример — так называемая лямбда-схема: два нижних подуровня атома в ней связываются с общим возбуждённым уровнем двумя когерентными оптическими гармониками, разность частот которых соответствует расстоянию между нижними подуровнями, попадая в область радиочастот.

Энергия атома в магнитном поле определяется скалярным произведением векторов магнитной индукции и магнитного момента. В случае чисто электронного или чисто ядерного момента частотный интервал между соседними уровнями, характеризующимися квантовыми числами  $m_s$  и  $m_s \pm 1$  (или соответственно  $m_l$  и  $m_l \pm 1$ ) линейно зависит от величины индукции магнитного поля  $B = |\mathbf{B}|$ , причём гиromагнитное отношение играет роль коэффициента пропорциональности:

$$\omega = \frac{\Delta E}{\hbar} = \gamma B. \quad (1)$$

Частота  $\omega$  (так называемая ларморовская частота) имеет смысл частоты прецессии магнитного момента; именно она измеряется в большинстве магнитометрических схем. В общем случае зависимость ларморовской частоты от магнитного поля нелинейна.

Для атома, обладающего и орбитальным, и спиновым угловыми моментами электрона, полный эффективный магнитный момент  $\mu_J$  электронной оболочки, равный сумме проекций на направление  $\mathbf{J}$  орбитального  $\mathbf{m}_L$  и спинового  $\mathbf{m}_S$  магнитных моментов оболочки, в единицах магнетона Бора выражается через *фактор Ланде*:

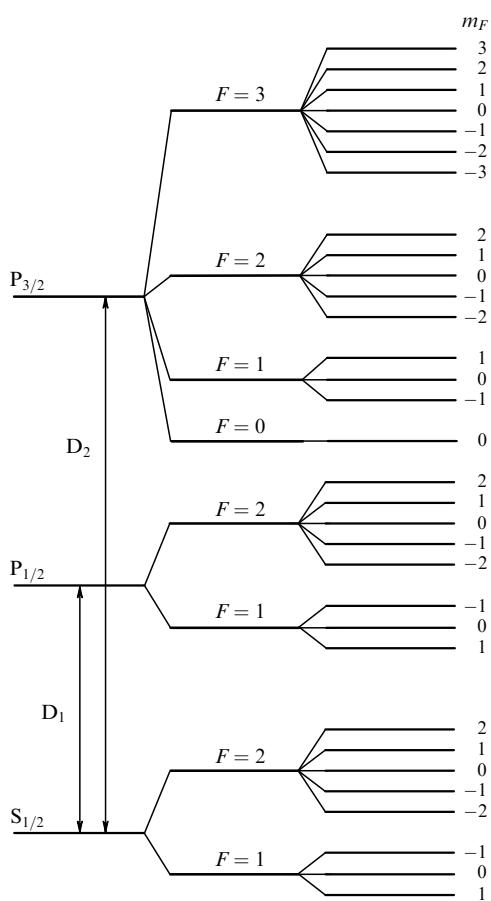
$$g_J = - \left[ 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \right], \quad (2)$$

так что  $|\mu_J| = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)}$ . Аналогичное выражение существует для  $g$ -фактора полного момента количества движения атома  $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$ , обладающего ядерным спином  $\mathbf{I}$ , в слабых магнитных полях:

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} + \\ + g'_I \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} \quad (3)$$

(здесь  $g_J$  и  $g'_I$  — электронный и ядерный  $g$ -факторы,  $g'_I = g_I(m/m_p)$ ).

В сильных магнитных полях связь векторов  $\mathbf{I}$  и  $\mathbf{J}$  разорвана и проекция полного момента атома определяется суммой проекций составляющих.



**Рис. 1.** Структура уровней (основное и первые возбуждённые состояния) атома с  $I = 3/2$  (изотопы  $^7\text{Li}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{39}\text{K}$ ,  $^{41}\text{K}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ ). (Расстояния между уровнями даны не в масштабе.)

Наибольшее распространение в задачах квантовой магнитометрии получила накачка щелочных металлов (рис. 1), гелия  $^4\text{He}$  в метастабильном состоянии  $2^3\text{S}_1$ , а также ядерных парамагнетиков — нечётных изотопов ртути  $^{199}\text{Hg}$  и  $^{201}\text{Hg}$  в основном  $7^1\text{S}_0$ -состоянии и изотопа гелия  $^3\text{He}$  в основном состоянии  $1^1\text{S}_0$ .

Основное состояние щелочных атомов  $n^2\text{S}_{1/2}$ , характеризующееся орбитальным моментом  $L = 0$  и спиновым моментом  $S = 1/2$ , благодаря сверхтонкому взаимодействию расщеплено на два подуровня:  $F = I \pm 1/2$ . Первое возбуждённое состояние щелочных атомов представляет собой дублет  $n^2\text{P}_J$  ( $L = 1$ ,  $S = 1/2$ ,  $J = L \pm S = 1/2, 3/2$ ), каждая из линий которого, в свою очередь, расщеплена на ряд сверхтонких подуровней в соответствии с возможными значениями квантового числа  $F = |J - I| \dots J + I$ .

Спин ядра  $I = 3/2$  для изотопов  $^7\text{Li}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{39}\text{K}$ ,  $^{41}\text{K}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ ,  $I = 5/2$  для  $^{85}\text{Rb}$  и  $I = 7/2$  для  $^{133}\text{Cs}$ .

Подробные данные о спектрах веществ, используемых в схемах оптической накачки, приведены в [22, 25, 27].

Выражение (3) описывает линейное и эквидистантное магнитное расщепление подуровней, что справедливо в меру его пренебрежимой малости по сравнению со сверхтонким расщеплением. Однако уже в геомагнитных полях отклонение от эквидистантности магнитных подуровней становится существенным. Точное значение энергии подуровней основного состояния щелочных

атомов описывается формулой Брейта – Раби:

$$E\left(I \pm \frac{1}{2}, m_F, \kappa\right) = -\frac{a}{4} - g_I \mu_N B m_F \pm \frac{a}{4}(2I+1) \left[1 + \frac{4m_F}{2I+1} \kappa + \kappa^2\right]^{1/2}, \quad (4)$$

где

$$\kappa = \frac{2\mu_B(|g_J| + g'_J)}{a(2I+1)} B,$$

$a$  — константа сверхтонкого взаимодействия ( $\Delta_{\text{HFS}} = 2a$  — сверхтонкое расщепление основного состояния в нулевом магнитном поле).

Каждый из двух сверхтонких подуровней основного состояния щелочного металла в магнитном поле расщепляется на  $2F + 1$  подуровней, причём разрешёнными в дипольном приближении оказываются переходы с  $\Delta m_F = 0, \pm 1$ .

Зависимость частоты  $\omega_{m,m-1}$  переходов между подуровнями, принадлежащими одному сверхтонкому состоянию, от величины вектора индукции магнитного поля  $B$  можно разложить в ряд по степеням  $B$ :  $\omega_{m,m-1} = a_F B + (1 - 2m)bB^2 \dots$ , причём линейные члены разложения оказываются одинаковыми для всех  $2F$  переходов, составляющих зеемановский спектр одного сверхтонкого состояния. Расстояние между компонентами этого спектра в частотной шкале определяется преимущественно квадратичным членом разложения  $b$ , который, в свою очередь, оказывается обратно пропорциональным константе сверхтонкого взаимодействия.

Начало оптического детектирования зеемановских переходов положено в 1949 г. работой Ф. Биттера [9], который теоретически показал возможность обнаружения магнитного резонанса возбуждённых состояний атомов по изменению интенсивности излучённого атомами света. В том же году французские физики А. Каствлер и Дж. Броссель для осуществления идеи Биттера предложили метод двойного радиооптического резонанса (ДРР) [28] как средство радиоспектроскопии коротковживущих возбуждённых состояний атомов, а позднее применили этот метод к изучению возбуждённого  $6^3\text{P}_1$ -состояния ртути [29].

Распространение ДРР на основное состояние атомов стало возможным после того, как А. Каствлером [10] в начале 1950-х годов был предложен метод *оптической накачки* атомов. В общем виде суть метода выглядит так: пусть имеется основное состояние, включающее в себя два подуровня, 1 и 2, и возбуждённое состояние. Если обеспечить селективное возбуждение подуровня 1 основного состояния, то при условии, что вероятность переходов между подуровнями 1 и 2 мала по сравнению с вероятностью оптического возбуждения, населённость подуровня 1 можно уменьшить за счёт увеличения населённости подуровня 2. Детектирование магнитного резонанса Каствлер предложил осуществлять по изменению интенсивности и поляризации излучённого атомами света. Успех метода определялся прежде всего возможностью обеспечить низкую скорость релаксации между подуровнями 1 и 2. Для магнитодипольных переходов радиочастотного и сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазонов спонтанная релаксация пренебрежимо мала; однако релаксация, вызванная другими причинами, в частно-

сти межатомными столкновениями, может быть весьма быстрой. В своём первом эксперименте Кастрлер для устранения релаксации атомов в основном состоянии применил метод атомного пучка — в пучке атомы практически не сталкиваются на протяжении всей траектории. В эксперименте с атомным пучком время релаксации атомов по подуровням основного состояния, которое измерялось временем пролёта атомов, имело порядок  $10^{-4}$  с.

Следующим шагом был переход к газовым ячейкам. Экспериментально было обнаружено, что можно предотвратить релаксацию углового момента, вызванную столкновениями со стенками сосуда, заполняя сосуд специальным буферным газом. Этот газ должен замедлять диффузию ориентированных атомов к стенке, но столкновения с ним не должны разрушать ориентацию. Оказалось, что этим требованиям удовлетворяют многие газы, и прежде всего инертные. Выяснилось, что электронное состояние  $S$ , не обладающее орбитальным моментом количества движения, очень устойчиво по отношению к сохранению состояния спина при столкновениях с атомами и молекулами, не обладающими электронным спином.

Сходные и даже лучшие, чем при заполнении буферным газом, результаты могут быть получены при нанесении на внутреннюю поверхность ячейки парафинового или полисилаксанового покрытия — по аналогии с ранее разработанной технологией тефлонового покрытия накопительной колбы водородного мазера. Такие покрытия характеризуются аномально низкой энергией адсорбции щелочных атомов, в результате чего атомы проводят на стенке столь короткое время (порядка  $10^{-10}$  с), что не успевает произойти заметная релаксация электронных спинов.

Два указанных метода снижения скорости спиновой релаксации характеризуются различными механизмами накачки. В кювете с покрытием атом основное время проводит в свободном полёте. Поэтому в возбуждённом состоянии он с большой долей вероятности не подвергается никакому возмущению. Напротив, в случае применения буферного газа атом в возбуждённом состоянии успевает совершить несколько столкновений. Но в отличие от основного состояния, имеющего только спиновый момент, возбуждённое состояние обладает орбитальным моментом, который очень чувствителен к столкновениям — сечение его переориентации составляет  $10^{-14} - 10^{-15}$  см<sup>2</sup>. Поэтому уже при давлении в несколько торр (а обычно используется более высокое давление — несколько десятков или сотен торр) угловой момент в возбуждённом состоянии полностью рандомизируется, так что в процессе спонтанного излучения все подуровни основного состояния заселяются равновероятно. При этом типе накачки процесс определяется только параметром поглощения света — происходит обеднение уровней с максимальным поглощением. Наиболее ярко различие этих двух типов накачки проявляется при накачке щелочных металлов одной резонансной D<sub>2</sub>-линией: при накачке в кювете с покрытием заселяется уровень с максимальной проекцией момента — самый сильно поглощающий уровень. При накачке с буферным газом этот уровень, напротив, максимально обедняется. В противоположность этому, как впервые было отмечено в [30], накачка D<sub>1</sub>-линией в кювете с покрытием и в кювете с буферным газом происходит качественно одинаково, так как уро-

вень с максимальной проекцией момента не поглощает света и потому максимально заселяется в обоих случаях.

В первых экспериментах по оптической накачке изменение населённостей под действием света накачки определялось по изменению поляризации рассеянного света. В дальнейшем выяснилось, что регистрация состояния распределения населённостей по поглощению значительно, в меру эффективности сбора прошедшего через кювету света, более эффективна. Этот способ регистрации резонанса впервые был предложен Демельтом [31]. Также возможна регистрация поляризации среды по повороту поляризации нерезонансного света (парамагнитный эффект Фарадея [32]).

## 2.2. Элементарная теория оптической накачки

Строгая теория оптической накачки, позволяющая вычислить значения элементов матрицы плотности атома как функции от времени, частоты и интенсивности света и радиочастотного поля, должна быть полностью квантовой, т.е. должна рассматривать взаимодействие атома с квантованным электромагнитным полем. Такая теория достаточно сложна, но существует ряд упрощённых подходов (см., например, [25]), в частности простейший расчёт населённостей подуровней основного состояния под действием света накачки, сводящийся к решению системы уравнений баланса. Этот подход позволяет оценить динамику и стационарные значения населённостей подуровней основного состояния в отсутствие радиочастотного поля.

Изменение населённостей подуровней основного состояния во времени под действием оптической накачки и релаксации можно описать следующей системой балансных дифференциальных уравнений [30]:

$$\frac{dp_k}{dt} = - \sum_{j=1}^n (b_{kj} + w_{kj}) p_k + \sum_{i=1}^n (b_{ik} + w_{ik}) p_i, \quad (5)$$

$$k = 1, 2, \dots, n.$$

Здесь  $p_j$  — населённости подуровней основного состояния,  $b_{ij}$  — вероятность (в единицу времени) переходов атома из состояния  $i$  в состояние  $j$  в результате поглощения и переизлучения фотона,  $w_{ij}$  — соответствующая вероятность не оптического (релаксационного) перехода. Число независимых уравнений равно  $n - 1$ , поскольку имеется дополнительное уравнение нормировки  $\sum_k p_k = 1$ , соответствующее случаю слабой накачки.

Вероятность того, что атом в состоянии  $k$  поглотит фотон, определяется суммой  $\sum_j b_{jk}$ . Вероятность  $\beta$  того, что любой атом поглотит фотон, даётся вторым суммированием по всем  $n$  подуровням основного состояния:  $\beta = \sum_k \sum_j b_{jk} p_k$ . Предполагая, что при тепловом равновесии вероятность заселения каждого из  $n$  подуровней основного состояния одинакова и равна  $1/n$ , легко видеть, что средняя вероятность поглощения фотона атомом до ориентации равна

$$\beta_0 = \int_0^\infty I_\nu \sigma_\nu d\nu = \frac{1}{n} \sum_k \sum_j b_{jk}. \quad (6)$$

Здесь  $I_\nu$  — спектральная плотность возбуждающего света,  $\sigma_\nu$  — сечение оптического поглощения в условиях равенства населённостей подуровней основного состояния.

Если предположить, что все вероятности тепловых релаксационных переходов  $w_{jk} = w$  равны между собой

(что, как правило, соответствует действительности), то уравнения упрощаются. Если, кроме того, в какой-то момент накачка будет выключена, то все коэффициенты  $b_{ij}$  станут равны нулю и уравнение (5) приобретёт вид

$$\frac{dp_k}{dt} = -\frac{p_k - 1/n}{T}, \quad (7)$$

где  $T = 1/w$ .

Уравнение (7) соответствует экспоненциальному релаксации населённости каждого уровня к равновесному значению с постоянной времени  $T$ .

Стационарное аналитическое решение (5) легко находится для случая полного перемешивания в возбуждённом состоянии. В этом случае  $b_{ik} = b_i$ . Приравнивая нуль скорости изменения населённостей уровней и принимая независимость тепловой релаксации от номера уровня, имеем

$$p_k = \frac{1}{(w + b_k) \sum_j 1/(w + b_j)}. \quad (8)$$

Выражение (8) означает, что населённость любого подуровня в случае полной релаксации углового момента в возбуждённом состоянии определяется вероятностью ухода с этого подуровня атомов под действием света и релаксационных процессов. Этот тип оптической накачки иногда называют "откачкой" (deumping) в отличие от "перекачки" (gerumping), при которой угловой момент возбуждённого атома сохраняется [27].

Система уравнений (5) может быть решена численно и в случае отсутствия релаксации углового момента в возбуждённом состоянии; в [30] приведено такое решение для атомов с  $J = 1/2, I = 3/2$  ( $^{23}\text{Na}$ ,  $^{39}\text{K}$ ,  $^{41}\text{K}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ ) для случая возбуждения циркулярно поляризованным светом D<sub>1</sub>-линии; относительные населённости уровней в стационарном состоянии приведены в зависимости от определяющего эффективность оптической накачки фактора  $\rho = 1/\beta_0 T$ . Показано, в частности, что накачка D<sub>2</sub>-линией (в отличие от накачки D<sub>1</sub>-линией) меняет знак при введении релаксации в возбуждённом состоянии; вообще, при накачке D<sub>1</sub>-линией наличие D<sub>2</sub>-линии ухудшает ориентацию вещества, и соответственно для достижения высоких степеней ориентации накачку нужно производить светом D<sub>1</sub>-линии. Результаты решения аналогичной системы для D<sub>1</sub>- и D<sub>2</sub>-линий приведены также в [25, с. 112].

### 2.3. Сдвиги уровней при оптической накачке

Вызывая переходы из основного состояния в возбуждённое, свет накачки обусловливает уширение резонансных переходов в структуре основного состояния, а также их сдвиги. Эти сдвиги можно разделить на два основных типа. Первый — сдвиг, вызванный оптическим эффектом Штарка, пропорциональный интенсивности накачки. Величина штарковского сдвига определяется с помощью теории возмущений. Поправка  $\Delta E_j$  к энергии уровня  $j$  выражается в виде [33]

$$\Delta E_j = \sum_k \frac{|V_{jk}|^2}{E_j - E_k \pm \hbar\omega}, \quad (9)$$

где  $V_{jk}$  — матричный элемент перехода между исходным уровнем  $j$  и любым промежуточным уровнем  $k$  с энергией  $E_k$  под действием света с частотой  $\omega$ . Если

энергия уровня  $k$  больше энергии уровня  $j$ , то выбирается знак "-", в противном случае — знак "+". Приведённая формула предполагает, что частота приложенного поля отличается от резонансной на величину, превышающую ширину перехода, — в противном случае нужно дополнительно учитывать ширину уровня, что устраняет расходимость. Сумма охватывает все возможные состояния атома, однако практически достаточно учитывать только члены, близкие к резонансным. В резонансе смещения уровней нет, но если поле является достаточно сильным, то в резонансе происходит расщепление каждого из уровней. Для этого нужно, чтобы матричный элемент  $V_{jk}$  превышал собственную ширину уровней.

В формуле (9) предполагается, что поле возмущения монохроматическое и частота перехода фиксирована. При переходе к реальным объектам — доплеровским уширенным линиям поглощения — нужно усреднить сдвиг по распределению частот атомов.

Результатом является зависимость сдвига от частотной расстройки, пропорциональная функции  $S(v - v_0)$ , представляющей собой свёртку дисперсионного и доплеровского контуров (интеграл Фойгта):

$$S(v - v_0) = \Phi(v') = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x - v'}{(x - v')^2 + \alpha^2} \exp(-x^2) dx, \quad (10)$$

где  $v$  — приведённая к доплеровской ширине частота гармоники поля, для которой вычисляется сдвиг,  $v_0$  — приведённая к доплеровской ширине частота центра линии поглощения,  $\alpha$  — отношение однородной ширины перехода к доплеровской.

Формула (10) учитывает только один переход на частоте  $v_0$ . Для того чтобы получить полный сдвиг, нужно просуммировать по всем возбуждённым состояниям в пределах данной оптической линии, т.е. по всем сверхтонким подуровням с учётом их сил переходов. Если возбуждение производится не лазером, а спектральной линией с конечной шириной, то результат следует также усреднить по профилю линии.

Операторный формализм описания взаимодействия атома со светом накачки был развит У. Хаппером (W. Happer) с коллегами в работах [34–36]; там же получены выражения, описывающие поглощение света оптической накачки и сдвиг уровней атомной системы под воздействием света накачки.

Существует ещё один механизм сдвигов резонансной частоты, вызванный *реальными* переходами. Его роль становится заметной при условии, что атом за время пребывания в возбуждённом состоянии не испытывает соударений. Тогда атом оказывается поляризованным и после перехода в основное состояние, но вследствие разности  $g$ -факторов возбуждённого и основного состояний его фаза оказывается смещённой относительно фаз атомов, продолжающих прецессировать в основном состоянии. Механизм, вызывающий этот сдвиг, называется *переносом когерентности*. Выражения, позволяющие вычислить сдвиги, обусловленные реальными переходами, приведены в [36]. Для атомов щёлочных металлов эти сдвиги всегда отрицательны, поскольку гиromагнитное отношение возбуждённого состояния меньше такового для основного состояния или даже имеет обратный знак. Величина этих сдвигов пропорциональна напряжённости магнитного поля (до тех пор, пока дополнительный фазовый набег за время жизни

возбуждённого состояния не превышает одного радиана). Важно, что величина таких сдвигов никогда не превышает величины уширения линии светом накачки, тогда как величина штарковского сдвига может существенно превосходить световое уширение.

## 2.4. Виды оптической накачки

Всё многообразие видов оптической накачки можно условно разделить на две группы — методы *прямой* и методы *косвенной* оптической накачки [22, 27]. К первой группе относятся процессы, в которых неравновесное состояние вещества возникает в результате прямого взаимодействия атомов (молекул) со светом. Ко второй группе относятся процессы, при которых непосредственной оптической накачке подвергаются атомы вспомогательного элемента, а затем приобретённая ориентация передается главному объекту ориентации в результате межатомных столкновений.

Необходимость косвенной оптической накачки обусловлена тем, что прямые методы оптической накачки пригодны лишь для весьма ограниченного числа атомов. Для применения этих методов необходимо сочетание ряда разнообразных условий. Главное из них — объект должен иметь линии поглощения в доступной области спектра, причём тонкое расщепление должно быть оптически разрешимым.

**2.4.1. Поляризационная накачка.** Поляризационная накачка осуществляется обычно циркулярно поляризованным светом — в этом случае она называется *оптической ориентацией*, а ансамбль атомов — *ориентированным*. Возможна также поляризационная накачка линейно поляризованным или даже неполяризованным светом. Этот процесс называется *оптическим выстраиванием*, а атомный ансамбль соответственно — "выстроенным". Такое состояние характеризуется разной населённостью подуровней, различающихся абсолютным значением проекций углового момента (т.е. подуровней с разными  $|m_F|$ ), в то время как населённости подуровней, различающихся только знаком проекции момента, одинаковы. В сферическом представлении атомам в таком состоянии присущ ненулевой квадрупольный магнитный момент.

Разложение атомного магнитного момента по сферическим гармоникам впервые было предложено У. Фано [37] и впоследствии развито М.И. Дьяконовым и В.И. Перелем [38] и У. Хаппером [27]. Согласно такому представлению полностью сферическому распределению момента соответствует равенство населённостей всех зеемановских подуровней, или отсутствие момента; чисто дипольный момент характеризуется асимметричным распределением населённости подуровней, возрастающей от подуровня с наименьшим  $m_F$  до подуровня с наибольшим  $m_F$  (или наоборот, — в зависимости от знака момента); чётные моменты характеризуются симметричным распределением населённостей зеемановских подуровней. Состояние, в котором все атомы сосредоточены на одном магнитном подуровне (в случае  $F > 1/2$ ), — смешанное, оно характеризуется наличием всех возможных в данной конфигурации гармоник.

Сферическое представление атомного момента имеет определённые преимущества в применении к описанию процессов оптической накачки. К таким преимуществам следует отнести, во-первых, тот факт, что никакие магнитные поля — ни постоянные, ни осциллирующие — не

способны нарушить существующее в системе распределение сферических гармоник магнитного момента. Во-вторых, можно показать, что в условиях изотропной релаксации каждая сферическая гармоника магнитного момента релаксирует с собственной скоростью независимо от других гармоник. В-третьих, оказывается, что во всех линейных процессах поглощения и излучения света участвуют только дипольный и квадрупольный моменты атома, поэтому при изучении процессов оптической накачки октупольный и старшие моменты можно исключить из рассмотрения — при условии линейности этих процессов.

**2.4.2. Спектрально-селективная накачка.** При *спектрально-селективной* оптической накачке единственным используемым различием подуровней основного состояния является их энергия. Если сформировать спектр возбуждения так, что будут возбуждаться атомы только из определённого энергетического подуровня, то этот подуровень обедняется ("выгорает"). Этот тип накачки возможен, когда интересующая нас структура основного состояния превышает доплеровскую ширину линии поглощения. Наиболее эффективно применение в качестве источника накачки перестраиваемого лазера, ширина спектральной линии которого мала по сравнению с доплеровской шириной. В практических применениях традиционно используют ламповое возбуждение, а нужного спектра возбуждения добиваются методами изотопической фильтрации, т.е. накачки одного вещества либо резонансным излучением другого вещества (как правило, речь идёт о разных изотопах одного и того же элемента), либо собственным резонансным излучением, профильтрованным поглощением в парах другого вещества. Самый известный пример — это два стабильных изотопа рубидия  $^{87}\text{Rb}$  и  $^{85}\text{Rb}$ , доплеровские контуры резонансных линий которых частично перекрываются. Спектрально-селективная накачка применяется в рубидиевом стандарте частоты и в магнитометрах, использующих микроволновые переходы в сверхтонкой структуре (так называемые СТС-магнитометры) паров  $^{39}\text{K}$  и  $^{87}\text{Rb}$ . В обоих случаях свет газоразрядной лампы с парами соответствующего изотопа пропускается через кювету с парами, которые селективно поглощают длинноволновую составляющую сверхтонкой структуры резонансных линий. Для того чтобы подавить люминесценцию фильтра (содержащую длинноволновую линию), в фильтр добавляется молекулярный газ, например азот. Оставшаяся после фильтрации коротковолновая компонента осуществляет селективную накачку паров в рабочей кювете, так что преимущественно заселяется верхнее сверхтонкое состояние  $F = 2$ .

**2.4.3. Метод спинового обмена.** Метод *спинового обмена* состоит в создании газовой смеси из частиц, подлежащих ориентации, и атомов, непосредственно оптически ориентируемых. При столкновении имеется не противоречащая законам сохранения момента и его проекции вероятность передачи спиновой ориентации от донора акцептору. Сущность процесса сводится к образованию при столкновении короткоживущей молекулы с обобществлением внешних электронов. После распада такой молекулы возникает большая вероятность обмена спином. Для электронных спинов процесс обмена характеризуется поперечным сечением порядка  $10^{-14} \text{ см}^2$ .

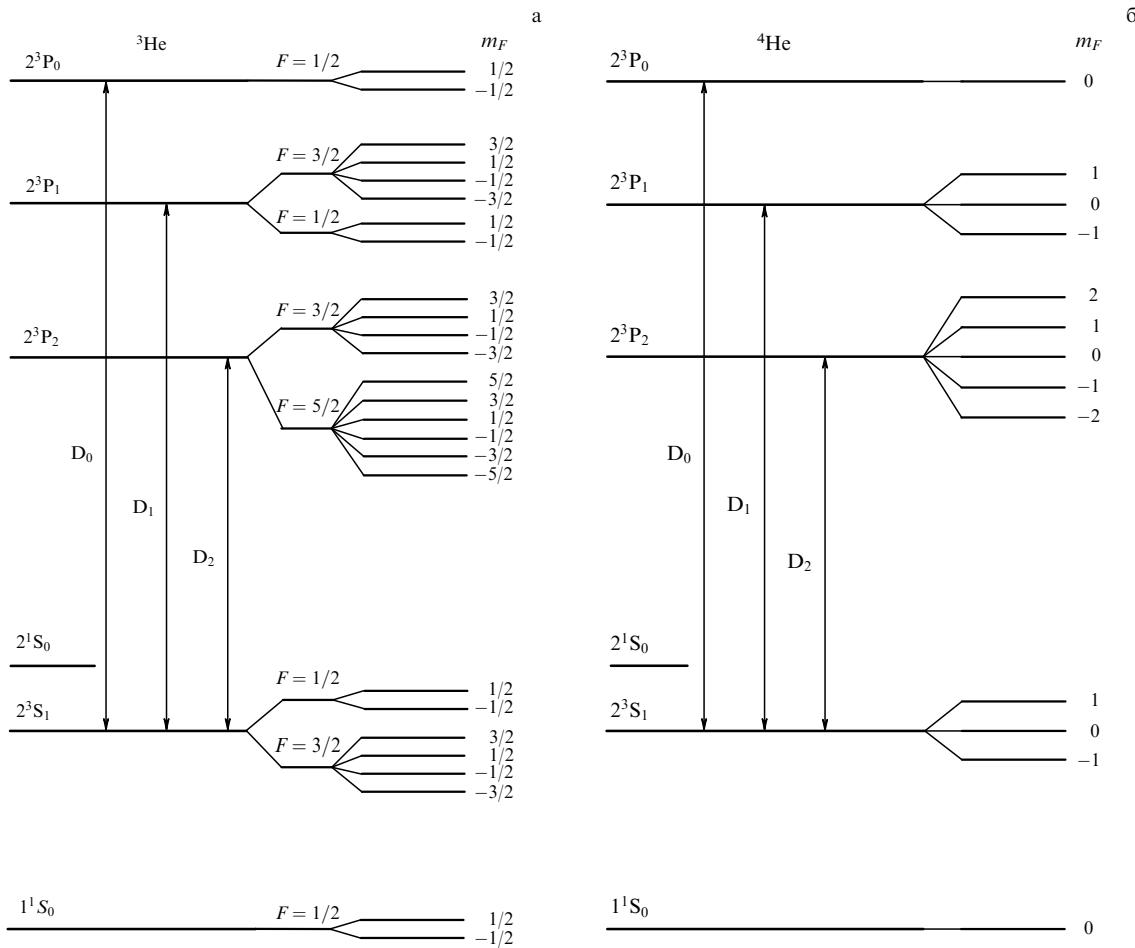


Рис. 2. Структура уровней изотопов гелия  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ . (Расстояния между уровнями даны не в масштабе.)

Таким способом впервые были ориентированы свободные электроны [39] и атомы водорода. Регистрация состояния ориентации акцептора осуществляется в таких экспериментах также через донор — в тот момент, когда принудительно разрушается ориентация акцептора, снижается и ориентация донора, которая регистрируется по поглощению света накачки. Такая многоступенчатая процедура, разумеется, менее эффективна, чем прямая ориентация, однако интенсивность сигнала резонанса может снижаться всего в несколько раз.

Спиновый обмен также может перенести спиновую ориентацию электрона к ядру. Таким образом впервые была предпринята попытка ориентировать ядра изотопа  ${}^3\text{He}$  путём обмена с оптически ориентированным рубидием [40]. Впоследствии (см., например, [41]) было установлено, что сечение очень резко зависит от атомного номера ядерного парамагнетика — для ядер ксенона подобная ориентация происходит очень быстро. Было обнаружено, что передача момента происходит при образовании молекулы, в которой чужой электрон вступает в сверхтонкое взаимодействие с парамагнитным ядром. При чисто пролётном взаимодействии столкновение длится порядка  $10^{-12}$  с, что много меньше периода сверхтонкой частоты. Однако если при тройном столкновении возникает молекула, живущая до следующего столкновения, то время взаимодействия может многократно возрасти (оно имеет порядок обратного сверхтонкого расщепления, измеряемого

обычно несколькими сотнями или тысячами мега герц), что приводит к эффективному намагничиванию ядра.

**2.4.4. Обмен метастабильностью.** Ориентация через *обмен метастабильностью* известна только для одного объекта — изотопа  ${}^3\text{He}$ . Согласно принципу Паули оба электрона атома гелия могут находиться в нижнем энергетическом состоянии ( $l = 0, n = 1$ ) только тогда, когда их спиновые моменты направлены встречно, так что суммарный спин атома  $S = 0$  (состояние  ${}^1\text{S}_0$  — *парагелий, синглетная серия спектра*). Поскольку ядро гелия-4 не имеет собственного магнитного момента, в этом состоянии атом  ${}^4\text{He}$  диамагнитен (рис. 2б).

Возможно также другое состояние атома гелия (*ортогелий, триплетная серия*), в котором спиновые моменты направлены в одну сторону, образуя результатирующий спин  $S = 1$ , так что атом гелия-4 в этом состоянии характеризуется ненулевым собственным моментом (он парамагнитен). Согласно принципу Паули один из электронов должен находиться в состоянии, отличающемся от состояния другого электрона числом  $n$  или  $l$ . Из всех таких состояний наименьшей энергией обладает состояние с  $n = 2, l = 0$  (состояние  ${}^2\text{S}_1$ ).

Переходы между пара- и ортосостояниями запрещены. Поэтому время жизни низшего уровня ортогелия может достигать большой величины (порядка нескольких миллисекунд) — уровень метастабилен. Ближайшим

возбуждённым уровнем ортогелия является 2P-уровень ( $L = 1$ ), который вследствие спин-орбитального взаимодействия расщеплён на три подуровня.

Отличие спектра  ${}^3\text{He}$  от спектра  ${}^4\text{He}$  обусловлено наличием у  ${}^3\text{He}$  ядерного спина  $I = 1/2$ . Основное  ${}^1\text{S}_0$ -парасостояние  ${}^3\text{He}$ , обладающее ядерным парамагнетизмом, расщепляется на два зеемановских подуровня, а основное  ${}^2\text{S}_1$ -ортосостояние имеет сверхтонкую структуру (рис. 2а).

Метастабильное состояние  ${}^2\text{S}_1$  обладает спином, равным 1, и может быть ориентировано. Если подвергнуть гелиевый газ при давлении в несколько торр воздействию газового разряда, то произойдёт накопление атомов в метастабильных состояниях, время жизни которых составляет несколько миллисекунд и определяется в основном релаксацией на стенах кюветы. Увеличение времени жизни метастабильного состояния посредством нанесения покрытия на стеки невозможно, поскольку метастабильный атом гелия имеет избыточную энергию (около 19 эВ), которой достаточно для того, чтобы ионизовать любой атом, кроме гелия. Для атома в метастабильном состоянии неразрушающими являются только столкновения с атомами гелия в основном состоянии, играющими роль буферного газа.

Метастабильные атомы могут быть подвергнуты оптической накачке с использованием линий резонансного триплета  ${}^2\text{S}_1 \Rightarrow {}^2\text{P}_{0,1,2}$ , длины волн которых лежат в окрестности 1,083 мкм. Столкновение ориентированного метастабильного атома гелия с атомом гелия в основном состоянии может привести к обмену состоянием метастабильности [42]. В случае использования  ${}^4\text{He}$  при этом сохраняется угловой момент метастабильного состояния и его проекция. Это приводит к тому, что обмен никак не отражается на суммарной ориентации ансамбля метастабильных атомов.

Однако в экспериментах с изотопом гелия  ${}^3\text{He}$ , обладающим ядерным моментом, положение меняется. Атомы гелия в метастабильном состоянии при столкновении с атомом в основном состоянии могут обмениваться направлением ядерного спина. Следовательно, появляется новый канал релаксации момента метастабильного состояния, что немедленно проявляется в виде сильнейшего уширения линий магнитного резонанса в состоянии  ${}^2\text{S}_1$ . Если для гелия  ${}^4\text{He}$  характерна ширина порядка 1 кГц, то для  ${}^3\text{He}$  ширина оказывается в несколько сотен раз больше.

Посредством обмена состоянием метастабильности оказалось возможным поляризовать основное состояние  ${}^3\text{He}$  с высокой эффективностью [42, 43]. Степень достигнутой при этом поляризации может превышать 50 %.

**2.4.5. Метод спин-селективной ионизации.** Существует ещё один специфический механизм ориентации, связанный с переносом углового момента в межатомных столкновениях. Пусть имеется оптически ориентированный гелий в метастабильном состоянии. Наличие примесного атомарного газа с угловым моментом в основном состоянии приведёт к столкновениям, результатом которых будет ионизация примесных атомов с переходом атомов гелия в основное состояние. Физические основы этого процесса, открытого в 1937 г. Пеннингом и др. (и соответственно названного *пеннинговской ионизацией*), подробно рассмотрены в [44].

Важно, что ионизация проходит с соблюдением закона сохранения спинового момента. Пусть примесный атом является одноэлектронным. В результате реакции ионизации появляются свободный электрон, ион и атом гелия в основном состоянии, причём из них только электрон обладает угловым моментом. Поскольку сумма моментов до реакции должна равняться угловому моменту электрона, это накладывает ограничения на возможность протекания реакции и она оказывается спиново-зависимой — в процессе ионизации исчезают определённые взаимные ориентации гелия и примесных атомов, т.е. ранее неориентированный ансамбль становится ориентированным. Таким образом осуществлялась передача ориентации от оптически ориентированных атомов щелочных металлов метастабильным атомам гелия [45–47] и от атомов гелия — ионам двухэлектронных атомов. В частности, в работе [48] описаны эксперименты по поляризации ионов атомов второй группы Zn, Sr и Cd в результате столкновений с оптически ориентированными атомами гелия.

### 3. Эволюция магнитного момента во внешнем магнитном поле

#### 3.1. Классическое рассмотрение

Феноменологические уравнения магнитного резонанса в терминах движения декартовых компонент вектора магнитного момента под влиянием постоянного и переменного магнитного поля и с учётом релаксационных процессов впервые были написаны Блохом [1]. Впоследствии Р. Фейнманом было показано [49], что эти уравнения полностью соответствуют квантовому рассмотрению задачи о движении спина  $1/2$  в магнитном поле, более того, они соответствуют и квантовой задаче о движении средних декартовых компонент магнитного момента произвольной величины. Ещё позднее стало очевидным, что к уравнениям Блоха сводится задача о поведении произвольной двухуровневой системы при взаимодействии с гармоническим полем (см., например, [50]). А поскольку большинство квантовых систем характеризуются неэквидистантным расположением энергетических уровней, то типичная задача спектроскопии — выяснение реакции системы на монохроматическое поле с изменяемой частотой — сводится к множеству независимых задач о взаимодействии двухуровневых систем с монохроматическим полем, потому что вне области резонанса взаимодействием часто можно пренебречь. Критерием возможности такого пренебрежения служит соотношение матричного элемента  $V_{jk}$  взаимодействия с полем с ширинами уровней и удалённостью частоты поля от резонанса.

Уравнение вращательного движения точечной массы вокруг оси под действием силы  $\mathbf{F}$  на плече  $\mathbf{R}$  получается из уравнения Ньютона  $d\mathbf{p}/dt = \mathbf{F}$  векторным умножением на  $\mathbf{R}$ :

$$\frac{d\mathbf{M}_p}{dt} = \mathbf{M}_F. \quad (11)$$

Здесь  $\mathbf{M}_F$  — момент силы,  $\mathbf{M}_F = \mathbf{F} \times \mathbf{R}$ ,  $\mathbf{M}_p$  — момент количества движения,  $\mathbf{M}_p = \mathbf{p} \times \mathbf{R}$ .

Если система, кроме механического углового момента, обладает магнитным моментом  $\mathbf{M}$ , пропорциональным механическому с коэффициентом  $\gamma$ :  $\mathbf{M} = \gamma \mathbf{M}_p$ ,

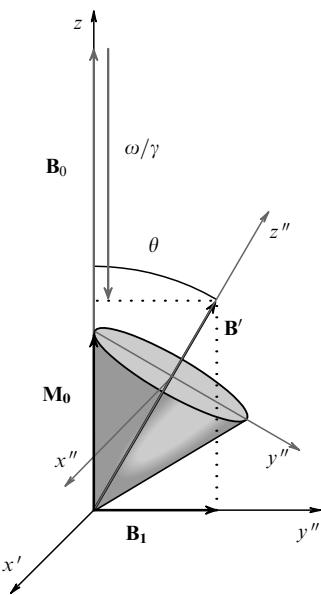


Рис. 3. Эволюция магнитного момента в переменном магнитном поле.

то действие на неё магнитного поля  $\mathbf{B}$  создаёт момент силы, равный  $\mathbf{M} \times \mathbf{B}$ . Переписывая уравнение (11) для магнитного момента  $\mathbf{M}$ , получаем простейшее уравнение Блоха, описывающее движение момента  $\mathbf{M}$  в произвольном (в том числе, переменном) магнитном поле  $\mathbf{B}$ :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{B}. \quad (12)$$

В частном случае постоянного поля  $B_0$ , направленного вдоль оси  $z$ , т.е.  $B_z = B_0$ ,  $B_x = B_y = 0$ , компонента момента, направленная вдоль оси  $z$ , остаётся постоянной; поперечная компонента момента вращается вокруг оси  $z$  с частотой  $\omega_0 = \gamma B_0$ .

Введём систему координат  $x'$ ,  $y'$ ,  $z$ , вращающуюся вокруг оси  $z$  с угловой скоростью  $\omega$ . Применяя правило преобразования векторов к уравнению (12), получаем во вращающейся системе:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \left[ \mathbf{M} \times \left( \mathbf{B} - \frac{\omega}{\gamma} \right) \right] = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{B}'. \quad (13)$$

Таким образом, во вращающейся системе координат вектор магнитного момента испытывает действие эффективного магнитного поля  $\mathbf{B}'$ , уменьшенного по сравнению с исходным полем  $\mathbf{B}$  на величину  $\omega/\gamma$ . Этот результат носит название теоремы Лармора.

Переходя во вращающуюся систему координат, можно просто и наглядно решить задачу о магнитном резонансе, т.е. об эволюции магнитного момента в постоянном магнитном поле под действием переменного магнитного поля  $\mathbf{B}_1$ , вращающегося вокруг оси  $z$  с частотой  $\omega$  (рис. 3). Пусть при  $t = 0$  магнитный момент  $M_0$  направлен вдоль оси  $z$ . Переядём в систему координат, вращающуюся с угловой скоростью  $\omega$ . В этой системе координат на момент действует постоянное поле  $\mathbf{B}'$ , равное векторной сумме поля вдоль оси  $(B_0 - \omega/\gamma)$  и поля  $\mathbf{B}_1$ , направленного перпендикулярно оси  $z$  (вдоль оси  $y'$  вращающейся системы координат). При этом вектор  $\mathbf{M}$ , не меняя своей длины, прецессирует

вокруг направления  $\mathbf{B}'$  с частотой

$$\omega' = (\Delta\omega^2 + \Omega^2)^{1/2}. \quad (14)$$

Здесь  $\Delta\omega = \omega_0 - \omega$  — расстройка частоты переменного поля,  $\omega_0 = \gamma B_0$  — частота магнитного резонанса,  $\Omega = \gamma B_1$  — частота Раби переменного поля.

Теперь вычисление проекций вектора момента на оси лабораторной системы координат сводится к чисто геометрической задаче, которая решается с помощью перехода к новой системе координат, в которой вектор  $\mathbf{B}'$  направлен вдоль оси  $z''$ , и обратного перехода в лабораторную систему.

Оказывается, что в лабораторной системе координат в окрестности резонанса вектор магнитного момента движется по спиралевидной кривой, лежащей на поверхности сферы. Область точек, составляющих совокупность решений уравнения Блоха (12), называемая *сферой Блоха*, в квантовой механике часто используется для описания состояния двухуровневой системы (20); принято верхний полюс сферы называть северным, нижний — южным, а плоскость  $z = 0$  — экватором; мы также будем придерживаться этих обозначений.

Итак, в лабораторной системе координат проекция момента на плоскость экватора вращается с круговой частотой, равной частоте приложенного переменного поля. Движение от северного полюса сферы к южному и назад является также гармоническим с частотой нутаций  $\omega' = (\Delta\omega^2 + \Omega^2)^{1/2}$ . На бесконечном удалении от частоты резонанса частота нутаций стремится к частоте переменного поля  $\omega$ , а амплитуда нутаций уменьшается до нуля; по мере приближения частоты переменного поля к резонансу частота нутаций снижается до частоты Раби  $\Omega = \gamma B_1$ . При этом амплитуда нутаций возрастает и в резонансе годограф вектора магнитного момента охватывает всю сферу — от северного полюса до южного.

Учёт релаксационных процессов приводит к стационарному, но не равновесному состоянию, при котором продольная намагниченность в системе снижается по сравнению с таковой в равновесной системе и появляется периодическое движение поперечных компонент намагниченности на частоте индуцирующего резонанса поля, в то время как нутационное движение затухает.

В общем случае продольная и поперечные составляющие вектора углового момента могут релаксировать по-разному. Из соображений симметрии ясно, что времена релаксации двух поперечных компонент не отличаются друг от друга, но могут отличаться от времени продольной релаксации. В предположении об экспоненциальном характере релаксации уравнения Блоха записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma(M_y B_0 - M_z B_y) - \frac{M_x}{T_2}, \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma(M_z B_x - M_x B_0) - \frac{M_y}{T_2}, \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma(M_x B_y - M_y B_x) - \frac{M_z - M_0}{T_1}. \end{aligned} \quad (15)$$

Такая запись предполагает, что релаксационные процессы в отсутствие поперечных полей с постоянной временем  $T_1$  приводят продольный момент к величине  $M_0$  (которая определяется условиями накачки), а попе-

речные составляющие стремятся к нулю с постоянной времени  $T_2$  ( $T_1 \geq T_2$ ).

При переходе во вращающуюся систему координат  $(x', y', z)$  обозначим, как это принято в литературе,  $v \equiv M_{x'}$ ,  $u \equiv M_{y'}$  (вращающаяся компонента момента  $u$  направлена вдоль переменного магнитного поля  $B_1$ ,  $v$  — перпендикулярно  $B_1$ ).

Во вращающейся системе координат магнитное поле не зависит от времени, что приводит к системе дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами:

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= u\Delta\omega - M_z\Omega - \frac{v}{T_2}, \\ \frac{du}{dt} &= -v\Delta\omega - \frac{u}{T_2}, \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma v B_1 - \frac{M_z - M_0}{T_1}. \end{aligned} \quad (16)$$

Стационарное решение находится приравниванием левых частей уравнений к нулю, что даёт алгебраическую систему трёх линейных уравнений со следующим решением:

$$\begin{aligned} v &= -\mathbf{M}_0 \frac{\Omega T_2}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + \Omega^2 T_1 T_2}, \\ u &= \mathbf{M}_0 \frac{\Delta\omega \Omega T_2^2}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + \Omega^2 T_1 T_2}, \\ M_z &= \mathbf{M}_0 \frac{1 + (\Delta\omega T_2)^2}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + \Omega^2 T_1 T_2}. \end{aligned} \quad (17)$$

В точном резонансе составляющей  $u$  нет, откуда следует, что поперечная составляющая углового момента прецессирует со сдвигом на  $90^\circ$  по отношению к вектору поля  $B_1$ . Стационарное значение продольной намагниченности, в отличие от такового в случае переходных процессов, в зависимости от условий резонанса изменяется от максимального начального значения до нуля и никогда не меняет знака. Поглощение энергии переменного поля системой в единице объёма определяется составляющей  $v$ :

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{B} \frac{d\mathbf{M}}{dt} dt = \frac{\pi\omega}{2} B_1 v. \quad (18)$$

Составляющая  $u$  определяет дисперсию.

Учтём второй компоненты переменного магнитного поля, вращающейся в противоположную сторону, приводит к дополнительному сдвигу частоты резонанса (так называемый сдвиг Блоха–Зигерта). Величина этого сдвига примерно равна  $\Omega^2/4\omega_0$ ; этим сдвигом пренебрегают в случае  $|B_1| \ll |B|$ , что обычно выполняется в схемах КМОН.

### 3.2. Виды сигналов магнитного резонанса

В соответствии с тремя проекциями магнитного момента —  $M_z$ ,  $u$  и  $v$  — различают три типа сигнала магнитного резонанса. Первый связан с наблюдением величины постоянной намагниченности  $M_z$  или величины, с ней связанный. Обычно наблюдают не саму намагниченность, а её приращение  $\Delta M_z$ , вызванное воздействием переменного магнитного поля  $B_1$ .

При малой интенсивности поля  $B_1$ , критерием чему служит условие  $\Omega^2 T_1 T_2 \ll 1$ , зависимость  $\Delta M_z(\Delta\omega)$  имеет

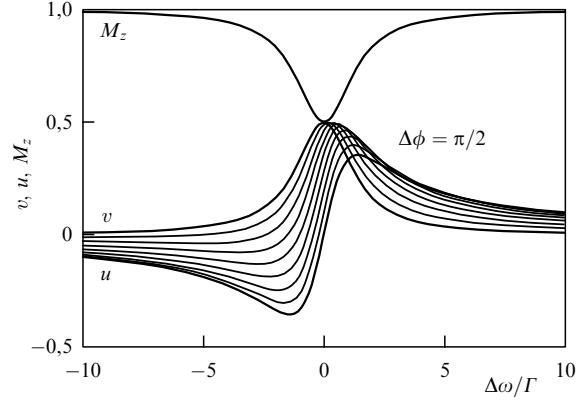


Рис. 4. Продольная ( $M_z$ ) и поперечные компоненты магнитного момента в зависимости от расстройки частоты и фазы наблюдения.

характерную форму, называемую лоренцианом:

$$\Delta M_z(\Delta\omega) = M_0 \Omega^2 T_1 T_2 L(\Delta\omega T_2), \quad (19)$$

где  $L(x) = 1/(1+x^2)$  — контур Лоренца (рис. 4).

В технике ядерного магнитного резонанса (ЯМР) обычно регистрируют сигнал, связанный с вынужденным движением поперечной намагниченности. Эта намагниченность индуцирует переменное напряжение в любом контуре, охватывающем образец, в том числе в индукторе, служащем для создания переменного поля. Это дополнительное напряжение на индукторе можно выделить и проанализировать, как это впервые было сделано методом скрещенных катушек Блоха.

Если регистрировать не только амплитуду сигнала, но и его фазу (методом синхронного детектирования), то можно отдельно фиксировать компоненты  $v$  и  $u$ . В качестве опорного используется сигнал, пропорциональный полю  $B_1$ , причём его фаза выбирается так, чтобы выделить нужную составляющую. В частности, можно выделить сигнал, пропорциональный  $u$ , контур которого как функция от расстройки  $\Delta\omega$  имеет дисперсионную форму. Именно эта форма сигнала наиболее удобна для использования резонанса в качестве дискриминатора частоты: в точном резонансе сигнал равен нулю, а при расстройке знак сигнала несёт информацию о её знаке. Однако при этом требуется тщательный контроль за фазой сигнала (изменение формы и соответственно точки пересечения нуля при различных фазах наблюдения за сигналом показаны на рис. 4). Если использовать в качестве сигнала резонанса амплитуду сигнала индукции или величину поглощаемой мощности, то фазу контролировать не надо, однако сигнал при этом имеет вид чётной функции с экстремумом в точке резонанса. В этом случае необходимо вводить низкочастотную модуляцию расстройки и применять стандартную технику синхронного детектирования низкочастотного сигнала для определения величины и знака постоянной величины расстройки.

### 3.3. Квантово-механическое (полуклассическое) рассмотрение задачи о взаимодействии двухуровневой системы с внешним полем

В 1958 г. группой физиков во главе с Р. Фейнманом было показано [49], что взаимодействие любой двухуровневой системы с внешним переменным полем приводит к таким

же решениям, как и задача о магнитном резонансе, т.е. уравнение Шрёдингера для двухуровневой системы

$$i\hbar \left( \psi_1 \frac{dC_1}{dt} + \psi_2 \frac{dC_2}{dt} \right) = C_1 \mathbf{H} \psi_1 + C_2 \mathbf{H} \psi_2 \quad (20)$$

может быть приведено к виду уравнений Блоха. В терминах матрицы плотности эквивалентом уравнению Шрёдингера является уравнение Лиувилля

$$i\hbar \frac{d\mathbf{p}}{dt} = [\mathbf{H}, \mathbf{p}] . \quad (21)$$

Для двухуровневой системы с невозмущённым гамильтонианом  $\mathbf{H}_0$  и гармоническим возмущением  $\mathbf{V}(t)$  уравнение (21) с учётом условия нормировки  $\rho_{11} + \rho_{22} = 1$  записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d\delta}{dt} &= \frac{4}{\hbar} \operatorname{Im} (V_{21}\rho_{12}), \\ \frac{d\rho_{12}}{dt} &= i\rho_{12}\omega_0 - \frac{V_{12}\delta}{\hbar}, \end{aligned} \quad (22)$$

где  $\delta = \rho_{22} - \rho_{11}$ ,  $\omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar$ ,  $E_1, E_2$  — собственные значения оператора  $\mathbf{H}_0$ .

Три уравнения (22) (три, поскольку  $\rho_{12}$  — комплексная величина) сводятся к уравнениям Блоха в отсутствие релаксации. Релаксация для населённостей ( $T_1$ ) и для недиагонального матричного элемента ( $T_2$ ) вводится следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d\delta}{dt} &= \frac{4}{\hbar} \operatorname{Im} (V_{21}\rho_{12}) - \frac{\delta - \delta_0}{T_1}, \\ \frac{d\rho_{12}}{dt} &= i\rho_{12}\omega_0 - \frac{V_{12}\delta}{\hbar} - \frac{\rho_{12}}{T_2}. \end{aligned} \quad (23)$$

В приближении врачающегося поля возмущение  $\mathbf{V}(t)$  имеет вид  $\mathbf{V} \exp(i\omega t)$ . Стационарное решение ищется в виде постоянной разности населённостей и недиагонального элемента вида  $\rho_{12}(t) = \rho_{12} \exp(i\omega t)$ :

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{4}{\hbar} \operatorname{Im} (V_{21}\rho_{12}) - \frac{\delta - \delta_0}{T_1}, \\ i\omega\rho_{12} &= i\rho_{12}\omega_0 - \frac{V_{12}\delta}{\hbar} - \frac{\rho_{12}}{T_2}. \end{aligned} \quad (24)$$

Выписав отдельно выражения для действительной ( $x$ ) и мнимой ( $y$ ) частей  $\rho_{12}$ :

$$\rho_{12} = x + iy, \quad (25)$$

получаем три уравнения, аналогичные трём уравнениям Блоха для трёх компонент момента:

$$\begin{aligned} \delta &= \delta_0 + 4yVT_1, \\ y &= T_2x\Delta\omega - \delta T_2 V, \\ x &= -T_2y\Delta\omega, \end{aligned} \quad (26)$$

где  $\Delta\omega = \omega_0 - \omega$ ,  $V = V_{12}/\hbar$ .

Решение последней системы для разности населённостей имеет вид

$$\delta = \delta_0 \frac{1 + (\Delta\omega T_2)^2}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + 4V^2 T_1 T_2}. \quad (27)$$

Этот результат совпадает с решением для продольной намагниченности, если подразумевать под  $2V$  величину

$\Omega$ . Можно также показать, что действительная и мнимая части недиагонального элемента матрицы плотности пропорциональны двум компонентам поперечной намагниченности в теории магнитного резонанса.

Теория магнитного резонанса исчерпывающим образом характеризует спин  $1/2$ ; для случая спина более  $1/2$  она полностью верна для описания трёх компонент намагниченности системы, но эта характеристика не полна, так как квантовый момент  $J$  характеризуется в магнитном поле числом уровней энергии  $2J+1$  и соответственно  $(2J+1)^2$  элементами матрицы плотности. Полное описание такой многоуровневой системы даёт квантовое уравнение Лиувилля (21). Пример квантово-механического решения для 8-уровневой системы с оптической накачкой приведён в [51].

Кроме того, в многоуровневых системах возможны многоквантовые переходы, которые также могут быть с успехом использованы в магнитометрических устройствах. Такие процессы, характеризующиеся гораздо меньшей вероятностью, чем переходы с излучением одного кванта поля, были теоретически предсказаны [52, 53] в 1929 г. и экспериментально впервые обнаружены именно в радиодиапазоне, где гораздо легче достичь необходимых спектральных плотностей мощности излучения электромагнитного поля [54].

Многоквантовые переходы в радиодиапазоне, происходящие между уровнями магнитной структуры атомов щелочной группы, были открыты почти одновременно в экспериментах В. Хьюза и Л. Грабнера [55, 56], П. Куша [57, 58] с атомными пучками и в экспериментах А. Кастилера – Ж. Бросселя [59] по оптической накачке атомов натрия.

С недавнего времени многоквантовые резонансы находят всё более широкое применение в квантовой магнитометрии — в первую очередь, это 1) многоквантовые переходы высшего ( $n-1$ ) порядка, связывающие между собой систему из  $n$  квазивидистантных зеемановских уровней одного сверхтонкого состояния, и 2) так называемая  $\Lambda$ -схема, в которой два нижних уровня, 1 и 2, связываются с общим возбуждённым уровнем 3 двумя когерентными волнами, разность частот которых соответствует расстоянию между нижними уровнями. В условиях резонанса уровни 1 и 2 оказываются связанными друг с другом двухквантовым переходом и между ними возникает когерентность без заселения промежуточного уровня 3. Это явление называется *эффектом когерентного пленения населённости* [60].

Впервые такой резонанс был продемонстрирован Беллом и Блумом в 1961 г. в работе [61], в которой он был интерпретирован в рамках уравнения Блоха. В 1963 г. аналогичный резонанс в возбуждённом состоянии атомов кадмия наблюдался и был описан Е.Б. Александром в работе [62], где он уже трактовался с общих позиций интерференции состояний.

Интерес к  $\Lambda$ -схеме особенно усилился после появления доступных стабильных перестраиваемых лазерных источников, поскольку резонанс когерентного пленения населённостей, возбуждаемый и детектируемый в оптическом диапазоне, характеризуется ширинами линий, характерными для радиооптического резонанса, — при полном подавлении уширений и сдвигов, свойственных оптическому диапазону.

Следует упомянуть ещё один потенциально интересный для задач квантовой магнитометрии класс явле-

ний — переходные процессы и нестационарные отклики, возникающие при изменении условий, в которых вызывается магнитный резонанс, на временах, меньших времён релаксации. Это, прежде всего, нутации, проявляющиеся в осцилляции продольной намагниченности и в модуляции амплитуды поперечной намагниченности. Амплитуда последней в начальные моменты времени в резонансе достигает величины продольной намагниченности  $M_0$ ; это резко отличает ситуацию от стационарной, при которой амплитуда поперечной намагниченности всегда меньше или много меньше начальной продольной  $M_0$ .

На временах, много меньших времён релаксации, можно манипулировать состоянием системы [63, 64]. Пусть система изначально характеризуется намагниченностью  $M_0$ . Приложив поле  $B_1$  на время  $t_0$ , определяемое соотношением  $\Omega t_0 = \pi$ , можно инвертировать систему, которая теперь будет характеризоваться намагниченностью  $-M_0$  ( $\pi$ -импульс). Ещё через такой же промежуток времени действия переменного поля, т.е. через время  $2t_0$  ( $2\pi$ -импульс), система вернётся в начальное состояние. Также следует упомянуть  $\pi/2$ -импульс, после воздействия которого система некоторое время обладает нулевой продольной намагниченностью, т.е. равенством населённостей энергетических подуровней. При этом в системе индуцируется поперечная намагниченность, или когерентность энергетических состояний. Комбинируя последовательности импульсов, можно инвертировать во времени эволюцию системы, обусловленную неоднородным уширением (эффект спинового эха).

### 3.4. Механизмы релаксации магнитного момента

Первая теория спин-решёточной релаксации была создана в 1932 г. немецким физиком Валлером [65] для объяснения релаксации электронной намагниченности в твёрдых телах. Теория Валлера может быть также использована и для ядерной намагниченности. Согласно этой теории, тепловые колебания соседних магнитных моментов приводят к появлению переменного локального магнитного поля. В частотном спектре этого поля существует компонента резонансной частоты, которая вызывает переходы так же, как это делает внешнее радиочастотное поле. Вероятность этих переходов пропорциональна квадрату матричных элементов операторов проекций моментов и квадрату амплитуды радиочастотного поля. Среди механизмов релаксации в газовых средах можно выделить следующие.

**3.4.1. Неоднородность внешнего магнитного поля.** Хаотическое перемещение атома в неоднородном магнитном поле приводит к модуляции локального магнитного поля, действующего на атом (аналогично процессам, рассматриваемым теорией спин-решёточной релаксации), причём скорость изменения локального поля равна произведению градиента поля на среднюю скорость атома.

**3.4.2. Спин-обменные процессы.** Спин-обменные процессы заключаются в одновременном изменении проекций двух спиновых систем при их столкновении с сохранением общего момента системы. Они приводят к уменьшению времени жизни соответствующих состояний и, следовательно, к уширению уровней энергии. Кроме того, спин-обменные процессы приводят к полному

разрушению когерентности и, как следствие, к уменьшению времени поперечной релаксации:

$$T_2^{-1} = nv\sigma_{\text{ex}}, \quad (28)$$

где  $n$  — плотность атомов,  $v$  — средняя термальная скорость атомов,  $\sigma_{\text{ex}}$  — сечение спин-обменного взаимодействия (для калия  $\sigma_{\text{ex}} \approx 3 \times 10^{-14}$  см<sup>2</sup>). Однако при некоторых специфических условиях, а именно при очень большой плотности атомов и очень слабых магнитных полях, влияние спин-обменного взаимодействия на время поперечной релаксации можно практически устранить [66, 67].

**3.4.3. Уширение радиочастотным полем.** Радиочастотное поле, обычно используемое при наблюдении магнитного резонанса, приводит к уширению наблюданной резонансной линии. В теории магнитного резонанса это уширение известно как одно из проявлений эффекта насыщения. Вклад радиочастотного уширения представлен членом  $\omega^2 T_1 T_2$  в решении уравнений Блоха (17).

**3.4.4. Релаксация при столкновениях со стенками ячейки.** Столкновения со стенкой ячейки важны в случае, когда длина свободного пробега атомов сравнима с размерами ячейки. Порядок этого явления можно оценить, поделив диаметр ячейки  $d$  на среднюю скорость атомов  $\langle v \rangle$ :

$$T_1 = \frac{d}{\sqrt{8kT/\pi M}}. \quad (29)$$

В случае атомов калия, находящихся в ячейке диаметром 5 см при температуре 50 °C, формула (29) приводит к значению времени релаксации порядка  $\sim 1,4 \times 10^{-4}$  с, в то время как характерная скорость оптической накачки составляет  $10^{-1}$  с.

Для уменьшения релаксации атомов на стенке используются покрытия различными парафинами и кремнийорганическими соединениями. Исследования релаксации оптически ориентированных атомов рубидия при различных покрытиях стенок были проведены Бушья (Bouchiat) и другими [68–70]. В этих работах, в частности, были измерены времена релаксации на разных типах покрытий и показано, что ответственное за релаксацию взаимодействие в период столкновения определяется наличием во всех покрытиях атома водорода. Так как электронный параметр атомов водорода скомпенсирован химической связью, то ядерный магнетизм играет здесь главную роль, т.е. релаксация обусловлена дипольным взаимодействием с ядерным моментом водорода. Вторая составляющая релаксации, обусловленная спин-орбитальным взаимодействием, была обнаружена в опытах по замене парафина дейтерированым парафином. Работы по исследованию механизмов релаксации щелочных атомов, в частности калия, на парафиновых покрытиях были продолжены в группе Е.Б. Александрова М.В. Балабасом с коллегами [20, 71–73]. Эксперименты на атомах калия в ячейках с отростком, содержащим каплю металла, подтвердили справедливость выражения (29) для относительно низких температур ( $< 50$  °C). При больших температурах начинает преобладать релаксация с необратимой потерей щелочных атомов в стенках. Этот процесс, изучавшийся в кюветах специальной конструкции, оказался более существенным для калия, чем для рубидия.

**3.4.5. Релаксация при столкновениях с атомами буферного газа.** Релаксация при столкновениях с атомами буферного газа была подробно изучена в работах [74–76]. Как упоминалось ранее, эффект замедления релаксации на стенках ячейки при использовании буферного газа был открыт случайно в первых экспериментах по оптической накачке. Вычислить время релаксации в буферном газе можно, решив уравнение диффузии

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \nabla^2 N - kN, \quad (30)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии,  $k = W\sigma\langle v \rangle n$  — вероятность дезориентации атомов при соударениях с молекулами буферного газа,  $\sigma$  — эффективное сечение соударений,  $\langle v \rangle$  — средняя относительная скорость ориентированных атомов и молекул буферного газа,  $n$  — плотность буферного газа,  $W$  — вероятность дезориентации атомов при столкновениях.

Решение (30) методом Фурье [25] в предположении о полной релаксации на стенках даёт после пренебрежения высокими гармониками выражение для сферической ячейки:

$$T_1 = \left[ \left( \frac{\pi}{R} \right)^2 D + W\sigma\langle v \rangle n \right]^{-1}. \quad (31)$$

При увеличении давления коэффициент диффузии уменьшается, а плотность атомов возрастает; соответственно максимум времени релаксации в каждой ячейке достигается при определённом давлении буферного газа. Вероятность дезориентации  $W$  при столкновении ориентированных атомов с атомами буферного газа сильно зависит от атомного номера инертного газа. Эту зависимость можно выразить эмпирической формулой  $W = wZ^3$ , где  $Z$  — атомный номер инертного газа,  $w$  — постоянный коэффициент.

Наличие буферного газа в ячейке вызывает сдвиги резонансной частоты сверхтонких переходов. Детальное изучение этих сдвигов в различных буферных газах, проведённое в основном с целью минимизации сдвигов 0–0-перехода в схемах квантовых стандартов частоты Ардити и Карвером [77–79] и другими исследователями [80, 81], показало, что резонансная частота является линейной функцией давления буферного газа. При этом лёгкие газы (водород, гелий, азот, неон) вызывают сдвиг в сторону больших частот, тогда как тяжёлые газы (аргон, криpton, ксенон) уменьшают резонансную частоту. Подбор соответствующей смеси газов позволяет компенсировать этот сдвиг частоты, правда, при условии строгого постоянства температуры и парциальных давлений газов.

**3.4.6. Релаксация, индуцированная светом накачки.** Уже в первых экспериментах по оптической ориентации атомов было обнаружено, что линии магнитного резонанса уширяются с увеличением интенсивности резонансного излучения, падающего на ячейку [82]. Это явление связано с тем, что процесс накачки вызывает опосредованные (через переходы в возбуждённые состояния и спонтанное излучение) переходы между зеемановскими подуровнями основного состояния, причём частота этих переходов пропорциональна интенсивности света. В работе [83], посвящённой квантовой теории цикла опти-

ческой накачки, для описания взаимодействия ансамбля атомов с полем излучения использован формализм матрицы плотности. Для этого в уравнение (21) было введено взаимодействие со светом в виде релаксационной и сдвиговой части. Как и следовало ожидать, при данном спектральном составе накачки уширение линии, а при асимметрии спектрального контура излучения накачки относительно спектрального контура резонансной линии — и её сдвиг оказались прямо пропорциональными интенсивности накачки.

**3.4.7. Полная ширина линии магнитного резонанса.** Ширина магнитного резонанса (без учёта уширения переменным магнитным полем) в покрытой парафином ячейке с резервуаром, или отростком, содержащим резервный объём металла, может быть представлена как сумма нескольких составляющих:

$$\Gamma = \underbrace{\left[ (\Gamma_{\text{wall}} + \Gamma_{\text{hole}}) + \Gamma_{\text{coll}} \right]}_{\Gamma_0} + \Gamma_{\text{light}}, \quad (32)$$

здесь  $\Gamma_{\text{wall}}$  — вклад релаксации на стенке ячейки:  $\Gamma_{\text{wall}} = C_w / \tau_{\text{fl}}$ , где  $C_w = C_w(T)$  — вероятность релаксации электронного спина при соударении с покрытием,  $\tau_{\text{fl}} = \langle l_{\text{fl}} \rangle / \langle v \rangle$  — среднее время пролёта от стенки к стенке,  $\langle l_{\text{fl}} \rangle$  — средняя длина пробега между столкновениями со стенкой. Для сферической кюветы диаметром  $d$   $\langle l_{\text{fl}} \rangle = k_{\text{form}} d$  и  $k_{\text{form}} \approx 0,7$ ; для цилиндрической кюветы диаметром  $D$  и длиной  $L = ID$  ( $I > 1$ )  $\langle l_{\text{fl}} \rangle = k_{\text{form}} \sqrt{DL}$  и  $k_{\text{form}} \approx 0,5$ ,  $\langle v \rangle = \sqrt{8RT/(\pi M)}$  — средняя скорость атомов,  $T$  — температура,  $M$  — молярная масса,  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $\Gamma_{\text{hole}}$  — скорость поглощения поляризованных атомов резервуаром. В простейшем случае, когда резервуар отделён от кюветы диафрагмой площадью  $s$ ,  $\Gamma_{\text{hole}} = s / (S\tau_{\text{fl}})$ , где  $S$  — площадь внутренней поверхности ячейки;  $\Gamma_{\text{coll}}$  — уширение линии вследствие межатомных столкновений (*спин-обменное* или *столкновительное* уширение), пропорциональное концентрации атомных паров  $n$ :  $\Gamma_{\text{coll}} = \sigma_{\text{ex}} n \langle v_{\text{rel}} \rangle$ , где  $\sigma_{\text{ex}}$  — сечение спин-обменного процесса,  $\langle v_{\text{rel}} \rangle = \sqrt{2} \langle v \rangle$  — относительная скорость сталкивающихся частиц;  $\Gamma_{\text{light}}$  — световое уширение, пропорциональное интенсивности света накачки  $I_{\text{ph}}$ .

Скобки в (32) введены для группирования слагаемых сходной природы. Так, первые три слагаемых представляют собой *темновую* ширину линии  $\Gamma_d = \Gamma_{\text{wall}} + \Gamma_{\text{hole}} + \Gamma_{\text{coll}}$ .

Два первых члена в (32) определяются конструкцией ячейки и качеством покрытия. Эта часть ширины (*собственная ширина резонанса в ячейке*)  $\Gamma_0 = \Gamma_{\text{wall}} + \Gamma_{\text{hole}}$  может быть измерена экстраполяцией ширины  $\Gamma$  к нулевой интенсивности света накачки и нулевой концентрации атомов:

$$\begin{aligned} \Gamma_0 &= k_R \frac{\langle v \rangle}{\sqrt{l} D}, \\ k_R &= \frac{1}{k_{\text{form}}} \left[ C_w(T) + \frac{s}{S} \right]. \end{aligned} \quad (33)$$

(К уравнениям для сферической ячейки диаметром  $d$  здесь и далее можно перейти с помощью замены  $D \rightarrow d$ ,  $l = 1$ .)

Релаксация, связанная с уходом атомов в резервуар с каплей металла, определяется размером диафрагмы — если он достаточно мал, то влиянием поглощения атомов резервуаром на темп релаксации тоже можно пренебречь и  $k_R \approx k_{\text{form}} C_w(T)$ . При этих условиях собственная ширина резонанса в кювете становится обратно пропорциональной диаметру кюветы:

$$\Gamma_0 = k_R \frac{\langle v \rangle}{\sqrt{I} D} = \frac{C_w(T)}{k_{\text{form}}} \frac{\langle v \rangle}{\sqrt{I} D}. \quad (34)$$

Как будет показано в разделе 4, уширение линии светом накачки, или просто световое уширение, вносит определяющий вклад в ширину линии, а значит, оказывает определяющее влияние на точность измерения магнитного поля. Следовательно, оптимизацию интенсивности света накачки следует рассматривать как необходимый шаг на пути к повышению метрологических характеристик таких устройств.

#### 4. Применение оптической накачки и двойного резонанса в магнитометрии

По способу детектирования магнитного резонанса квантовые магнитометры можно классифицировать по нескольким критериям. Для дальнейшего изложения существенно деление на:

- а) устройства, сигналом в которых является величина, пропорциональная продольной компоненте магнитного момента ( $M_z$ -сигнал). К этому типу устройств относятся сравнительно медленные, но, как правило, более точные  $M_z$ -магнитометры;
- б) устройства, отслеживающие фазу осциллирующей поперечной компоненты магнитного момента, — быстroredействующие  $M_x$ -магнитометры.

##### 4.1. Основные метрологические характеристики квантовых магнитометрических устройств

*Точность и вариационная чувствительность* (или *разрешающая способность*) обоих типов устройств на принципиальном уровне лимитируются параметрами магнитного резонанса, а именно — симметрией, шириной и величиной сдвига резонансной линии, а также отношением сигнал/шум.

В стабильном поле вариационная чувствительность магнитометра характеризуется дисперсией  $\sigma_\tau$  его показаний, усреднённых по заданному интервалу  $T$  при заданном времени  $\tau$  единичного измерения ( $T \gg \tau$ ):

$$\sigma_\tau^2 = \langle B^2(t, \tau) - \langle B_T^2 \rangle \rangle, \quad (35)$$

где  $B(t, \tau)$  — текущее значение показания магнитометра в момент  $t$ ,  $\langle B_T \rangle$  — среднее значение показаний за время  $T$ . Предполагается, что измерения подчиняются гауссовой статистике; при этом достоверными обычно считаются измерения, выполненные за время  $T \geq 20\tau$ . Однако на разных временах измерения чувствительность определяется разными факторами, характеризующимися различными типами статистики, и чувствительность, рассчитанная по формуле (35), не может служить полной характеристикой измерения во всём временному диапазоне. Для представления зависимости чувствительности от времени принято использовать *аллановские диаграммы* [84], описывающие зависимость от времени измерения аллановской девиации  $\sigma_A(\tau)$  или аллановской

вариации  $\sigma_A^2(\tau)$ :

$$\begin{aligned} \sigma_A^2(\tau) &= \frac{1}{2} \langle (B_{i+1}(\tau) - B_i(\tau))^2 \rangle = \\ &= \frac{1}{2(n-1)} \sum_i (B_{i+1}(\tau) - B_i(\tau))^2, \end{aligned} \quad (36)$$

где  $B_i(\tau)$  представляют собой результаты последовательных смежных по времени измерений, выполненных с усреднением за время  $\tau$ . Важно, что в случае нормального распределения результатов аллановская вариация совпадает со стандартной вариацией (35).

Оценку предельной (т.е. ограниченной только принципиальными физическими причинами) вариационной чувствительности можно получить, вычислив минимальную вариацию магнитного поля, которая в принципе может быть зарегистрирована с помощью магнитометра при измерении за время  $\tau$ . Такая вариация может быть выражена как

$$\delta B_{\min} = \frac{1}{\gamma} \frac{N}{(dS(\omega)/d\omega)|_{\Delta\omega=0}} = \frac{k_F}{\gamma} \frac{N\Gamma_{\text{full}}}{S}. \quad (37)$$

Здесь  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\Delta\omega = \omega_0 - \omega$ ,  $\omega_0$  — частота магнитного резонанса,  $k_F (\approx 1)$  — формфактор резонанса,  $\Gamma_{\text{full}}$  — полная ширина линии резонанса (с учётом всех уширяющих факторов),  $N$  — среднеквадратичный уровень шума, полученный в результате усреднения за то же время  $\tau$ ,  $S$  — амплитуда сигнала в максимуме,  $dS/d\omega|_{\Delta\omega=0} = (1/k_F)S/\Gamma_{\text{full}}$  — крутизна сигнала резонанса.

Среди всех возможных типов шумов в схеме оптической накачки и детектирования магнитного резонанса принципиально неустранимыми являются только два типа шумов, имеющих квантовую природу, — дробовой шум света и квантовый шум атомного ансамбля. В стандартных схемах накачки, однако, среднее число детектируемых в единицу времени фотонов  $\langle N_{\text{ph}} \rangle$  существенно превышает число вступающих во взаимодействие со светом атомов  $\langle N_{\text{at}} \rangle$ ; соответственно входящий в (37) шум должен определяться дробовыми флуктуациями детектируемого фотоприёмником света, которые, в свою очередь, подчиняются пуассоновой статистике:

$$P[k = n(t + \tau) - n(t)] = \frac{\exp(-\langle N_{\text{ph}} \rangle \tau) (\langle N_{\text{ph}} \rangle \tau)^k}{k!}, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (38)$$

здесь  $P[k]$  — вероятность попадания на фотоприёмник  $k$  фотонов за интервал времени  $\tau$ ,  $\langle N_{\text{ph}} \rangle$  — среднее число фотонов в единицу времени.

Такая статистика при большом числе падающих на фотодетектор фотонов  $N_{\text{ph}}$  переходит в нормальное распределение, или гауссову статистику с  $\sigma^2 = \langle N_{\text{ph}} \rangle$ , соответствующую белому шуму фототока  $I_{\text{ph}}$ :

$$(\Delta I_{\text{ph}})^2 = 2e\langle I_{\text{ph}} \rangle \Delta f. \quad (39)$$

В этом случае, т.е. при выполнении условия преобладания дробовых шумов фототока над прочими шумами, минимально измеримая за время  $\tau$  вариация поля записывается как

$$\delta B_{\min}^{\text{light}} = \frac{k_F}{\gamma} \frac{\rho_N \Gamma}{S} \sqrt{\Delta f} = \frac{1}{Q} \sqrt{\Delta f} = \frac{1}{Q} \frac{1}{\sqrt{2\pi\tau}}, \quad (40)$$

где  $\rho_N$  — спектральная плотность дробового шума,  $Q = (\gamma/2\pi k)S/(\Gamma_{\text{full}}\rho_N)$  — фактор качества резонанса [85],  $\Delta f$  — полоса частот, соответствующая времени измерения  $\tau$ . Строго говоря, отношение  $\Delta f/\tau$  зависит от аппаратной функции производящего осреднение устройства. Здесь принято  $\tau = 1/2\pi\Delta f$ .

Формула (40) справедлива для большинства схем квантовых оптических магнитометров, в которых число фотонов пробного пучка, взаимодействующих в единицу времени с атомами, невелико по сравнению с общим числом фотонов в пучке и соответственно доминирует световой шум. Однако возможны ситуации, в которых существенным становится *атомный квантовый шум*, являющийся, судя по всему, наиболее принципиальным фактором, ограничивающим чувствительность квантового магнитометрического устройства:

$$\delta B_{\min}^{\text{at}} = \frac{1}{\gamma} \frac{1}{\sqrt{\langle N_{\text{at}} \rangle T_2 \tau}}, \quad (41)$$

где  $T_2$  — время поперечной релаксации,  $\langle N_{\text{at}} \rangle$  — число атомов.

Выражение (41) получено в предположении [17], что измерение фазы прецессии отдельного атома в течение времени  $\tau$  характеризуется неопределенностью 1 рад; оно также может быть выведено из соотношения неопределенности измерения энергии за конечный интервал времени.

Атомный шум может становиться значимым в различных ситуациях, в первую очередь, в плотных средах, где достигается почти 100%-ная эффективность оптического детектирования; кроме того, можно ожидать, что в схемах, с высокой эффективностью детектирующих сигнал люминесценции (вместо наиболее часто применяемого в настоящее время сигнала поглощения света накачки), атомный шум также будет доминировать.

Из (37) следует, что для квантовой метрологии атомные резонансы тем привлекательнее, чем меньшей шириной они обладают. Однако узкий резонанс порождает трудности, связанные с его инерционностью. Для того чтобы найти центр резонанса по максимуму поглощения (как это делается в  $M_z$ -схемах), необходимо ввести модуляцию частоты резонанса, которая не может быть слишком быстрой, так как её частота должна быть согласована с шириной резонанса. Далее, сама скорость изменения населённостей в системе ограничена временем продольной релаксации. Вместе с тем частота прецессии атомной системы может быть изменена магнитным полем сколь угодно быстро и, измеряя её (как это реализовано в схемах  $M_x$ -магнитометров), можно получить безынерционный отклик.

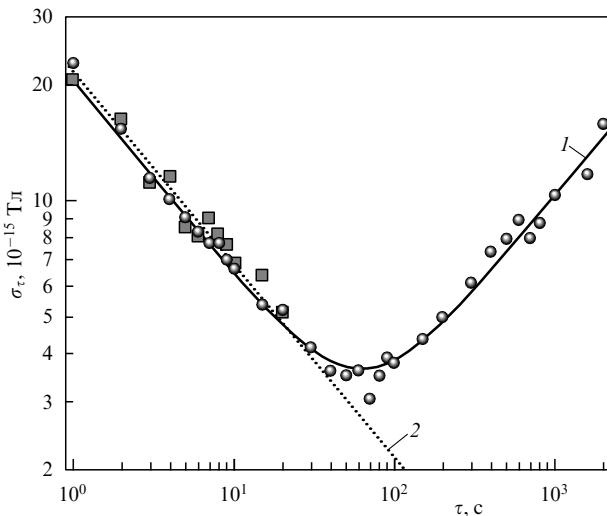
Тем не менее в общем случае существует ещё одно соображение, ограничивающее преимущество использования узких резонансных линий. Оно заключается в том, что быстродействие любого магнитометра ограничено принципиальной неопределенностью измерения частоты содержащего шум гармонического сигнала за данный отрезок времени. Такое выражение для нижнего предела ошибки измерения произвольной величины, содержащей стохастическую добавку, называется соотношением Крамера–Ро (CRLB — Cramer–Rao Lower Bound) [86]. Выражение для нижнего предела точности измерения частоты для сигнала, содержащего аддитивную добавку в виде белого шума, приведено в [87]. Хотя  $M_x$ -схема магнитометра по своему быстродействию не ограничена

шириною линии резонанса, однако это утверждение вполне справедливо лишь до тех пор, пока время измерения не становится существенно меньше обратной ширины линии  $1/\Gamma$  — дальнейшее уменьшение времени измерения приводит не к корневому уменьшению чувствительности с полосой, а к линейному или (в пределе) согласно зависимости  $\delta B \sim T^{3/2}$ . Кроме того, на больших временах измерения, которые характеризуют *точность* и *стабильность* магнитометра, преобладающими становятся (о чём будет сказано далее) разнообразные дрейфы и старения, статистически описываемые зависимостями  $\sigma_A(\tau) \sim \tau^{1/2}$ ,  $\sigma_A(\tau) \sim \tau$  и т.д.

Кроме *вариационной чувствительности* и *быстродействия* устройств измерения магнитного поля, их важнейшей метрологической характеристикой является *абсолютная точность*, или точность, с которой значение индукции измеряемого поля может быть выражено через фундаментальные константы. Так, для калиевого магнитометра предельная абсолютная точность определяется погрешностями величин  $g_J$ ,  $\mu_B$  и  $h$ :  $\Delta g_J/g_J = -1,2 \times 10^{-7}$ ,  $\Delta \mu_B/\mu_B = 8,6 \times 10^{-8}$ ,  $\Delta h/h = 1,6 \times 10^{-7}$  [88]. Следовательно, в типичном магнитном поле Земли (МПЗ) 50 мкТл предельная абсолютная точность калиевого магнитометра в принципе может составить примерно 10 пТл. И именно в калиевом магнитометре систематические погрешности измерения частоты магнитного резонанса могут быть также сведены к величине порядка 10 пТл — таковы характерные величины сдвигов и погрешностей измерения частоты магнитного резонанса в спектре калия, характеризующемся шириной линии магнитного резонанса порядка 1 нТл.

Сравнение аллановских диаграмм разнообразных магнитометрических устройств показывает, что для них, как и для стандартов частоты, характерно наличие времени измерения  $\tau_0$ , на котором характерный для дробовых шумов спад дисперсии  $\sigma_A(\tau) \sim \tau^{-1/2}$  сменяется пологим участком или подъёмом. Такое поведение обусловлено как параметрическими сдвигами самой резонансной линии, так и ошибками измерения её положения. Величины вариаций на участке  $\tau > \tau_0$  определяют точностные характеристики измерения, в частности *долговременную стабильность*, т.е. вариацию ошибки показаний на временах  $10^3 - 10^6$  с.

Здесь следует отметить, что измерение собственных шумовых характеристик магнитометрического устройства сопряжено с серьёзными трудностями: для такого измерения необходимо устранить вклад вариаций магнитного поля на уровне  $10^{-15}$  Тл. Стабилизировать поле или компенсировать его вариации с такой точностью не представляется возможным, по крайней мере, в полях геомагнитного диапазона. В [89] представлены результаты непосредственного измерения чувствительности КМОН на уровне  $10^{-14}$  Тл Гц $^{-1/2}$  в ненулевом магнитном поле. В этом эксперименте влияние вариации градиента магнитного поля было устранено методом реализации двух магнитометров на одной ячейке с парами изотопов атомов рубидия  $^{85}\text{Rb}$  и  $^{87}\text{Rb}$  и измерения разности их показаний. При таком подходе устраивается главная проблема сравнения показаний двух датчиков: в обычных условиях они пространственно разнесены, а потому разность их показаний зависит от флуктуаций неоднородности магнитного поля. В случае кюветы с парами двух веществ датчики пространственно совмещены.



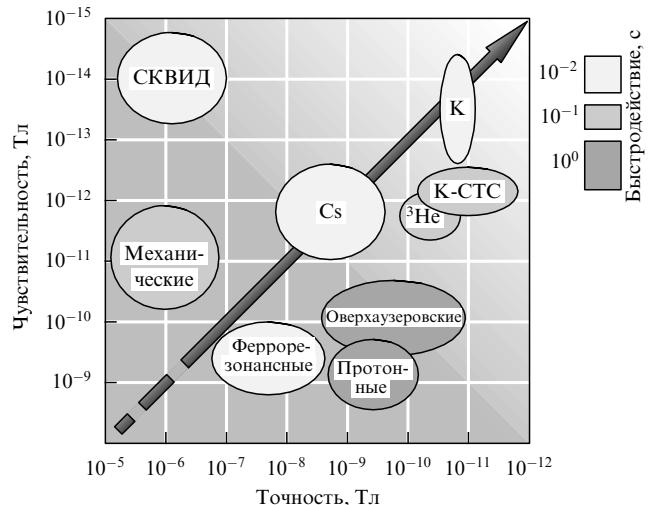
**Рис. 5.** Аллановская вариация (кривая 1) показаний рубидиевого магнитометра ( $^{87}\text{Rb}$ ), вычисленная по экспериментальному измерению разности показаний магнитометров, реализованных в общей ячейке на изотопах рубидия  $^{85}\text{Rb}$  и  $^{87}\text{Rb}$ ; 2 — разрешающая способность канала  $^{87}\text{Rb}$ , вычисленная по фактору качества магнитного резонанса.

На рисунке 5 представлен (в виде аллановской диаграммы) результат такого измерения и приведено его сравнение с оценкой шумов магнитометра, полученной методом измерения фактора качества магнитного резонанса. Видно, что результаты находятся в хорошем согласии, что является дополнительным подтверждением валидности оценки разрешающей способности квантового магнитометра по фактору качества магнитного резонанса.

К числу основных метрологических характеристик устройств измерения магнитного поля также относятся *воспроизведимость показаний*, т.е. вариация показаний от включения к включению, и многочисленные параметрические зависимости, в том числе *ориентационная ошибка*, т.е. зависимость показаний от ориентации датчика магнитометра по отношению к вектору поля. Большинство этих параметров, в свою очередь, определяется такими характеристиками узлов магнитометра, как стабильность спектрального состава света лампы, стабильность температуры ячейки, скорость старения покрытия ячейки и т.д. Понятно, что всю эту совокупность случайных факторов нельзя формализовать так же легко, как предельную чувствительность магнитометра. Тем не менее, как уже говорилось ранее, масштаб порождаемых всеми этими факторами ошибок пропорционален ширине резонанса  $\Gamma$ .

Из всего вышеизложенного следует, что параметры магнитометрического устройства должны оптимизироваться для конкретной задачи. Так, снижение ширины резонанса является приоритетным направлением для приложений, в которых требуются высокие точностные характеристики, но не требуется высокого быстродействия на малых ( $< T_2$ ) временах.

На рисунке 6 показана примерная классификация модульных магнитометрических устройств по основным метрологическим параметрам — кратковременной чувствительности, точности и быстродействию. Стрелкой на диаграмме указано общее направление развития магнитометрических устройств. Следует оговориться,



**Рис. 6.** Классификация магнитометрических устройств по основным метрологическим параметрам.

что данные рис. 6 не претендуют ни на полноту, ни на полную достоверность — дело в том, что непосредственные измерения параметров прецизионных устройств невозможны в ситуациях, когда эти параметры превосходят соответствующие параметры эталонных устройств. Кроме того, некоторые из перечисленных магнитометров измеряют величины, отличающиеся от модуля индукции магнитного поля. В частности, механические и феррорезонансные магнитометры (*fluxgates*) могут измерять модуль поля только посредством измерения трёх компонент вектора магнитной индукции, а СКВИДы измеряют приращение магнитного потока через контур.

Более того, авторы статей в отечественной и зарубежной литературе не придерживаются ни единой процедуры измерения параметров магнитометрических устройств, ни даже единой системы параметров. Так, данные по кратковременной чувствительности СКВИД варьируются от  $10^{-15}$  Тл до  $10^{-12}$  Тл, в то время как данные по их точности практически отсутствуют. Также известно, что СКВИД отличается высокой чувствительностью на больших частотах и при снижении частоты его шум возрастает пропорционально времени измерения, однако это никак не отражено на диаграмме. Площадь, занимаемая на диаграмме цезиевым магнитометром, может быть увеличена в несколько раз, если учсть все разнообразные реализации этого широко распространённого устройства (включая как прецизионные многоячеичные, так и миниатюризованные коммерческие).

Далее, данные о коммерческих магнитометрах, приводимые производителями, нередко очень сильно отличаются в лучшую сторону от результатов независимых тестов, что особенно характерно для небольших западных частных компаний. Таким образом, рис. 6 призван дать лишь самое общее представление о состоянии дел в квантовой магнитометрии.

#### 4.2. Оптимизация фактора качества магнитного $M_x$ -резонанса в условиях оптической накачки

Выражения для зависимости амплитуды сигнала от интенсивности света накачки впервые были приведены Демельтом (Dehmelt) в [90, 91]; на необходимость оптимизации параметра качества по интенсивности

света впервые было указано Блумом (Bloom) [92]. В работе [93] было показано (применительно к  $M_z$ -сигналу квантового дискриминатора частоты), что в случае, когда технические шумы подавлены настолько сильно, что доминирующим является световой дробовой шум, оптимальной является интенсивность света  $I_{\text{opt}}$ , обеспечивающая уширение света в 3–4 раза. Вследствие того, что в стандартной схеме КМОН для накачки и регистрации используется один луч, возникает также необходимость оптимизации угла распространения луча по отношению к направлению магнитного поля, а также угла между вектором переменного магнитного поля (радиополя) и направлением луча накачки. Обе эти задачи были решены для модели двухуровневой системы в работе [92], где было показано, что оптимальный угол  $\theta$  между вектором магнитного поля и направлением луча составляет  $45^\circ$ , причём максимум угловой зависимости сигнала  $S(\theta)$  незначительно варьируется с изменением мощности радиополя (без учёта этого эффекта  $S(\theta) \sim \sim \sin \theta \cos \theta$ ). Переменное магнитное поле  $B_1$  должно быть направлено параллельно лучу накачки — в противном случае нарушается осевая симметрия системы и появляется зависимость сигнала ещё от одного угла. В [92] подчёркивается, что такая конфигурация системы приводит к появлению  $90^\circ$ -ного сдвига между фазами сигнала модуляции света и радиополя и этот сдвиг также должен быть компенсирован с точностью, определяемой шириной резонансной линии и требованиями к точности измерения поля.

Точное решение задачи о  $M_x$ -резонансе в многоуровневой системе в ячейке с парафиновым покрытием достаточно сложно (см., например, [94]). Оно требует учёта зависимости поглощения в ячейке, светового и столкновительного уширения от степени поляризации вещества, которая, в свою очередь, определяется условиями накачки. В рассматриваемом нами случае ячейки с парафиновым покрытием, где "перемешивание" уровней в возбуждённом состоянии пренебрежимо мало, такая задача может быть решена лишь численно. В работе [95], однако, предложена относительно простая модель, способная давать верные количественные предсказания. Модель построена в рамках следующих приближений:

1. Магнитный резонанс описывается уравнениями Блоха [1] для двухуровневой системы.

2. Спин-обменное уширение резонансной линии считается не зависящим от степени поляризации рабочего вещества.

3. Большое, по сравнению со временем пролёта от стенки к стенке, время жизни  $\tau_{\text{fl}}$  атомов в ячейке приводит к полному эффективному усреднению интенсивности света накачки и равномерному распределению населённости каждого уровня по её объёму. По той же причине эффективно осуществляется накачка всех атомов в ячейке монохроматическим излучением, настроенным на центр доплеровской линии поглощения.

4. Ширина спектра накачки считается малой по сравнению с шириной резонансной линии поглощения (лазерная накачка). В случае накачки широким спектром (лампа) такое приближение приводит к количественным расхождениям модели с экспериментом при больших оптических толщинах ( $x \gg 1$ ).

При этом зависимость оптимизированного по амплитуде резонансного поля параметра качества магнитного резонанса от интенсивности накачки в единичной полосе

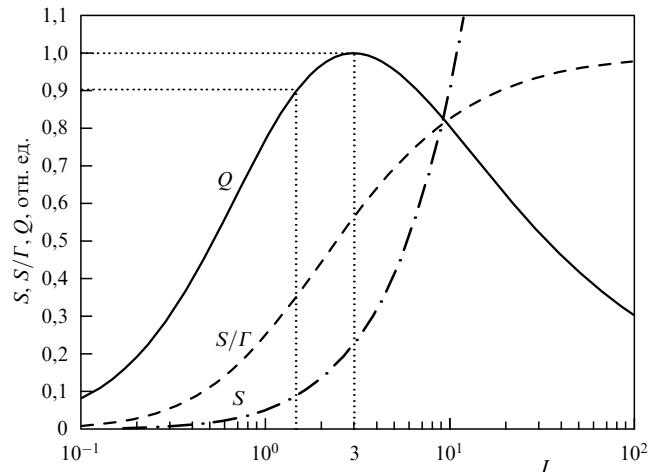


Рис. 7. Зависимость сигнала  $S$ , крутизны  $S/\Gamma$  и фактора качества магнитного резонанса от светового уширения  $I = \Gamma_{\text{light}}/\Gamma_d$ .

частот определяется выражением

$$Q = \gamma K \frac{V^{1/2}}{(\sqrt{2} \sigma_{\text{ex}} \langle v \rangle)^{1/2}} \frac{I^{3/2}}{(1+I)^2} \times \frac{x}{[\exp(x) - 1]^{1/2} [1 + 1/(x)]^{1/2}}, \quad (42)$$

где  $I = \Gamma_{\text{light}}/\Gamma_d$  — безразмерная интенсивность накачки, равная отношению светового уширения к темновой ширине,  $x = \kappa L = k_v n L$  — оптическая толщина ячейки,  $V = (\pi/4)d^2L$  — объём ячейки,  $\alpha = = (\Gamma_{\text{coll}}/\Gamma_0)/x$  — коэффициент, характеризующий свойства ячейки,  $\alpha$  обратно пропорционален диаметру ячейки  $d$  и собственной ширине резонанса  $\Gamma_0$ :  $\alpha = k_\alpha/(d\Gamma_0)$ ;  $K = \sqrt{\psi k_{\text{det}} k_{\text{pump}} k_{\text{read}}}$  — коэффициент, характеризующий эффективность накачки и детектирования  $M_x$ -резонанса,  $k_{\text{pump}}$  — эффективность оптической накачки,  $k_{\text{read}}$  — эффективность "считывания" сигнала атомной поляризации детектирующим светом,  $k_{\text{det}}$  — квантовый выход фотоприёмника.

Зависимости сигнала, крутизны и фактора качества от интенсивности накачки приведены на рис. 7. Как видно из рисунка, фактор качества достигает максимума при  $I_{\text{opt}} = 3$  (что соответствует четырёхкратному световому уширению резонансной линии). Однако с учётом того, что все световые и связанные с ними параметрические сдвиги резонансной линии (а значит, и их вариации) пропорциональны интенсивности накачки, следует на пологом участке этой зависимости выбирать рабочую интенсивность меньшую, чем  $I_{\text{opt}}$ . Так, уменьшение интенсивности в два раза соответствует уменьшению фактора качества менее чем на 10 %.

Интересно, что крутизна сигнала  $S/\Gamma$  при данных  $I$  и  $x$  не зависит непосредственно от ширины резонансной линии, а значит, и от свойств покрытия. Вся зависимость фактора качества от ширины линии определяется вкладом шумового множителя: накачка широкой линии требует увеличения мощности накачки, которое приводит к возрастанию дробовых шумов света.

Выражение (42) можно переписать в виде

$$Q(\alpha, x, D, l, I) = \gamma K Q_1(V) Q_2(I) Q_3(\alpha, x). \quad (43)$$

От оптической толщины ячейки  $x$  в (43) зависит только последний множитель,  $Q_3(x, x)$ . Очевидно, что положение оптимума  $x_{\text{opt}}$  фактора качества по оптической толщине ячейки (и, следовательно, по концентрации паров) определяется исключительно параметром  $\alpha$ . Значение  $x_{\text{opt}}$  может быть аппроксимировано следующей зависимостью:

$$x_{\text{opt}} \approx 1,59 + 1,23 \left(1 + \frac{\alpha}{2}\right)^{-0.91}. \quad (44)$$

Оптимальные значения  $x_{\text{opt}}$  лежат в интервале  $x_{\text{opt}} = 1,59 - 2,82$ .

Существенно, что параметр  $\alpha$  входит в (42) только в виде множителя  $(1 + 1/\alpha x)^{-1/2}$  и при  $\alpha x \gg 1$ , что практически всегда выполняется в ячейках с малой собственной шириной, зависимостью фактора от  $\alpha$ , а следовательно, от свойств покрытия ячейки, можно пренебречь. Этот вывод имеет простое физическое обоснование: фактор качества в первую очередь определяется поглощением в ячейке, что накладывает жёсткие требования на величину оптической толщины ячейки ( $x_{\text{opt}} \geq 1,59$ ) и тем самым на величину спин-обменного уширения. Так, для  $^{39}\text{K}$  при  $T = 300$  К и при накачке  $D_1$ -линией

$$\frac{\Gamma_{\text{coll}}^{\text{opt}}}{2\pi} L > 16,4 \text{ Гц см} \quad (45)$$

и для кюветы диаметром 5 см получаем

$$\frac{\Gamma_{\text{coll}}^{\text{opt}}}{2\pi} = 3,3 \text{ Гц.} \quad (46)$$

Здесь также следует отметить, что большая (по сравнению с полученной в [93]) оптимальная ширина линии  $\Gamma_d$  требует соответственно большего светового уширения  $\Gamma_{\text{light}}$  для достижения той же интенсивности  $I_{\text{opt}}$ . Следовательно, спин-обменное уширение при оптимальной оптической толщине кюветы не позволяет в полной мере использовать преимущества сверхузких линий, реализуемых в ячейках с покрытием.

Выражения (37), (43) позволяют получить оценку максимально достижимой чувствительности  $\delta B_{\min}$  квантового  $M_x$ -датчика: в оптимуме по  $I$ ,  $x$  произведение  $Q_2 \max Q_3 \max = 0,325 \times 0,805 = 0,262$ , следовательно, при оптимальных параметрах накачки

$$Q_{\max} = K'_{\text{opt}} (\psi k_{\text{det}})^{1/2} V^{1/2} [\text{Tл}^{-1} \text{Гц}^{1/2}], \quad (47)$$

где  $K'_{\text{opt}} = 1,84 \times 10^{13} \text{ см}^{-3/2}$  для калия и  $K'_{\text{opt}} = 1,42 \times 10^{12} \text{ см}^{-3/2}$  для цезия. Так, для условий эксперимента, описанного в [15], при диаметре ячейки 15 см и коэффициенте детектирования  $k_{\text{det}} = 0,35$  (здесь в  $k_{\text{det}}$  входит коэффициент заполнения многожильного световода)  $\delta B_{\min} = 1,6 \times 10^{-15} \text{ Тл Гц}^{-1/2}$ , что подтверждается результатами измерений в [15].

Физический смысл входящих в (43) коэффициентов станет ясен, если мы выразим  $Q_1$  через число атомов в ячейке:

$$Q_1(V) = \left(\frac{N_{\text{at}}}{\Gamma_{\text{coll}}}\right)^{1/2}. \quad (48)$$

Из (48) следует, что фактор качества  $Q$  пропорционален корню из числа атомов в ячейке. До сих пор мы полагали, что фактором, ограничивающим чувствительность квантового дискриминатора с оптической накачкой, является

дробовой шум фототока. Из (41) вытекает, что входящий в (48) коэффициент  $Q_1$  с точностью до множителя  $\sqrt{2\pi}$  равен ограниченному атомными шумами фактору качества  $Q_{\max}^{\text{at}}$ , следовательно,

$$Q(\alpha, x, d, l, I) = \sqrt{2\pi} K Q_2(I) Q_3(\alpha, l, x) Q_{\max}^{\text{at}}, \quad (49)$$

или при оптимальных параметрах  $I$ ,  $x$

$$Q_{\max} \approx \frac{2}{3} K Q_{\max}^{\text{at}}. \quad (50)$$

Таким образом, предельный фактор качества определяется квантовым атомным шумом и эффективностью оптической накачки/детектирования резонанса. Для калиевого дискриминатора  $Q_{\max}/Q_{\max}^{\text{at}} \approx 0,025$ , т.е. световой шум на полтора порядка превосходит квантовый атомный шум — вследствие того, что число фотонов, взаимодействующих в единицу времени с атомами пробного пучка, невелико по сравнению с общим числом фотонов в пучке.

В разделе 4.1 отмечалось, что существует ещё одно соображение, ограничивающее преимущество использования узких резонансных линий: быстродействие любого квантового магнитометра оказывается лимитированным принципиальной неопределенностью, описываемой соотношением Крамера–Рао [86].

Выражение для нижнего предела точности измерения частоты для сигнала, содержащего аддитивную добавку в виде белого шума, приведено в [87]. В пересчёте к шкале магнитного поля  $B$  такую неопределенность можно выразить как

$$\delta B_{\min}^{\text{meas}} = \frac{1}{\gamma} \frac{\sqrt{3}}{\pi} \frac{\rho_N}{S} \frac{1}{\tau^{3/2}}. \quad (51)$$

Физически зависимость  $\delta B \sim \tau^{-3/2}$  (51) можно пояснить следующим образом: как известно, спектр отрезка синусоиды длительностью  $\tau$  представляет собой колокообразную функцию с контуром, характеризующимся шириной порядка  $1/\tau$ . Если к этому спектру добавлен белый шум, то погрешность определения центра контура пропорциональна ширине контура  $1/\tau$ , умноженной на отношение шум/сигнал в полосе частот порядка  $1/\tau$ , которое, в свою очередь, пропорционально  $\tau^{-1/2}$ .

Для удобства сравнения перепишем (40) в виде

$$\delta B_{\min}^{\text{light}} = \frac{1}{\gamma} \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \frac{\rho_N}{S} \frac{1}{T_2 \sqrt{\tau}}. \quad (52)$$

При времени измерения  $\tau \gg T_2$  предельная чувствительность магнитометра определяется формулой (52) и подчиняется корневой зависимости от времени измерения, а при  $\tau \ll T_2$  предельная чувствительность магнитометра уменьшается с уменьшением времени измерения как  $\tau^{-3/2}$  согласно (51).

Важно понимать, что предел Крамера–Рао носит принципиальный характер и он не может быть преодолён ни в каких схемах, в том числе в тех, которые не содержат схем измерения частоты в явном виде. Примером такой схемы, в частности, служит схема стабилизатора магнитного поля, в которой выходная частота магнитометра сравнивается с заданной частотой и их разность непосредственно (т.е. минуя процесс измерения) преобразуется в ток катушки стабилизатора.

На временах порядка нескольких десятков секунд и более в показания дискриминатора начинают давать

существенный вклад разнообразные медленные дрейфы (обычно описываемые зависимостями  $\sim 1/f$ ,  $\sim 1/f^{1/2}$  и т.д.). Обсуждение этих эффектов выходит за рамки настоящего обзора, здесь мы лишь отметим важную особенность, присущую квантовым дискриминаторам: их дрейфы на больших временах не могут быть сколь угодно велики — по порядку величины они ограничены шириной резонансной линии. Таким образом, сужение резонансной линии является основным направлением в задачах, требующих увеличения точности измерений на больших временах; в зависимости от задачи должен делаться выбор в пользу или чувствительности, или точности измерений.

#### 4.3. Основные разновидности квантовых магнитометрических устройств

**4.3.1. Самогенерирующий цезиевый магнитометр.** История создания самогенерирующего  $M_x$ -магнитометра начинается с работ Демельта (H. Dehmelt) [90, 91] 1957 года, в которых впервые было предложено использовать поперечный луч света для детектирования магнитного резонанса и показано, что сигнал поглощения света можно использовать для создания самогенерирующих систем. Экспериментально идея Демельта была проверена в том же году Беллом и Блюном [96]. Рабочим веществом в первых самогенерирующих магнитометрах являлся рубидий, который впоследствии из области практических применений в значительной мере был вытеснен цезием.

Самогенерирующий магнитометр на парах цезия в настоящее время, наверное, является самым простым и распространённым устройством из всех квантовых магнитометров — несмотря на то, что цезий обладает самой сложной структурой магнитных подуровней в основном состоянии. Основное состояние  $^{133}\text{Cs}$  состоит из двух сверхтонких уровней с полными угловыми моментами  $F = 3$  и  $F = 4$ , которые в магнитном поле расщепляются соответственно на 7 и 9 подуровней. Частоты магнитного резонанса между смежными магнитными подуровнями одного сверхтонкого уровня в среднем МПЗ различаются для цезия примерно всего на 7 Гц. Поэтому множество резонансов фактически сливаются в один общий несимметричный резонанс шириной около 50 Гц, что в шкале магнитного поля соответствует приблизительно 15 нТл (рис. 8).

Магнитометр работает по схеме молекулярного генератора частоты с усилителем в петле обратной связи. Свет цезиевой лампы осуществляет накачку под углом  $45^\circ \pm 15^\circ$  к направлению измеряемого магнитного поля паров цезия в кювете с парафиновым покрытием

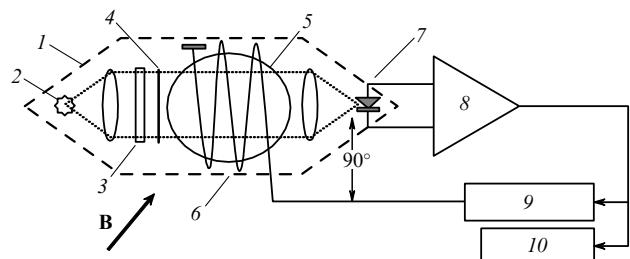


Рис. 9. Блок-схема самогенерирующего цезиевого магнитометра: 1 — датчик, 2 — спектральная лампа с парами Cs, 3 — D<sub>1</sub>-фильтр, 4 — круговой поляризатор, 5 — ячейка с парами щелочного металла, 6 — катушка резонансного радиополя, 7 — фотоприёмник, 8 — усилитель фототока, 9 — фазовращатель, 10 — частотометр.

(рис. 9). Этот свет также выполняет функцию регистрации резонанса. Усиленный сигнал с выхода фотодетектора направляется в катушку радиополя. Шумовые компоненты фотосигнала вызывают "затравочный" сигнал на ларморовской частоте прецессии во внешнем магнитном поле. Этот сигнал дополнительно усиливается, сдвигается по фазе и снова подаётся через петлю обратной связи на кювету. В результате возникает самогенерация на частоте совокупного резонанса в состоянии  $F = 4$  (устройства, реализованные по такой схеме, называют также спиновыми генераторами). Частота генерации приблизительно пропорциональна напряжённости внешнего магнитного поля с коэффициентом пропорциональности около 3,5 Гц нТл<sup>-1</sup>. Поскольку давление паров цезия при комнатной температуре близко к оптимальному, магнитометр может функционировать без системы терmostабилизации кюветы. С целью упрощения оптической схемы накачка может проводиться без фильтрации света — смесью света двух резонансных линий.

Поскольку вклад различных парциальных резонансов сильно зависит от множества факторов: от интенсивности света и радиополя, направления света накачки относительно направления постоянного поля, плотности паров цезия и т.д. — всё это вносит неопределённость в положение максимума резонанса как функции от напряжённости измеряемого поля. В результате точность цезиевого магнитометра, как правило, не превышает нескольких нанотесл, причём это проявляется как в невоспроизводимости показаний от включения к включению, так и в медленных дрейфах показаний даже в идеально стабилизированном поле.

На практике особенно неприятными для задач магнитной разведки являются так называемые ориентационные сдвиги частоты магнитометра при изменении угла между его оптической осью и вектором магнитного поля. Вместе с тем, если магнитометр закреплён в пространстве, то при коротком времени наблюдения,  $\tau = 10 - 100$  с, удается реализовать разрешающую способность порядка 1 нТл Гц<sup>-1/2</sup> — на таких интервалах  $\tau$  шумы Cs-магнитометра определяются дробовыми шумами фототока. С возрастанием  $\tau$  начинают сказываться параметрические сдвиги частоты магнитометра; для снижения их медленных дрейфов прибегают к тщательной стабилизации интенсивности света накачки, температуры рабочего объёма, уровня радиочастотного поля.

Для борьбы с ориентационными сдвигами и с дрейфами применяют специальные приёмы симметризации

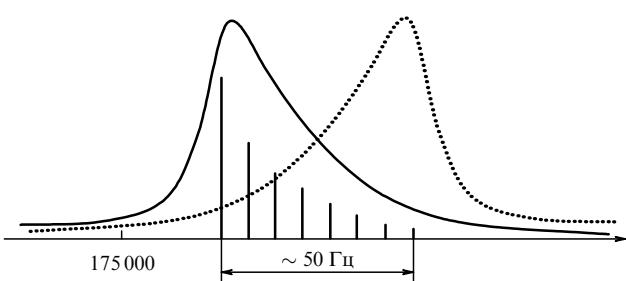


Рис. 8. Схема, поясняющая возникновение асимметрии линии магнитного резонанса Cs в магнитном поле Земли.

резонанса. Для этого используют конфигурацию, идея которой была предложена в 1961 г. Блумом [92] применительно к рубидиевому магнитометру: блок из двух кювет, накачиваемых в противоположных направлениях с суммированием двух выходных сигналов. Это приводит к эффективному наложению двух асимметричных контуров (см. рис. 8) с образованием широкого и почти симметричного контура. Посредством такого усложнения конструкции удается снизить погрешности примерно в десять раз, чего, однако, далеко недостаточно для многих приложений.

В последующие десятилетия были затрачены значительные усилия для того, чтобы снизить систематические ошибки цезиевого магнитометра [97–101]; среди отечественных работ следует отметить работы А.Н. Козлова с коллегами (Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН)) [102]. В попытках снизить ориентационные ошибки были созданы магнитометры на шести и более ячейках; однако, как указано в [103], такой метод не позволяет полностью решить проблему, поскольку полной компенсации сдвига препятствуют вариации разности парциальных давлений в ячейках, условий накачки и т.п. Дополнительные ошибки создаются даже небольшими градиентами поля вокруг многоячеекного магнитометра. В 1960-е годы в США также предпринимались попытки использовать на подвижных носителях магнитометры с активной системой ориентации в пространстве. Такие устройства (при существенно более высокой стоимости и сложности конструкции) показали лучшие параметры, чем многоячеечные, хотя им в полной мере присущи ошибки, связанные с параметрическими сдвигами при работе с широкой асимметричной линией резонанса.

Очередным шагом на пути к повышению абсолютной точности цезиевого магнитометра стала разработка датчика с ячейкой, разделённой на две зоны, на которые воздействуют лучи с левой и правой циркулярной накачкой [104]. В такой конфигурации ориентационные сдвиги могут быть снижены до нескольких десятых долей нанотеслы, но не менее, поскольку, даже будучи симметричной, резонансная линия характеризуется большой шириной.

Тем не менее цезиевый магнитометр продолжает оставаться самым простым, надёжным и широко распространённым устройством среди квантовых магнитометров, и область его применения постоянно расширяется. Это связано, в том числе, с появлением доступных источников лазерной накачки для Cs. Пример — кардиорадиометр на Cs- $M_x$ -датчиках с лазерной накачкой, разработанный группой А. Вайса (A. Weis) в Университете Фрибурга (Швейцария), демонстрирующий при размерах ячейки 20 × 20 мм чувствительность на уровне 100 фТл Гц<sup>-1/2</sup> [105].

Цезиевые магнитометры находят широкое применение в градиентометрических схемах, как стационарных, так и размещаемых на подвижных наземных и воздушных носителях [106].

Следует отметить, что недостаток цезиевого магнитометра, связанный с асимметрией резонансной линии, практически не проявляется в магнитных полях, не превышающих 10 % от земного поля (< 5 мкТл), в которых уширение резонансной линии цезия, связанное с квадратичным зеемановским расщеплением, пренебре-

жимо мало. Так, в недавней публикации [107] той же группы авторов (Вайс и др.) описан несамогенерирующий цезиевый магнитометр с лазерной накачкой, демонстрирующий чувствительность на уровне 15 фТл Гц<sup>-1/2</sup> в поле 2 мкТл.

**4.3.2. Магнитометр на переходе в сверхтонкой структуре (СТС-магнитометр).** Принципиальное отличие СТС-магнитометра от описанного в разделе 4.3.1  $M_x$ -магнитометра (схема которого использует резонанс когерентности между парой магнитных подуровней, относящихся к одному сверхтонкому уровню) заключается в следующем: 1) возбуждение магнитного резонанса в СТС-магнитометре происходит между магнитными подуровнями, относящимися к разным сверхтонким уровням; 2) детектируется изменение продольной компоненты намагниченности.

Квантовый магнитометр с оптической накачкой, основанный на СВЧ-резонансе в сверхтонкой структуре (СТС) основного состояния атома щелочного металла (СТС-магнитометр), был предложен в 1970-х годах [108–111]. На первый взгляд, идея измерения магнитного поля по зависимости частоты перехода  $F, m_F \leftrightarrow F+1, m_{F+1}$  от магнитного поля выглядит странно, поскольку эта частота содержит не зависящее от поля очень большое слагаемое, равное сверхтонкому расщеплению. Однако при этом имеется и целый ряд преимуществ перед традиционной схемой КМОН, как технического, так и принципиального толка.

Во-первых, благодаря тому, что  $g$ -факторы нижнего и верхнего сверхтонких уровней основного состояния щелочных металлов имеют противоположные знаки, зеемановская структура большинства СТС-переходов оказывается разрешённой уже в сверхслабых полях порядка 10<sup>-7</sup> Тл; этим обусловлена принципиальная способность СТС-магнитометра работать в диапазоне магнитных полей порядка 10<sup>-7</sup>–10<sup>-3</sup> Тл.

Во-вторых, в случае СТС-магнитометра может быть применена спектрально-селективная, а не поляризационная накачка. Это позволяет использовать для накачки неполяризованное излучение обеих резонансных D<sub>1</sub>- и D<sub>2</sub>-линий, что упрощает и удешевляет оптическую часть магнитометра. Важно, что свет накачки при этом может быть произвольно направленным относительно магнитного поля. Это обстоятельство делает возможным реализовать магнитометр без "мёртвых зон". Дело в том, что при эффективной изотропности накачки "мёртвые зоны" могут возникать только за счёт векторного характера воздействия СВЧ-поля на атомную систему. Но благодаря тому, что длина волн СВЧ-перехода для Cs и Rb лежит в сантиметровом диапазоне (а для K — в дециметровом), формированием соответствующей конфигурации СВЧ-поля в ячейке можно добиться того, что СТС-магнитометр не будет иметь мёртвых зон, т.е. будет сохранять функциональность при любых углах между осью оптической накачки и направлением вектора магнитного поля.

В-третьих, систематические ошибки такого магнитометра могут быть подавлены до уровня ~ 1 пТл; это возможно, если осуществить так называемую балансную модификацию магнитометра, измеряющую частоты переходов между двумя симметричными парами магнитных уровней (например,  $|F=2, m_F=-2\rangle \leftrightarrow |F=1, m_F=-1\rangle$  и  $|F=2, m_F=2\rangle \leftrightarrow |F=1, m_F=1\rangle$ )

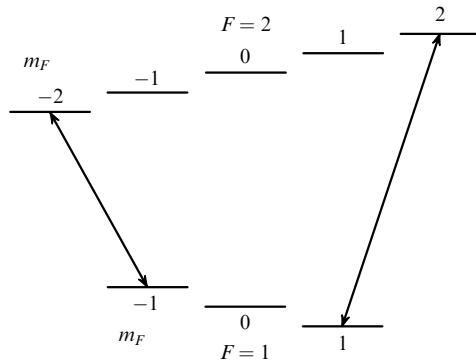


Рис. 10. Схема уровней, используемых в балансном СТС-магнитометре (расстояния даны не в масштабе).

(рис. 10). Конечную информацию о напряжённости магнитного поля в такой схеме несёт разность частот двух СТС-переходов. При оптической накачке неполяризованным светом эта разность практически полностью свободна от световых сдвигов, поскольку все магнитные подуровни данного сверхтонкого уровня в этом случае приобретают одинаковый световой сдвиг (как, впрочем, и "столкновительный" сдвиг, столь критичный для стандартов частоты с газовыми кюветами). Заметим, что эта разность частот имеет вид  $f_{\text{HFS}}(B) = 6\gamma B$ , где  $\gamma$  — гиromагнитное отношение. То есть чувствительность такого балансного магнитометра оказывается в шесть раз большей по сравнению с чувствительностью магнитометра, использующего переход между смежными магнитными подуровнями в пределах заданного сверхтонкого уровня. При этом зависимость выходной частоты от поля не содержит квадратичного члена, т.е. практически оказывается линейной, поскольку члены зависимости  $f_{\text{HFS}}(B)$ , начиная с кубического, являются пренебрежимо малыми.

Разумеется, СТС-магнитометру, по сравнению с традиционными КМОН, присущи также и некоторые недостатки. Во-первых, СТС-магнитометр основан на регистрации резонансов в населённостях магнитных подуровней ( $M_z$ -резонансов); соответственно он проигрывает  $M_x$ -магнитометрам в быстродействии. Во-вторых, необходимость работы в СВЧ-диапазоне, а также одновременного измерения двух частот переходов приводит к существенному усложнению электронной части устройства. Полностью преодолеть последний недостаток удалось совсем недавно с использованием современных методов частотного синтеза. Так, в работе [112] представлена полностью симметричная балансная магнитометрическая схема на однофотонных СТС-переходах в основном состоянии  $^{87}\text{Rb}$ , характеризующаяся кратковременной чувствительностью 6,0 пТл (среднеквадратичная ошибка (с.к.о.)) за 0,1 с. Как и ожидалось, чувствительность оказалась ограниченной шумами СВЧ-тракта; было продемонстрировано отсутствие "мёртвых зон".

**4.3.3. Ядерный гелиевый магнитометр.** Принцип работы магнитометра, использующего ориентацию ядерного спина изотопа  $^3\text{He}$ ,ложен в разделе 2.4.4. Атомы  $^3\text{He}$  слабым разрядом переводятся в метастабильное триплетное состояние  $2^3\text{S}_1$ , в котором они подвергаются оптической накачке с использованием линий резонансного триплета  $2^3\text{S}_1 \Rightarrow 2^3\text{P}_{0,1,2}$  (рис. 2а). Накачка мета-

стабильных атомов гелия всегда происходит в условиях буферного газа, роль которого играют атомы гелия в основном состоянии. При этом различные составляющие триплета реализуют накачку в противоположные стороны и при равенстве их интенсивностей накачка становится невозможной (как и в случае накачки щелочных атомов обеими линиями резонансного дублета с одинаковой интенсивностью). На самом деле интенсивности этих линий всегда отличаются друг от друга, поэтому ориентация гелия происходит достаточно эффективно. Для повышения эффективности накачки может использоваться лампа с разрядом в парах  $^4\text{He}$ , которая благодаря изотопическому сдвигу возбуждает преимущественно линию  $D_0$  ( $2^3\text{S}_1 - 2^3\text{P}_0$ ) изотопа  $^3\text{He}$  (рис. 2а). Резкое увеличение степени ориентации в гелии достигается при лазерной накачке излучением, резонансным с  $D_0$ -линией.

Столкновение метастабильного атома гелия с атомом гелия в основном состоянии сопровождается ядерной поляризацией гелия, степень которой может достигать 50 %. Эффективности процесса способствует то, что релаксация ядер намагниченного гелия происходит крайне медленно, поскольку гелий почти не адсорбируется на стенах кюветы. (В зависимости от типа стекла кюветы время релаксации ядерного спина может составлять от нескольких десятков минут до десяти часов. Эта неопределенность была устранена после того, как эмпирически было обнаружено, что монослой цезия на поверхности любого стекла препятствует релаксации гелия, переводя масштаб её времён в область суток. Практически в этих условиях время релаксации ограничивается неоднородностью магнитного поля.) Факт поляризации гелия устанавливается по поглощению света накачки метастабильными атомами гелия.

Взаимодействие с метастабильными атомами является источником релаксации для ориентированных ядер. Поэтому, для того чтобы реализовать полный ресурс жизни намагниченных ядер гелия, необходимо после достижения максимальной поляризации разорвать связь ядер гелия с метастабильными атомами, т.е. выключить слабый разряд, генерирующий метастабильные атомы гелия. При этом одновременно теряется оптический канал слежения за ядерной намагниченностью. Однако поскольку такая намагниченность весьма велика, то контроль может быть проведён по прямым проявлениям намагниченности, например по сигналу индукции от прецессирующих ядер гелия.

Ядерный гелиевый магнитометр не получил широкого применения, во-первых, из-за низкого быстродействия, во-вторых, из-за больших веса и габаритов — для съёма сигнала требуются многокилограммовые индукционные катушки, в-третьих, из-за большой чувствительности детектирующих катушек к радиочастотным помехам. Кроме того, вследствие низкой частоты ядерной прецессии магнитометр оказался крайне чувствительным к гирокосмическим ошибкам (типичная гирокосмическая ошибка равна угловой частоте вращения, делённой на гиromагнитное отношение  $\gamma$  [113]). Гиromагнитное отношение для ядер  $\gamma/2\pi = 0,032435 \text{ Гц нТл}^{-1}$ , так что вращение с частотой  $(2\pi \times 1/120) \text{ рад с}^{-1}$  приводит к появлению сдвига 0,25 нТл.

К достоинствам ядерного гелиевого магнитометра относится практически бесконечно узкая линия и способность после завершения цикла накачки работать

автономно в невозмущённых условиях почти целые сутки.

В определённых условиях можно создать индуктивную обратную связь между катушками и атомным ансамблем, которая приведёт к возникновению стационарной генерации на ларморовской частоте. Магнитометр, основанный на этом принципе, называется гелиевым зеемановским мазером [114–116].

Наиболее интенсивно разработка ядерного гелиевого магнитометра идёт во Франции (Laboratoire CIRIL–ISMRA, Caen). В работе [117] описывается магнитометр с накачкой полупроводниковым лазером. При мощности накачки 5 мВт и давлении гелия 3,5 торр равновесное значение ориентации устанавливается примерно через 10 мин и составляет 13 %. После завершения накачки ядерная намагниченность разворачивается поперёк магнитного поля посредством  $\pi/2$ -импульса резонансного радиополя. Сигнал индукции детектируется катушками по 2200 витков в каждой; амплитуда сигнала составляет несколько микровольт. Для уменьшения влияния катушек на атомный ансамбль используется усилитель с большим входным сопротивлением ( $10^{12}$  Ом). Результатом такой слабой связи с катушками является затухание сигнала на интервале в 200 мин; при выключении связи с катушками время релаксации составляет примерно 24 ч. Чувствительность магнитометра оценивается в 50 пТл в полосе 70 Гц. В статье также приводятся данные по гироскопической чувствительности: 0,5 оборота в минуту.

Кроме  $^3\text{He}$ , в конструкциях ядерных магнитометров с оптической накачкой использовались также изотопы ртути  $^{199}\text{Hg}$  и  $^{201}\text{Hg}$  [118].

**4.3.4. Магнитометр на  $^4\text{He}$  с оптической накачкой.** Оптическая накачка атомов  $^4\text{He}$  в метастабильном  $2^3\text{S}_1$ -состоянии впервые была описана [119] в 1960 г.; с этого времени началась разработка магнитометров на атомах  $^4\text{He}$  [120–122]. Принцип действия таких магнитометров включает в себя возбуждение атомов до метастабильного состояния, прямую оптическую накачку (поляризацию)  $2^3\text{S}_1$ -метастабильных атомов гелия, возбуждение  $M_z$ -резонанса и оптическое детектирование  $M_z$ -сигнала. Резонанс в зеемановской структуре метастабильного состояния вызывается либо наложением резонансного переменного магнитного поля, либо (при лазерной накачке гелия) амплитудной или частотной модуляцией лазерного излучения (параметрический резонанс).

Несомненное преимущество магнитометра на  $^4\text{He}$  — отсутствие необходимости термостатирования датчика и соответственно немедленная готовность прибора к работе после включения. Относительно большая ширина линии магнитного резонанса ( $\approx 1000$  Гц) позволяет реализовать в простой  $M_z$ -схеме достаточно высокое быстродействие (впрочем, в лабораторных условиях неоднократно демонстрировались и  $M_x$ -схемы, в том числе, при параметрическом возбуждении резонанса за счёт амплитудной или частотной модуляции лазера накачки). Дополнительным достоинством гелиевых магнитометров является линейность зависимости частоты резонанса от магнитного поля.

Большая ширина линии резонанса имеет, разумеется, и обратную сторону в виде заметных систематических ошибок, связанных, прежде всего, со световыми сдвигами. Этот недостаток удалось в значительной степени преодолеть с помощью техники импульсной накачки

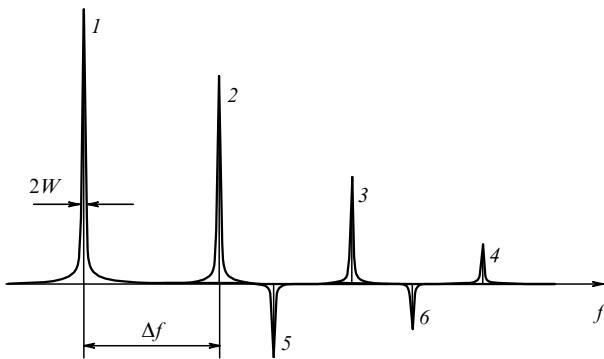
[123]. Кроме того, световые сдвиги могут быть полностью устранены (по крайней мере, теоретически) в схеме с оптическим выстраиванием гелия при лазерной накачке перехода  $2^3\text{S}_1 - 2^3\text{P}_0$ .

В наиболее современной модификации гелиевого магнитометра [124], использующей лазерную накачку перехода  $2^3\text{S}_1 - 2^3\text{P}_0$ , частотную модуляцию лазерного излучения и оптическое детектирование сигнала, достигнута чувствительность порядка  $1-4$  пТл Гц $^{-1/2}$ . Эта величина существенно (на три порядка) отличается от предсказанной теоретически в работе [125] чувствительности  $4$  фТл Гц $^{-1/2}$ ; причину такого расхождения создатели этого устройства (Laboratoire CIRIL–ISMRA) видят прежде всего в избыточных шумах лазера накачки. Эта проблема является общей для магнитометров с лазерной накачкой; помимо собственных шумов лазера, разрушающее влияние на сигнал оказывают шумы, привносимые оптоволокном вследствие случайной модуляции поляризации лазерного излучения и особенно существенные для  $M_z$ -сигнала.

Для расширения углового диапазона работы магнитометра в [124] использованы две ячейки, через которые проходит свет от одного лазера (но с перпендикулярными линейными поляризациями), который потом собирается на один фотоприёмник. Такая конструкция позволяет ликвидировать "мёртвые зоны" без существенного усложнения конструкции, так как используется один источник накачки, один усилитель фототока и одна петля фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ).

**4.3.5. Щелочно-гелиевый магнитометр.** Щелочно-гелиевый магнитометр основан на эффекте передачи спиновой поляризации при атомных столкновениях частиц в условиях щелочно-гелиевой газоразрядной плазмы. Основную роль в его разработке и создании сыграла группа Р.А. Житникова (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН (ФТИ)). В [126] была экспериментально продемонстрирована и исследована зависимость вероятности пенningовской ионизации при столкновении атомов щелочного металла и метастабильных атомов гелия от взаимной ориентации электронных спиновых моментов партнёров; обнаружено влияние спиновой ориентации атомов в щелочно-гелиевой плазме на её электропроводность. Подробные исследования процессов передачи спиновой ориентации от оптически ориентированных атомов щелочного металла продуктам щелочно-гелиевой плазмы —  $2^3\text{S}_1$ -метастабильным атомам гелия и свободным электронам — были проведены в [45, 127]. Возможность ориентации спиновых моментов  $2^3\text{S}_1$ -атомов гелия в отсутствие прямой оптической накачки резонансным гелиевым светом позволяет устранить большие световые сдвиги частоты магнитного резонанса, возбуждаемого в системе зеемановских подуровней  $2^3\text{S}_1$ -состояния атомов Не, что является существенным достижением.

В работах [128, 129] был предложен новый тип квантового устройства — гелиевый магнитометр с оптической ориентацией атомов щелочного металла (*щелочно-гелиевый магнитометр*). В настоящее время поляризация  $2^3\text{S}_1$ -атомов гелия посредством передачи спиновой ориентации от оптически ориентированных атомов щелочного металла и реализация таких устройств осуществлены в условиях Cs–Не-, Rb–Не-, K–Не-газоразрядной плазмы [130–132]. При испыта-



**Рис. 11.** Спектр магнитного резонанса изотопа калия ( $^{39}\text{K}$ ,  $^{41}\text{K}$ ) в земном поле ( $B \approx 50$  мкТл,  $f \approx 350$  кГц).  $2W \approx 1$  Гц — полная ширина линии резонанса,  $\Delta f$  — расщепление линий магнитного резонанса (в земном поле  $\Delta f \approx 0,5$  кГц для  $^{39}\text{K}$  и  $\Delta f \approx 1$  кГц для  $^{41}\text{K}$ ). Спектральные линии 1–4 — переходы внутри зеемановской структуры уровня  $F = 2$ : 1 —  $m_F = -2 \leftrightarrow m_F = -1$ , 2 —  $m_F = -1 \leftrightarrow m_F = 0$ , 3 —  $m_F = 0 \leftrightarrow m_F = 1$ , 4 —  $m_F = 1 \leftrightarrow m_F = 1$ ; линии 5, 6 — переходы внутри зеемановской структуры уровня  $F = 1$ : 5 —  $m_F = -2 \leftrightarrow m_F = 0$ , 6 —  $m_F = 0 \leftrightarrow m_F = 1$ .

ниях щелочно-гелиевого магнитометра было показано [133, 134], что при изменении параметров накачки на 20–50 % сдвиг его показаний не превышает 0,01 нТл; систематическая составляющая погрешности не превышает 0,15 нТл во всём диапазоне МПЗ, случайная погрешность — 0,02 нТл с.о.; разрешение (цифровое) составляет 0,01 нТл. Высокая точность и малая ориентационная зависимость показаний делают щелочно-гелиевый магнитометр одним из наиболее перспективных устройств, предназначенных для измерения геомагнитного поля и его вариаций.

**4.3.6. Калиевый магнитометр на изолированной узкой линии.** В отличие от цезия и прочих щелочных металлов, калий в магнитном поле Земли имеет почти полностью разрешённую систему магнитных резонансов в основном состоянии, что позволяет выделить одну изолированную линию и игнорировать (в значительной степени) прочие линии спектра (рис. 11). Положение вершины такой линии уже практически не зависит от условий накачки — во всяком случае, величина этой зависимости измеряется несколькими пикоеслами, а не наноеслами, как в случае слитной линии цезия. Этот фактор определяет привлекательность использования калия в прецизионной метрологии магнитных полей. Хотя первые попытки использования калия в схеме КМОН были предприняты ещё в 1960-х годах [135], они не увенчались успехом из-за сложности работы со структурой, содержащей несколько резонансных линий. Впервые магнитометр на изолированной узкой линии калия в  $M_z$ -модификации был создан в Научно-производственном объединении "Геофизика" [136], а в его наиболее перспективной  $M_x$ -модификации — в Государственном оптическом институте им. С.И. Вавилова [20, 21]; сейчас эти работы продолжаются в ФТИ.

Рассмотрим факторы, определяющие точность и чувствительность калиевого магнитометра. Каждый отдельный резонанс в зеемановском спектре К в той или иной степени подвержен влиянию соседних резонансов. Степень изолированности выделенного резонанса определяется соотношением ширины индивидуальной линии

и расстояния до ближайшей соседней линии. Если используются сигналы  $M_x$ -типа, то влияние крыла соседнего резонанса на частоту выделенного резонанса характеризуется величиной  $\Delta\omega \approx \alpha\Gamma(\Delta/\Delta)$ , где  $\alpha < 1$  — относительная величина соседнего резонанса,  $\Gamma$  — ширина соседнего резонанса,  $\Delta$  — расстояние до ближайшей соседней линии. Это выражение справедливо тогда, когда  $\Delta \gg \Gamma$ . Однако если используется сигнал  $M_z$ -типа, то влияние соседнего резонанса оказывается намного меньшим, пропорциональным  $(\Gamma/\Delta)^2$ .

В среднем МПЗ расстояние  $\Delta$  для изотопа калия  $^{39}\text{K}$  составляет порядка 0,5 кГц, а для  $^{41}\text{K}$  — около 1 кГц. При ширине резонанса 1 Гц сдвиг частоты ведущего резонанса под влиянием соседнего оказывается менее 1/500 Гц для  $^{39}\text{K}$ . Этому соответствует максимальная ошибка измерения магнитного поля порядка 0,3 пТл, которая на четыре порядка меньше, чем систематическая ошибка цезиевого магнитометра. И хотя на практике могут преобладать ошибки другого происхождения, предельная точность магнитометра на изолированной линии оказывается намного более высокой, чем в случае неразрешённой линии, реализуемой в цезиевых магнитометрах.

При ширине линии резонанса порядка одного или нескольких герц использование его в схеме  $M_z$ -магнитометра приведёт к существенной потере быстродействия (что, впрочем, может быть преодолено в схеме так называемого *тандема*, о котором речь пойдёт в разделе 4.3.7). Естественными объектами применения узкой изолированной линии являются  $M_x$ -магнитометры, быстродействие которых не ограничено шириной линии. Однако реализация самогенерирующего  $M_x$ -магнитометра на атомах калия осложнилась из-за проблемы предотвращения многочастотной генерации на совокупности линий спектра магнитного резонанса. Впервые попытка получить генерацию на одной изолированной линии калия и использовать её для измерения магнитного поля была предпринята в работе J. Mosnier [135] (более подробное, чем в оригинальной статье, описание эксперимента содержится в [104]). Попытка не дала ожидаемых результатов, поскольку авторы работы [135] старались добиться одночастотной генерации снижением амплитуды радиополя и в результате получили сигнал, малоразличимый на фоне шумов.

В лаборатории Е.Б. Александрова калиевый  $M_x$ -магнитометр на узкой линии был реализован как в самогенерирующем, так и в несамогенерирующем вариантах [13–15, 20, 21]. Самогенерация на изолированной линии  $|F = 2, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 2\rangle$  была осуществлена введением в петлю обратной связи автоматической регулировки усиления, обеспечивающей условия генерации только для одной резонансной линии. Впоследствии в работе [137] была предложена интересная модификация самогенерирующего  $M_x$ -магнитометра, позволяющая решить проблему идентификации и выделения резонансной линии в сложном спектре. В [137] предложен магнитометр, работающий одновременно на двух крайних частотах зеемановского спектра, которые связываются между собой благодаря подмешиванию в их общий спектр самогенерации частоты внешнего генератора, приблизительно равной разности этих частот. Частота генератора должна в небольших пределах подстраиваться под магнитное поле. Вместо поляризационной оптической накачки в этой схеме применяется

выстраивание зеемановских подуровней уровня  $F = 2$  светом, линейно поляризованным перпендикулярно направлению магнитного поля. Детектирование резонанса осуществляется по сигналу фарадеевского вращения плоскости поляризации света накачки. Сигнал резонанса на частоте, равной полусумме частот крайних резонансов, линеен с точностью до малой кубической поправки и не подвержен световому сдвигу, поскольку свет накачки сдвигает оба участвующих в резонансе перехода на одну и ту же величину.

Физически (при условии подавления генерации на соседних линиях) принцип работы "стандартного" самогенерирующего калиевого  $M_x$ -магнитометра аналогичен принципу работы цезиевого магнитометра, описанного в разделе 4.3.1. Здесь следует, однако, отметить особенность калиевого магнитометра, а именно: несмотря на то, что теоретически быстрота отклика самогенерирующего  $M_x$ -магнитометра ничем не ограничена, наличие набора из нескольких резонансных линий в калии обуславливает ограничение скорости измерения на уровне порядка расстояния между соседними резонансами. Это ограничение можно пояснить так: быстрая случайная модуляция частоты возбуждающего резонанса радиополя приводит к образованию в спектре радиополя гармоник, которые могут совпадать по частоте с контурами соседних линий, вызывая в них резонансы со случайными фазами и амплитудами; для того чтобы избежать этого эффекта, полосу обратной связи  $M_x$ -магнитометра нужно искусственно ограничивать. Кроме того, на практике использование быстродействующих самогенерирующих (как калиевых, так и цезиевых)  $M_x$ -магнитометров ограничивается необходимостью быстрого измерения частоты зашумлённого сигнала. Принципиально точность такого измерения  $\delta F$ , в свою очередь, определяется временем измерения  $\tau$  и отношением сигнал/шум в полосе  $1/\tau$  (см. раздел 4.2); но даже при достаточно высоком уровне сигнал/шум измерение частоты сигнала магнитного резонанса с относительной точностью  $10^{-8}$  за время  $10^{-2} - 10^{-1}$  с является проблемой, требующей применения сложных технических средств. Кроме того, не имеет тривиальных технических решений задача формирования сдвига сигнала резонанса в петле усиления по фазе на  $90^\circ$  с учётом вносимых фотодетектором и усилителем сигнала резонанса фазовых задержек.

Все эти соображения в своё время инициировали разработку и развитие несамогенерирующего  $M_x$ -магнитометра (магнитометра с ФАПЧ).

Рассмотрим принцип работы такого устройства. Обратимся к выражениям (17), описывающим амплитуды двух ортогональных компонент намагниченности во вращающейся системе координат в процессе магнитного резонанса. Наблюдению их в лабораторной системе координат соответствуют две квадратурные компоненты на частоте радиочастотного поля, т.е. сдвинутые по фазе на  $90^\circ$ . Имея смешанный сигнал на выходе фотодетектора, всегда можно выделить составляющую  $i$ , применяя технику фазового детектирования с надлежащей фазой опорного напряжения. Сигнал  $i$  замечателен тем, что он проходит через нуль в точном резонансе и по обе стороны меняет знак; в окрестности центра резонанса величина  $i$ -сигнала прямо пропорциональна разности частот резонанса и приложенного к нему радиополя. Это делает возможным использование такого

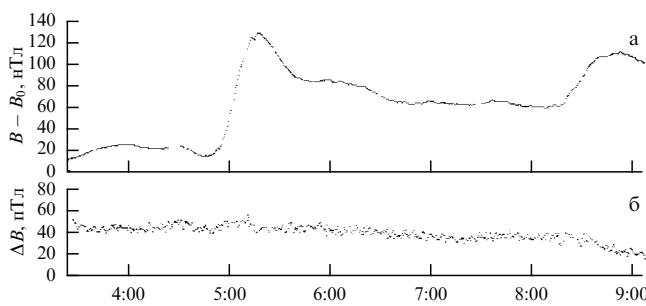
сигнала для управления частотой опорного генератора, который должен индуцировать резонанс.

В такой схеме основой служит перестраиваемый по частоте генератор (ГУН), управляемый выходным напряжением фазового детектора, на который подаётся, с одной стороны, сигнал фотодетектора (несущий информацию об амплитуде и фазе модуляции света накачки после прохождения рабочей кюветы), а с другой — напряжение генератора переменного магнитного поля. Начальная фаза опорного напряжения должна быть выставлена заранее. В этих условиях частота опорного генератора будет привязана к любому резонансу, в окрестность которого она будет принудительно приведена. Таким образом, возникает задача предварительного выбора резонанса.

С появлением высокочастотных цифровых синтезаторов частоты (ЦСЧ) стало возможным создание цифровых ФАПЧ не только для схем  $M_x$ -магнитометров, но и для схемы калиевого СТС-магнитометра ( $f = 460$  МГц). Использование микропроцессорных средств позволяет обрабатывать и анализировать сигналы в реальном времени; благодаря этому появилась реальная возможность создания схем, отслеживающих и измеряющих частоту магнитного резонанса в сложных структурах резонансных линий и позволяющих при этом реализовать определяемые параметрами магнитного резонанса чувствительность, точность и быстродействие во всем диапазоне геомагнитных полей [138, 139].

Метрологические возможности калиевого магнитометра перекрывают весь диапазон магнитных полей Земли при рекордно высокой разрешающей способности — порядка  $100 \text{ фTл Гц}^{-1/2}$  для стандартных приборов с ламповой накачкой. Как было экспериментально продемонстрировано в [15] и теоретически обосновано в [93, 95], применение лазерной накачки при увеличении диаметра ячейки до 15 см позволяет повысить разрешающую способность до уровня  $1 - 3 \text{ фTл Гц}^{-1/2}$ . Систематические ошибки калиевого магнитометра также рекордно малы, что тоже является прямым следствием узости резонанса и минимума влияния соседних линий, а его точность превосходит существующую точность определения индукции магнитного поля. На сегодня имеются только оценки абсолютной точности калиевого магнитометра — порядка  $10 - 20 \text{ пTл}$  в земных полях, что примерно соответствует точности, с которой определены необходимые для пересчёта частоты резонанса в индукцию магнитного поля фундаментальные константы.

Достижимую абсолютную точность до некоторой степени характеризует воспроизводимость показаний прибора от включения к включению и длительное со-поставление показаний независимых однотипных приборов в общем однородном поле. На рисунке 12 представлен шестичасовой фрагмент записи модуля поля и разности показаний двух калиевых магнитометров, разнесённых на 2 м и расположенных на ледяном поле вблизи Северного полюса (миссия СП-30 1989 г.). Разность показаний за время записи не превысила 40 пTл. Запись показаний частоты обоих магнитометров производилась синхронно, ежесекундно, с квантом оцифровки 0,01 Гц, т.е. около 14 пTл. Это означает, что "законный" аппаратурный разброс показаний должен был бы лежать в пределах 28 пTл (в предположении идеальной стабильности магнитного поля). Наблюдавшаяся незначительная избыточность разности

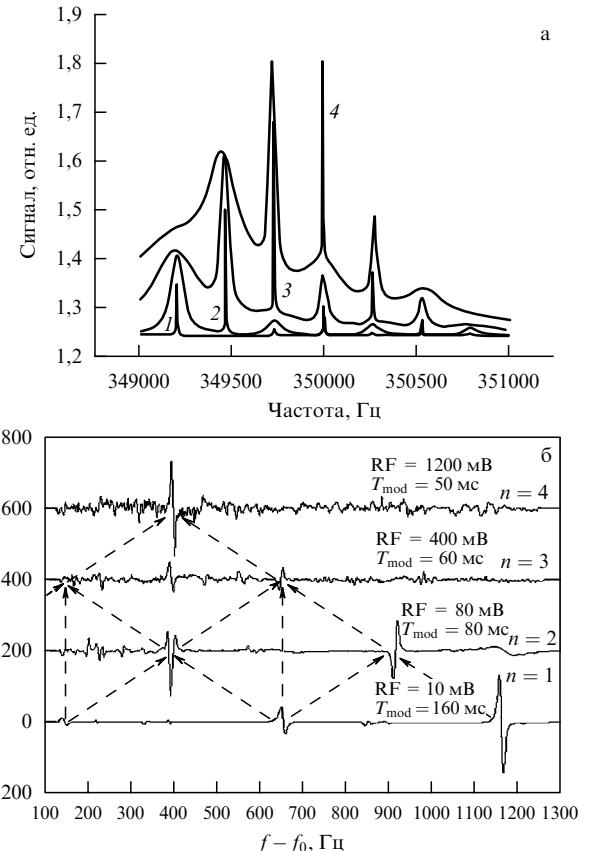


**Рис. 12.** Запись (а) модуля магнитного поля и (б) его градиента на базе 2 м, сделанная калиевым магнитометром 24 апреля 1989 г. на станции СП-30.

(особенно её медленную составляющую) легко объяснить дрейфом горизонтального градиента МПЗ под влиянием нестационарных ионосферных источников магнитного поля, а также хаотическим движением ледяной платформы в неоднородном МПЗ [140]. Как следует из рис. 12а, модуль поля за это время изменялся в пределах 130 нТл. В связи с этой демонстрацией уместно отметить весьма тяжёлую проблему экспериментальной проверки ожидающейся долговременной стабильности показаний магнитометра, поскольку она упирается в проблему достижимой стабильности магнитного поля.

**4.3.7.  $M_z - M_x$ -тандем.** В метрологии требования к одновременной реализации быстродействия и высокой точности измерения часто приводят к противоречию, которое разрешается объединением двух измерительных устройств разного типа в одну систему, в которой показания быстрого устройства корректируются с помощью второго устройства, медленного, но более точного. Так устроены современные системы хранения времени, в которых частота кварцевого или диэлектрического сапфирового резонатора корректируются по сигналу атомного дискриминатора частоты; такой же подход в 1972 г. был предложен Allen и Bender в работе [141] для точного измерения модуля индукции магнитного поля. Соответствующее устройство, часто называемое тандемом, состоит из двух КМОН: один из них построен по схеме спинового генератора ( $M_x$ -КМОН), выходная частота которого автоматически следует за индукцией внешнего поля, а другой ( $M_z$ -КМОН) работает по схеме пассивного радиоспектрометра, привязанного петлёй обратной связи к выбранной линии магнитного резонанса. При этом  $M_z$ -КМОН использует спектр магнитного резонанса с разрешённой структурой линий, что обеспечивает повышенную точность измерения частоты резонанса, в отличие от  $M_x$ -КМОН, который генерирует в окрестности центра тяжести группы неразрешённых линий и которому свойственны значительные систематические ошибки.

Первый тандем [141] использовал в двух своих составляющих атомный пар изотопа рубидия  $^{87}\text{Rb}$ , что нельзя считать лучшим выбором, поскольку спектр магнитного резонанса  $^{87}\text{Rb}$  содержит группу линий, расстояние между которыми в магнитном поле Земли при минимальном возмущении лишь в несколько раз превышает их ширины. Много лет спустя этот недостаток был преодолен в разработанной группой Е. Пульца (E. Pulz) конструкции  $\text{Cs}-\text{K}$ -тандема [142], использовавшего



**Рис. 13.** (а) Расчётный спектр магнитного резонанса в  $^{39}\text{K}$  в земном поле для четырёх значений амплитуды резонансного радиополя. (б) Панорамные спектры сигналов магнитного  $n$ -фотонного резонанса ( $n = 1 - 4$ ) в зеемановской структуре K, полученные с применением техники низкочастотной модуляции частоты резонансного радиополя.

цезий в  $M_x$ -схеме и калий в  $M_z$ -схеме. Спектр магнитного резонанса калия, в отличие от спектра рубидия, надёжно разрешён во всем диапазоне МПЗ, обеспечивая отсутствие интерференции соседних линий.

В работе [142] описана схема  $\text{Cs}-\text{K}$ -тандема, объединяющего  $\text{Cs}-M_x$ - и  $\text{K}-M_z$ -магнитометры, причём сигнал от более точного, но более медленного  $M_z$ -магнитометра используется для медленной коррекции параметров петли обратной связи более быстрого  $M_x$ -магнитометра. Магнитометр характеризуется временем отклика 1 мс, разрешающей способностью 10 пТл и абсолютной точностью 0,1 нТл.

**4.3.8.  $M_z - M_x$ -тандем на четырёхквантовом резонансе.** В работе [143] описана схема  $\text{Cs}-\text{K}$ -тандема, отличающаяся от предшественников сразу по некоторым параметрам: во-первых, вместо двух датчиков используется один датчик с  $\text{Cs}-\text{K}$ -ячейкой; во-вторых, в качестве  $M_z$ -резонанса используется четырёхквантовый резонанс  $m_F = -2 \leftrightarrow m_F = 2$  подуровня  $F = 2$  основного состояния K. Здесь впервые были использованы особые свойства резонанса высшей (для уровня  $F = 2$ ) кратности  $n = 4$ , который практически не смещается переменным полем (рис. 13). Кроме того, частота этого резонанса (в отличие от частоты всех остальных) строго линейно зависит от индукции постоянного магнитного поля.

Уникальные свойства четырёхквантового резонанса исследованы в [144, 145]; показано, что в спектре

$n$ -квантовых переходов типа  $\Delta F = 0$ ,  $\Delta m_F = |n|$  высший резонанс,  $n = 2F$ , выделяется тем, что его частота практически не зависит от напряжённости переменного поля  $B_1$ . При оптимальном значении поля  $B_1$  ширина четырёхквантового резонанса составляет несколько герц, в то время как все прочие резонансы сильно уширены, что снимает проблему поиска и удержания нужного резонанса.

Использование четырёхквантового резонанса для целей магнитометрии осложнено узостью резонанса, вынуждающей применять весьма медленное сканирование резонанса, что приводит к низкой скорости реакции следящей схемы. Поэтому для реализации свойств четырёхквантового резонанса использовалась схема типа "тандем", объединяющая самогенерирующий цезиевый магнитометр, обеспечивающий быструю реакцию магнитометра в целом, с четырёхквантовым калиевым магнитометром, гарантирующим высокую абсолютную точность и линейность выходной частоты по отношению к измеряемому полю.

Цезиевый спиновый генератор был построен по схеме автоподстройки частоты опорного генератора, управляемого напряжением (ГУН), к частоте резонанса цезия. Точная коррекция осуществлялась по сигналу четырёхквантового резонанса в калии путём введения дополнительной петли управления частотой ГУН.

Тандем продемонстрировал устойчивость показаний в пределах 10 пТл к изменению основных параметров (интенсивности оптической накачки и переменного поля — в два раза, температуры рабочего объёма — на  $\pm 10^\circ\text{C}$ ), заведомо превышающих их разумные эксплуатационные вариации.

**4.3.9. Калиевый магнитометр на узкой линии с подавленным спин-обменным уширением.** Как уже упоминалось ранее, спин-обменные процессы, сохраняя полный момент системы, разрушают когерентности в системе; при возрастании температуры спин-обменное уширение увеличивается пропорционально концентрации атомов в рабочей ячейке (28). Это делает бессмысленными попытки увеличить чувствительность квантового магнитометра за счёт повышения температуры (и, как следствие, концентрации) атомов в ячейке. Однако в 1973 г. Хаппер и Танг [66] экспериментально обнаружили, что спин-обменное уширение можно уменьшить, увеличивая концентрацию атомов в сверхслабых магнитных полях (т.е. в условиях, когда скорость спин-обмена превышает ларморовскую частоту). Через четыре года этот эффект получил теоретическое обоснование [67].

С 2002 г. этим эффектом занимается группа, работающая в Принстоне под руководством М. Ромалиса (M. Romalis). Этой группой предложен вариант высокочувствительного магнитометра, работающего в сверхслабых магнитных полях и характеризующегося подавленным спин-обменным уширением [146–149]. Было показано, что при определённых условиях влияние спин-обменного уширения линии на чувствительность магнитометра может быть сведено к пренебрежимо малой величине.

Матрица плотности щелочного атома в отсутствие радиочастотных полей, связывающих между собой сверхтонкие подуровни, может быть записана как сумма вкладов от сверхтонких компонент  $a$  ( $F = I + 1/2$ ) и  $b$

( $F = I - 1/2$ ):  $\rho = \rho_a + \rho_b$ . При этом общий угловой момент каждого из двух состояний выражается как

$$\mathbf{F}_a = \text{Tr} [\mathbf{F}\rho_a], \quad \mathbf{F}_b = \text{Tr} [\mathbf{F}\rho_b]. \quad (53)$$

В магнитном поле оба момента прецессируют с частотой  $\omega_0$  в противоположных направлениях:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{F}_a}{dt} &= -\omega_0 \mathbf{B} \times \mathbf{F}_a, \\ \frac{d\mathbf{F}_b}{dt} &= -\omega_0 \mathbf{B} \times \mathbf{F}_b. \end{aligned} \quad (54)$$

Спин-обменные столкновения сохраняют полный угловой момент системы и стремятся выровнять степень поляризации в двух сверхтонких состояниях. Рассмотрим прецессию полных моментов, изначально параллельных оси  $y$ , вокруг поля  $B_z$ . Если время между спин-обменными столкновениями  $T_{SE}$  много меньше, чем период частоты прецессии моментов, то угол между  $\mathbf{F}_a$  и  $\mathbf{F}_b$  мал и можно написать уравнение для  $y$ -компоненты момента, вращающегося с общей угловой скоростью  $\omega$ :

$$-\omega_0 dt F_{ay} + \omega_0 dt F_{by} = \omega dt (F_{ay} + F_{by}), \quad (55)$$

откуда следует

$$\omega = \omega_0 \frac{F_{ay} - F_{by}}{F_{ay} + F_{by}}. \quad (56)$$

Таким образом, скорость прецессии момента выражается через степень поляризации вещества. Как показано в [148], скорость поперечной релаксации

$$T_2^{-1} \approx \frac{1 - \cos(\omega_0 T_{SE})}{T_{SE}} \approx \omega_0^2 T_{SE}. \quad (57)$$

Следовательно, в слабых магнитных полях скорость поперечной релаксации убывает пропорционально  $H^2$ . Результаты эксперимента подтвердили этот вывод. Действительно, в слабых магнитных полях (порядка 10 нТл) в ячейке с парами калия при температуре  $170^\circ\text{C}$  (что соответствует  $n \approx 3.7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) была зарегистрирована ширина резонанса порядка всего нескольких герц; в то же время уже при напряжённости магнитного поля 300 нТл ширина резонанса достигала 350 Гц.

В эксперименте схема работала в режиме мультиканального градиентометра, для того чтобы исключить общие шумы поля. Для замедления диффузии К в ячейку был добавлен  $^4\text{He}$  под давлением несколько атмосфер и  $\text{N}_2$  под давлением 30 торр — для тушения люминесценции. Утверждается, что при объёме ячейки  $0.3 \text{ см}^3$  и магнитных полях, не превышающих 0,2 мГс, были получены чувствительности порядка 1 фТл  $\text{Гц}^{-1/2}$  в диапазоне частот от 10 Гц до 150 Гц. Для нормального функционирования устройства требует полного обнуления двух компонент магнитного поля и снижения величины третьей компоненты до сверхмалых значений (не превышающих 20 нТл); таким образом, применение такого устройства в геофизике не представляется возможным. В [150] рассматривается применение датчика в системе магнитных колец, обнуляющих магнитное поле Земли; однако продемонстрированная чувствительность в этом случае была на три порядка ниже расчётной и составила 1 пТл  $\text{Гц}^{-1/2}$ ; естественно, свойством абсолютности такой магнитометр не обладает — его точность определяется параметрами колечной системы. Кроме того, как упоминалось выше, ларморов-

ская частота в этой схеме зависит от степени поляризации вещества. Тем не менее данная схема служит великолепной демонстрацией того, как радикально могут быть улучшены метрологические характеристики магнитометрического устройства с помощью метода снижения ширины резонансной линии.

**4.3.10. Проекты магнитометра на основе эффекта электроиндукционной прозрачности.** Как упоминалось в разделе 3.4.6, уширение линии магнитного резонанса, а при асимметрии спектрального контура излучения накачки относительно спектрального контура резонансной линии — и её сдвиг прямо пропорциональны интенсивности накачки. Начиная с определённых значений интенсивности света накачки, характеризующихся частотой Раби  $\Omega_d \approx \sqrt{(\Gamma\Gamma_0)^{1/2}}$  (здесь  $\Gamma$  — ширина оптического перехода,  $\Gamma_0$  — ширина магнитного перехода), уширение светом накачки становится сравнимым с собственной шириной линии. Согласно (37) фактор качества квантового магнитометра при этом перестает возрастать с увеличением света накачки, а потом начинает медленно убывать вследствие возрастания интенсивности дробовых шумов. Группа, работающая под руководством Марлена Скалли (M. Scully) в Институте Макса Планка в Германии и в NIST (Национальном институте стандартов и технологий, США), предложила вариант магнитометра, призванный преодолеть этот барьер [151–153].

Основными отличиями магнитометра группы Скалли являются использование когерентной трёхуровневой схемы ( $\Lambda$ -схемы) и измерение фазовой задержки пробного луча вместо традиционного измерения поглощения. Как было показано в [151], уширение линии резонанса мощностью может быть полностью скомпенсировано при использовании фазового метода измерений в  $\Lambda$ -схемах с электромагнитно-индукционной прозрачностью (EIT — electromagnetically induced transparency).  $\Lambda$ -схема, как обычно, состоит из трёх уровней: два близкорасположенных уровня — основной уровень  $|b\rangle$  и метастабильный уровень  $|c\rangle$  внизу — и уровень  $|a\rangle$ , отделённый от первых двух частотой оптического диапазона. Уровни  $|a\rangle$  и  $|c\rangle$  соединены сильным полем, частота Раби  $\Omega_d$  которой равна собственной ширине  $\gamma$  пробного перехода  $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ . Пробное поле характеризуется частотой Раби  $\Omega_p$  ( $\Omega_p \ll \Omega_d = \Gamma$ ). Пробное и сильное поля находятся в двухфотонном резонансе с магнитным переходом  $|b\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ , характеризующимся собственной шириной  $\Gamma_0$ .

Как и в традиционной схеме, уширение магнитного перехода начинается при  $\Omega_d = \sqrt{(\Gamma\Gamma_0)^{1/2}}$ . Однако уникальность EIT-перехода заключается в том, что отношение дисперсии пробного перехода к поглощению определяется обратной шириной магнитного перехода  $\Gamma_0$  и не зависит от мощности сильного поля, если  $\Omega_d > (\Gamma\Gamma_0)^{1/2}$ . Так, при выполнении условия однофотонного резонанса ( $\Delta = 0$ ) и малой двухфотонной расстройке  $\delta$

$$\begin{aligned} \chi' &\equiv \operatorname{Re} \chi \sim \frac{-\delta}{|\Omega_d|^2 + \Gamma\Gamma_0}, \\ \chi'' &\equiv \operatorname{Im} \chi \sim \frac{\Gamma_0}{|\Omega_d|^2 + \Gamma\Gamma_0}. \end{aligned} \quad (58)$$

Таким образом, уменьшение дисперсии при увеличении мощности накачки может быть компенсировано увели-

чением плотности вещества при постоянном уровне поглощения. Утверждается, что штарковский сдвиг резонанса, который в обычной схеме при мощной накачке в оптически плотной среде приводит к эффективному уширению резонанса (поскольку пропорциональный интенсивности накачки сдвиг оказывается разным в различных областях рабочей ячейки), при использовании фазового метода измерений не уширяет резонанс, сдвигая его на некоторую величину; в схеме, предполагающей измерение двух циркулярно поляризованных компонент пробного света, классическая часть штарковского сдвига может быть компенсирована.

В то же время при увеличении оптической плотности и мощности оптической накачки появляется новый фактор, лимитирующий чувствительность магнитометра, — квантовые шумы, порождённые неоднородным по длине ячейки штарковским сдвигом. Согласно результатам расчётов максимальная чувствительность достигается при  $\Omega_d \sim (\Delta_0\Gamma_0)^{1/2}$  ( $\Delta_0$  — эффективная расстройка пробного поля). К сожалению, данные об осуществлении этого проекта в литературе отсутствуют, также отсутствуют даже приблизительные оценки чувствительности и других характеристик данного устройства. Впрочем, в [153] приводится значение ширины "узкого" резонанса, экспериментально полученного на переходе в сверхтонкой структуре Rb: 3 кГц и более. Естественно, что при таких ширинах линии, в несколько сотен раз превышающих реализуемые в цезиевом магнитометре и в несколько тысяч раз реализуемые в калиевом магнитометре, не может быть и речи о достижении сколь-либо приемлемых точностных характеристик.

**4.3.11. Проекты магнитометра на основе эффекта когерентного пленения населённостей.** Эффект КПН (когерентное пленение населённостей, или CPT — coherent population trapping) также относится к разряду эффектов электрических полей, связанных с прозрачностью. Первые сообщения о реализации магнитометра на чисто оптическом эффекте КПН относятся к 1998 г. [154] (группа R. Wynands, университет Бонна). В работе [154] атомы цезия подвергались одновременному облучению светом двух лазеров, частоты которых были отстроены на 9,2 ГГц, т.е. на частоту СТС-расщепления основного состояния Cs. Исследования проводились в поле 27 мкТл, в котором зеемановская структура СТС-спектра Cs полностью разрешена. Авторы приводят запись резонансной линии, полученной методом быстрой модуляции магнитного поля в экране при сканировании относительной расстройки двух лазеров; ширина линии составляет около 10 кГц, ширина асимметричного провала в центре линии — около 1 кГц. Отношение сигнал/шум равно примерно 15 при гармонической модуляции внешнего поля с амплитудой 7 пТл, из чего делается вывод о разрешающей способности магнитометра порядка 500 фТл.

Параллельно работы ведутся в NIST [155, 156], где также разрабатывается магнитометр на эффекте КПН [157]. Работы на аналогичную тему публикуются также Физическим институтом им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) и Институтом лазерной физики Сибирского отделения РАН [158]. Работы в NIST проводятся в рамках долгостоящего проекта по разработке микроминиатюрного стандарта частоты [159, 160]. Проект предполагает создание рубидиевого или цезиевого атом-

ного стандарта частоты объёмом порядка 1 см<sup>3</sup> при объёме датчика порядка 10 мм<sup>3</sup>.

В этом проекте используется модуляция лазерного излучения на частоте, равной половине частоты сверхтонкого перехода в структуре основного состояния рабочих атомов. Несущая частота лазера настраивается так, чтобы боковые гармоники лазерной частоты обеспечили двухфотонный резонанс, связывающий сверхтонкие подуровни основного состояния друг с другом через ближайшее возбуждённое состояние (классическая А-схема). В такой схеме получены резонансы когерентного пленения населённостей шириной 7 кГц. Для привязки к центру резонансной линии используется дополнительная модуляция частоты лазерного излучения.

Та же схема может быть использована (в принципе) в качестве магнитометра — если обеспечить двухфотонный переход между двумя магнитозависимыми подуровнями вместо магнитонезависимых. Таким образом, в частности, предполагается контролировать величину магнитного поля в ячейке микроминиатюрного стандарта частоты. Конечно, абсолютная точность такого магнитометра невелика в меру ширины линии, и для измерения внешнего магнитного поля он не годится уже вследствие того, что расположенные на расстоянии порядка 1 мм лазер, фотоприёмник и нагреватель создают довольно сильные магнитные поля в ячейке. В [156], однако, предложено для улучшения параметров магнитометра на КПН использовать эффект нелинейного фарадеевского вращения, подробно изученный группой Д. Будкера (Университет Калифорний, Беркли).

В недавней работе [161], однако, авторы сообщают, что они отказались от идеи применения КПН в схеме миниатюрного магнитометра и вернулись к стандартной технике детектирования  $M_x$ -резонанса, поскольку последняя обеспечивает существенно большую чувствительность при меньших энергетических затратах.

В Бонне группой Р. Винандса к 2001 г. были исследованы предельные характеристики магнитометра на полностью оптическом эффекте КПН. В работе [162] исследовалась схема, в которой также два независимых лазера заменены одним лазером VCSEL (Vertical-cavity surface-emitting laser), излучение которого было модулировано на частоте 4,6 ГГц. Авторы отмечают, что, хотя "тёмный" оптический КПН-резонанс не подвержен уширению мощностью лазерного излучения, он оказывается уширенным вследствие неоднородного штарковского сдвига, что радикально ухудшает чувствительность основанной на таком резонансе магнитометрической схемы.

Авторами работы [162] приведено значение оцененной по критерию (37) чувствительности их магнитометра — 4 пТл при временах измерения от 1 с и более. Оценок точности не приводится, так же как и величин сдвигов. В работе [163] описано развитие этой схемы — реализованный на одной ячейке с Cs и буферным газом градиентометр с пространственным разделением лазерных лучей накачки порядка 20 мм. Как и предыдущие версии оптического магнитометра на эффекте КПН, схема характеризуется ширинами линий порядка 1 кГц; дифференциальная чувствительность составляет 26 пТл. Среди отмеченных авторами путей повышения чувствительности — переход с D<sub>2</sub>-линии на D<sub>1</sub>-линию цезия, поскольку в спектре D<sub>2</sub>-линии относительно меньшее число сверхтонких компонент способно участвовать в формировании КПН-резонанса; очевидно, изначальный

выбор для накачки D<sub>2</sub>-линии определялся доступностью лазера на  $\lambda = 852$  нм.

Следует отметить, что впервые попытка использовать эффект КПН в квантовой магнитометрии (с тем отличием от описанных выше схем, что вызывающие КПН поля лежали не в оптическом, а в СВЧ-диапазоне) была предпринята в [164].

**4.3.12. Магнитометр на основе эффекта нелинейного магнитооптического вращения.** Нелинейный эффект магнитооптического вращения (нелинейный эффект Фарадея) заключается в зависимости угла вращения поляризации квазирезонансного света и от магнитного поля, и от интенсивности света — в отличие от линейного эффекта Фарадея, для которого характерно отсутствие зависимости угла вращения поляризации от интенсивности света. Линейный эффект Фарадея, который связан с наличием зеемановского расщепления, объясняется наличием разницы коэффициентов преломления для двух встречных циркулярных компонент линейно поляризованного света вблизи соответствующих зеемановских переходов; ширина дисперсионных кривых, которыми описывается линейный эффект, определяется доплеровской шириной линии (порядка нескольких сотен мегагерц). Нелинейный эффект Фарадея возникает при интенсивностях света достаточно больших для того, чтобы этот свет мог резонансным образом изменить свойства среды. В результате (как и во многих других примерах использования лазерной нелинейной спектроскопии) при весьма интенсивной накачке могут регистрироваться узкие резонансы [165, 166]. Пример нелинейного эффекта Фарадея — эффект Фарадея при наличии лэмбовского провала, т.е. узкого провала в распределении атомов в ячейке по скоростям при взаимодействии с монохроматическим лазерным излучением. Д. Будкер с коллегами [167–170] предложили использовать в магнитометрии эффект вращения поляризации, возникающий при резонансной модуляции частоты света накачки. Этот эффект по своей сути близок к хорошо известному эффекту параметрического резонанса, возникающего при воздействии на гармоническую систему с частотой, кратной резонансной частоте системы, например с удвоенной резонансной частотой.

Идея, на которой основан метод, заключается в следующем: линейно поляризованный свет, настроенный в резонанс оптическому переходу из основного состояния и распространяющийся вдоль магнитного поля, производит выстраивание магнитных моментов вдоль поля. При модуляции частоты света вокруг частоты оптического перехода с амплитудой, превосходящей ширину оптического перехода с частотой  $\Omega_m$  или сравнимой с ней, условие резонансности будет выполняться два раза за период модуляции; таким образом, свойства среды будут меняться с частотой  $2\Omega_m$ . При совпадении этой частоты с ларморовской частотой  $\omega = \gamma B$  возникает параметрический резонанс, ширина которого определяется шириной магнитных переходов основного состояния. Дополнительным преимуществом данного метода является тот факт, что наблюдение сдвига поляризации может быть проведено непосредственно на ларморовской частоте, тогда как стандартные поляриметрические схемы для подавления дрейфов и низкочастотных флюктуаций в оптической схеме требуют применения дополнительных модуляторов поляризации.

В эксперименте наблюдались резонансы шириной 1,3 Гц, что, по оценкам авторов, должно обеспечить чувствительность порядка  $10^{-11}$  Гс Гц $^{-1/2}$  (или 1 фТл Гц $^{-1/2}$ ) в сверхслабых магнитных полях ( $\ll 100$  нТл).

В [171] рассмотрена работа магнитометра на основе эффекта нелинейного магнитооптического вращения в земном поле, где магнитные переходы расщеплены благодаря нелинейному эффекту Зеемана. В этих условиях была продемонстрирована методика, позволяющая в принципе (при условии создания относительно мощного малошумящего источника лазерной накачки) достичь чувствительности порядка  $6 \times 10^{-10}$  Гс Гц $^{-1/2}$  (или 60 фТл Гц $^{-1/2}$ ).

**4.3.13. Проект магнитометра на "квантовых биениях" с когерентным возбуждением уровней зеемановской структуры.** В работе [172] (Принстон, группа М. Ромалиса) описан приём, позволяющий существенно улучшить характеристики квантового магнитометрического устройства, основанного на атомных структурах со сложным зеемановским спектром. Приём основан на эффекте квантовых биений при возбуждении модулированным светом, который, как отмечалось выше, впервые демонстрировался ещё в работах середины прошлого века [61, 62]. Приём заключается в принудительном создании когерентности между зеемановскими подуровнями и позволяет (в случае калия) увеличить степень спиновой поляризации в 6 раз (в эксперименте реализовано увеличение в 3,9 раза) по сравнению с принципиально достижимой при "классической" оптической накачке, причём это увеличение достигается без дополнительного удлинения линии магнитного резонанса. Ромалис с коллегами предложили и опробовали два способа создания такой когерентной суперпозиции зеемановских подуровней — с помощью модуляции лазерного излучения и посредством модуляции переменного поля в обычных радиокатушках. Первый, всецело оптический, способ предполагает накачку уровня  $F = 2$  основного состояния атома K лазерным лучом, модулированным как на ларморовской частоте (что обеспечивает собственно возбуждение магнитного резонанса), так и (дополнительно) на частоте квадратичного расщепления в K. В спектральном представлении такая модуляция соответствует гребёнке гармоник, разделённых частотными промежутками  $2\nu_{\text{rev}} = 2bB^2$ . Это приводит к тому, что магнитный резонанс эффективно и когерентно возбуждается на всех зеемановских подуровнях и возникает (с периодом  $2/\nu_{\text{rev}}$ ) сигнал квантовых биений, который регистрируется пробным лазером. Спектр магнитного резонанса при таком возбуждении представляет собой симметричный узкий резонанс на ларморовской частоте уровня  $F = 2$  (строго пропорциональной магнитному полю), окружённый гармониками, отстоящими на  $n2\nu_{\text{rev}}$  ( $n = 1, 2, \dots$ ), причём амплитуда соседних гармоник близка к амплитуде центрального резонанса. Второй способ эквивалентен первому, за исключением того, что для накачки используется немодулированное лазерное излучение, а для возбуждения резонанса и создания когерентной суперпозиции зеемановских подуровней применяется (как и в классической схеме КМОН) переменное магнитное поле, дополнительно модулированное на частоте квадратичного зеемановского расщепления.

Дополнительное преимущество данного метода накачки (в обоих его вариантах) заключается в том, что вследствие симметрии структуры центральный резонанс не подвержен сдвигу из-за наличия соседних резонансов (см. раздел 4.3.6), причём это его свойство сохраняется при любых наклонах луча накачки по отношению к магнитному полю. Очевидным недостатком такой схемы является необходимость привязки к центральному резонансу из большого набора резонансов с практически одинаковой амплитудой.

**4.3.14. Перспективные направления квантовой магнитометрии с использованием методов квантовой оптики и лазерного охлаждения атомов.** Как уже упоминалось в разделе 4.1, большой потенциальный интерес для квантовой магнитометрии представляет применение оптической накачки в быстро развивающейся области лазерного охлаждения атомов [173, 174]. Благодаря практически полному отсутствию многих характерных для "тёплых" атомов механизмов релаксации магнитного момента, магнитометрические схемы, реализованные на холодных атомах, могли бы характеризоваться крайне узкими линиями; в качестве примера можно привести работу [175], в которой в дипольной нерезонансной оптической ловушке достигнуто время хранения атомов лития 300 с при температуре 0,3 мК.

Далее, применение методов квантовой оптики к ансамблям холодных атомов способно в принципе дополнительно увеличить разрешение радиооптических спектроскопических устройств за счет "сжатия" квантовых шумов атомного ансамбля [176]. С познавательной точки зрения представляет интерес также использование для измерения магнитных полей таких принципиально новых квантово-механических объектов, как бозе-энштейновские конденсаты (ВЕС). Так, в работе [177] был осуществлён мониторинг прецессии спинового момента бозе-энштейновского конденсата  $^{87}\text{Rb}$ ; оптическая накачка осуществлялась традиционными методами, а детектирование резонанса — неразрушающим методом (нерезонансным пробным лучом). В результате на образце ВЕС было достигнуто время поперечной релаксации намагниченности порядка 670 мс, примерно равное времени жизни атомов в ловушке, и была продемонстрирована чувствительность к изменению магнитного поля на уровне 0,9 нТл при пространственном разрешении 10 мкм. Как подчёркивается в обзоре [17], лазерное охлаждение атомов в таких экспериментах, безусловно, приводит к повышению чувствительности измерений, но играют ли при этом сколько-либо существенную роль специфические квантово-механические свойства ВЕС — пока неясно.

В любом случае, в схемах лазерного охлаждения (даже в импульсных, где все оптические и магнитные поля выключаются по завершении цикла оптической накачки, и, тем более, в дипольных ловушках, где атомы втягиваются в градиент переменного нерезонансного электрического поля) крайне сложно добиться магнитной "чистоты" окружающего атомы пространства. Поэтому реализация таких устройств остается делом далёкого будущего.

**4.3.15. Векторная магнитометрия с использованием квантовых датчиков.** Квантовые магнитометры являются скалярными, или модульными, приборами, обладаю-

щими серьёзным преимуществом перед всеми остальными средствами измерения магнитного поля — их показания практически не зависят от направления магнитного поля. Тем не менее часто именно благодаря этому свойству они находят применение в задачах измерения компонент вектора магнитного поля.

Хотя частота магнитного резонанса не зависит от направления магнитного поля, его амплитуда зависит от направления луча накачки и пробного луча (как правило, в реальных устройствах эти лучи объединены в один луч, направленный под углом примерно  $45^\circ$  к вектору магнитного поля). Однако сама по себе эта зависимость слишком слаба для того, чтобы её можно было использовать. Кроме того, при оптимальном угле накачки к полю производные амплитуды сигнала по углам наклона датчика равны нулю.

Более перспективная возможность применения скалярного датчика в векторной магнитометрии основана на использовании зависимости фазы модуляции пробного луча от его направления по отношению к магнитному полю. Вариант такой измерительной схемы рассмотрен в [178]. В схеме использовались два луча: луч L1, параллельный измеряемому полю, и луч L2, перпендикулярный первому. Луч L1 обеспечивает оптическую накачку атомов щелочного металла, а луч L2 используется в качестве пробного. В результате воздействия на систему резонансного радиополя луч L2 оказывается сильно модулированным вследствие взаимодействия с фазированной поперечной компонентой атомного момента; сигнал модуляции используется в петле самогенерации магнитометра.

Когда луч L1 точно параллелен магнитному полю, его модуляция отсутствует. При отклонении магнитного поля от направления луча на угол  $\Theta$  появляется сигнал модуляции, амплитуда которого пропорциональна  $\sin \Theta$ , а фаза зависит от направления отклонения магнитного поля. Сигнал модуляции может быть разложен на две ортогональные компоненты, соответствующие двум компонентам магнитного поля. Эти компоненты выделяются соответствующими синхронными детекторами, сигналы с которых подаются на дополнительные катушки, обнуляющие поперечные вариации поля. Таким образом, данная схема измеряет модуль поля  $F$  и две его поперечные компоненты в своей собственной системе координат. По оценкам авторов работы [178] устройство характеризуется вариационной чувствительностью измерения поперечных компонент поля порядка 0,1 нТл за 1 с и дрейфами порядка 2–3 нТл за 1 сут.

Многочисленные системы, основанные на методах калиброванного возмущения магнитного поля, предполагают использование скалярного датчика, помещённого в трёхмерную систему магнитных колец, создающих последовательность искусственных полей, перпендикулярных измеряемому полю; обзор таких методов можно найти в [179].

Среди удачных реализаций таких систем следует отметить работу [180] 2001 г. — группой французских и российских учёных был создан векторный магнитометр на основе гелия  $^4\text{He}$  с лазерной оптической накачкой. Для измерения компонент магнитного поля гелиевый датчик помещался в систему магнитных колец, создающих три приблизительно ортогональных переменных поля, изменяющихся с тремя различными частотами (порядка 10 Гц). Три компоненты поля

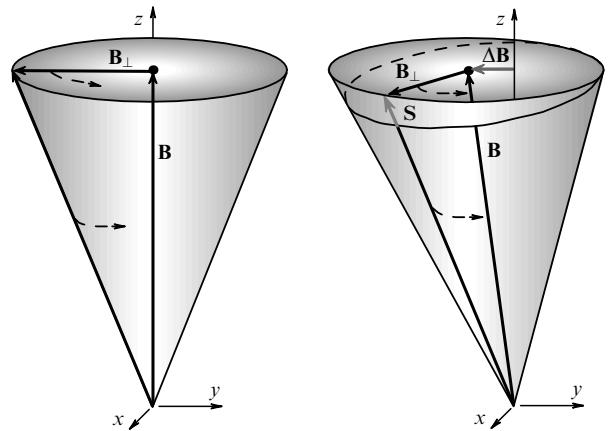


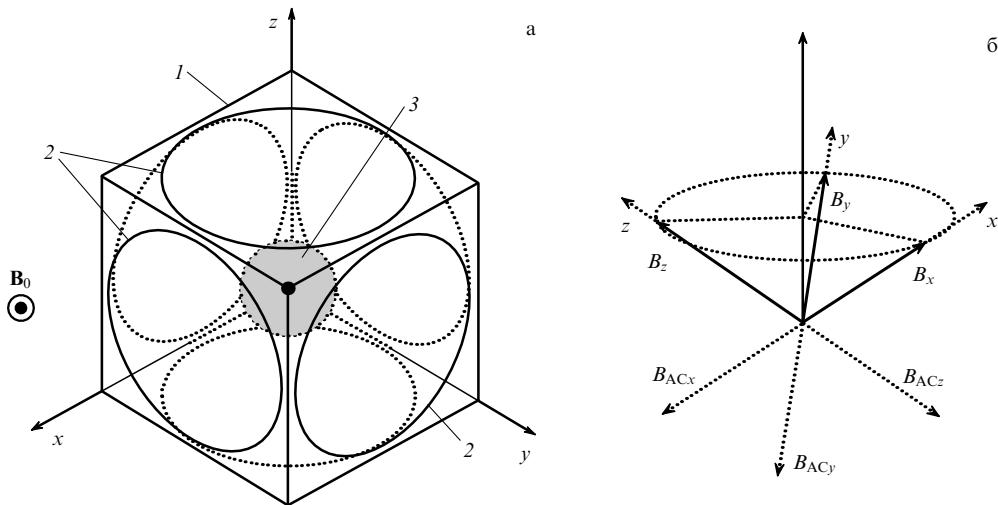
Рис. 14. Векторная диаграмма работы трёхкомпонентного вариометра:  $\mathbf{B}$  — вектор измеряемого поля,  $\Delta\mathbf{B}$  — вариация вектора измеряемого поля,  $\mathbf{B}_\perp$  — дополнительное вращающееся поле,  $\mathbf{S}$  — сигнал.

вычислялись по величине отклика на соответствующих частотах. Магнитометр характеризовался чувствительностью порядка  $1 \text{ нТл Гц}^{-1/2}$  при быстродействии около 1 Гц.

В [181] описан способ прецизионного измерения вариаций трёх компонент магнитного поля и основанная на нём схема векторного магнитометра-вариометра (BMB). Основными отличиями BMB от устройств, описанных выше, являются: а) применение датчика с оптической накачкой, б) использование непрерывного быстрого вращения поперечного магнитного поля. Идея проекта состоит в помещении быстродействующего квантового магнитометра в центр высокостабильной колечной системы, ориентируемой в МПЗ и создающей в датчике переменное магнитное поле, вектор которого совершают коническое вращение вокруг вектора МПЗ (рис. 14). Колечная система представляет собой две катушки, создающие взаимно ортогональные поля в плоскости, перпендикулярной МПЗ. Эти две катушки возбуждаются синусоидальным током с частотой  $f$  (несколько десятков или сотен герц), причём фазы токов двух обмоток сдвинуты на  $90^\circ$  относительно друг друга. Таким образом, эти две ортогональные обмотки создают 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 примерно  $5^\circ$  относительно вектора МПЗ.

При изменении поперечных компонент МПЗ ось прецессии суммарного вектора магнитного поля в центре системы отклоняется от вектора МПЗ. Как видно из рис. 14, это приводит к модуляции величины вектора на частоте  $f$ . Сигнал на частоте модуляции  $f$  используется для создания полей, полностью компенсирующих соответствующие поперечные компоненты МПЗ. Величина токов в создающих эти поля катушках используется как мера поперечных компонент измеряемого магнитного поля.

Ещё одна вариация BMB описана в [182]. Идея данной схемы отличается от предыдущей введением 90–95%-ной компенсации МПЗ, что позволяет: 1) почти на порядок увеличить чувствительность измерения поперечных компонент поля; 2) совместить ось накачки с



**Рис. 15.** (а) Датчик в симметричной трёхкомпонентной системе колец: 1 — кубический каркас системы колец, 2 — кольца (катушки с током), 3 — датчик. Ось датчика и вектор измеряемого поля  $\mathbf{B}_0$  направлены перпендикулярно плоскости рисунка. (б) Проекции  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  измеряемого магнитного поля  $\mathbf{B}$  и переменные компенсирующие поля в катушках  $B_{ACx}$ ,  $B_{ACy}$ ,  $B_{ACz}$  (максимальные значения). Ось датчика и вектор измеряемого поля  $\mathbf{B}_0$  лежат в плоскости рисунка. Окружность в плоскости  $xyz$  — годограф вектора суммарного магнитного поля.

осью конуса вращения магнитного поля, устранив тем самым возможные систематические ошибки; 3) использовать в качестве рабочего вещества цезий, слитная линия которого в полях  $B \leq 5$  мкТл обладает достаточной степенью симметричности. Прибор, основанный на этом принципе, продемонстрировал собственные шумы на уровне 0,010–0,015 нТл с.к.о. при времени измерения 0,1 с и воспроизводимость показаний  $z$ -канала от включения к включению, не превышающую  $\pm 0,15$  нТл.

Часто используемый в условиях магнитных обсерваторий метод измерения компонент магнитного поля состоит в обнулении двух компонент поля и измерении третьей с помощью скалярного датчика [183]. Легко показать, что такой способ измерения не требует высокой точности обнуления компонент, поскольку в соответствии с законом сложения векторов вклад малых поперечных компонент в модуль поля в присутствии большой некомпенсированной измеряемой компоненты подавляется на несколько порядков.

Основной недостаток такого метода — невозможность одновременного или хотя бы быстрого измерения всех трёх компонент поля в одной точке пространства. Способ одновременного измерения трёх компонент вектора МПЗ с использованием  $M_x$ -магнитометра с оптической накачкой, помещённого в симметричную систему магнитных колец, был предложен в [184]. Способ характеризуется высокой *абсолютной* точностью; этим он кардинально отличается от всех описанных в этом разделе способов измерения векторных компонент поля с помощью модульного датчика. Кратковременная чувствительность измерения определяется чувствительностью  $M_x$ -магнитометра [15].

Суть 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 (рис. 15). Показано, что при использовании в качестве датчика  $M_x$ -магнитометра с оптической накачкой и трёхкомпонентной симметричной системы магнитных колец возможно одновременное измерение трёх компонент вектора МПЗ с абсолютной точностью  $\pm 0,1$  нТл при времени измерения 0,1 с, что не может быть достигнуто никакими иными известными сегодня способами.

## 5. Заключение

Таким образом, квантовые магнитометры с оптической накачкой могут быть с успехом применены в самых разнообразных задачах, требующих измерения как модуля магнитного поля и его градиентов, так и компонент вектора магнитного поля. Задачи, требующие одновременно как высокой точности, так и быстродействия, могут быть решены с помощью сочетания квантовых измерительных устройств различных типов. При всём разнообразии методов возбуждения и детектирования магнитного резонанса основным направлением совершенствования систем измерения магнитного поля является сужение линии магнитного резонанса, что в полях земного диапазона подразумевает использование атомных структур, обладающих хорошо разрешённым спектром — таким, как СТС-спектр щелочных металлов в СВЧ-диапазоне или зеемановский спектр атома калия в радиочастотном диапазоне.

## Список литературы

1. Bloch F *Phys. Rev.* **70** 460 (1946)
2. Bloch F, Hansen W W, Packard M *Phys. Rev.* **70** 474 (1946)
3. Packard M, Varian R *Phys. Rev.* **93** 941 (1954)
4. Rabi I I *Phys. Rev.* **51** 652 (1937)
5. Rabi I I et al. *Phys. Rev.* **53** 318 (1938)
6. Overhauser A W *Phys. Rev.* **89** 689 (1953)
7. Overhauser A W *Phys. Rev.* **92** 411 (1953)
8. Carver T R, Slichter C P *Phys. Rev.* **92** 212 (1953)
9. Bitter F *Phys. Rev.* **76** 833 (1949)
10. Kastler A J. *Phys. Rad.* **11** 255 (1950)
11. Kastler A J. *Opt. Soc. Am.* **47** 460 (1957)
12. Александров Е Б *Оптико-мех. промышл.* **55** (12) 27 (1988)

13. Alexandrov E B, Bonch-Bruevich V A *Opt. Eng.* **31** 711 (1992)
14. Александров Е Б, Бонч-Бруевич В А, Якобсон Н Н *Оптика и журнал.* **60** (11) 17 (1993) [Alexandrov E B, Bonch-Bruevich V A, Yakobson N N *Sov. J. Opt. Technol.* **60** 756 (1993)]
15. Alexandrov E B et al. *Laser Phys.* **6** 244 (1996)
16. Alexandrov E B *Phys. Scripta* **T105** 27 (2003)
17. Budker D, Romalis M *Nature Phys.* **3** 227 (2007)
18. Jaklevic R C et al. *Phys. Rev. Lett.* **12** 159 (1964)
19. Carelli P et al. *Europhys. Lett.* **39** 569 (1997)
20. Александров Е Б и др. *Оптика и спектроск.* **58** 953 (1985) [Aleksandrov E B et al. *Opt. Spectrosc.* **58** 439 (1985)]
21. Александров Е Б, Балабас М В, Бонч-Бруевич В А *Письма в ЖТФ* **13** 749 (1987) [Alexandrov E B, Balabas M V, Bonch-Bruevich V A *Sov. Tech. Phys. Lett.* **13** 312 (1987)]
22. de Zafra R L *Am. J. Phys.* **28** 646 (1960)
23. Benumof R *Am. J. Phys.* **33** 151 (1965)
24. Cohen-Tannoudji C, Kastler A, in *Progress in Optics* Vol. 5 (Ed. E Wolf) (Amsterdam: North-Holland, 1966)
25. Померанцев Н М, Рыжков В М, Скроцкий Г В *Физические основы квантовой магнитометрии* (М.: Наука, 1972)
26. Холодов Ю А, Козлов А Н, Горбач А М *Магнитные поля биологических объектов* (М.: Наука, 1987) [Kholodov Yu A, Kozlov A N, Gorbach A M *Magnetic Fields of Biological Objects* (Moscow: Nauka Publ., 1990)]
27. Happer W *Rev. Mod. Phys.* **44** 169 (1972)
28. Brossel J, Kastler A *C.R. Acad. Sci., Paris* **229** 1213 (1949)
29. Brossel J, Bitter F *Phys. Rev.* **86** 308 (1952)
30. Franzen W, Emslie A G *Phys. Rev.* **108** 1453 (1957)
31. Dehmelt H G *Phys. Rev.* **103** 1125 (1956)
32. Manuel J, Cohen-Tannoudji C *C.R. Acad. Sci., Paris* **257** 413 (1963)
33. Бонч-Бруевич А М, Ходовой В А УФН **93** 71 (1967) [Bonch-Bruevich A M, Khodovo V A *Sov. Phys. Usp.* **10** 637 (1968)]
34. Happer W, Mathur B S *Phys. Rev.* **163** 12 (1967)
35. Mathur B S, Tang H, Happer W *Phys. Rev.* **171** 11 (1968)
36. Bulos B R, Marshall A, Happer W *Phys. Rev. A* **4** 51 (1971)
37. Fano U *Rev. Mod. Phys.* **29** 74 (1957)
38. Дьяконов М И, Перель В И ЖЭТФ **48** 345 (1965) [D'yakonov M I, Perel' V I *Sov. Phys. JETP* **21** 227 (1965)]
39. Dehmelt H G *Phys. Rev.* **109** 381 (1958)
40. Bouchiat M A, Carver T R, Varnum C M *Phys. Rev. Lett.* **5** 373 (1960)
41. Walker T G, Happer W *Rev. Mod. Phys.* **69** 629 (1997)
42. Walters G K, Colegrove F D, Schearer L D *Phys. Rev. Lett.* **8** 439 (1962)
43. Schearer L D, Colegrove F D, Walters G K *Rev. Sci. Instrum.* **34** 1363 (1963)
44. Смирнов Б М УФН **133** 569 (1981) [Smirnov B M *Sov. Phys. Usp.* **24** 251 (1981)]
45. Keiser G M, Robinson H G, Johnson C E *Phys. Lett. A* **51** 5 (1975)
46. Блинов Е В, Житников Р А, Кулешов П П *Письма в ЖТФ* **2** 305 (1976) [Blinov E V, Zhitnikov R A, Kuleshov P P *Sov. Tech. Phys. Lett.* **2** 117 (1976)]
47. Блинов Е В, Житников Р А, Кулешов П П, в сб. *Геофизическая аппаратура № 76* (Л.: Недра, 1982) с. 9
48. Schearer L D *Phys. Rev. Lett.* **22** 629 (1969)
49. Feynman R P, Vernon F L (Jr.), Hellwarth R W *J. Appl. Phys.* **28** 49 (1957)
50. Blum K *Density Matrix Theory and Applications* (New York: Plenum Press, 1981) [Блум К *Теория матрицы плотности и ее приложения* (М.: Мир, 1983)]
51. Vanier J *Phys. Rev.* **168** 129 (1968)
52. Goppert-Mayer M *Ann. Physik* **9** 273 (1931)
53. Goppert-Mayer M *Naturwissenschaften* **17** 932 (1929)
54. Бонч-Бруевич А М, Ходовой В А УФН **85** 3 (1965) [Bonch-Bruevich A M, Khodovo V A *Sov. Phys. Usp.* **8** 1 (1965)]
55. Hughes V, Grabner L *Phys. Rev.* **79** 314 (1950)
56. Hughes V, Grabner L *Phys. Rev.* **79** 819 (1950)
57. Kusch P *Phys. Rev.* **93** 1022 (1954)
58. Kusch P *Phys. Rev.* **101** 627 (1956)
59. Brossel J, Cagnac B, Kastler A *C.R. Acad. Sci., Paris* **237** 984 (1954)
60. Swain S J. *Phys. B* **15** 3405 (1982)
61. Bell W E, Bloom A L *Phys. Rev. Lett.* **6** 280 (1961)
62. Александров Е Б *Оптика и спектроск.* **14** 436 (1963) [Aleksandrov E B *Opt. Spectrosc.* **14** 232 (1963)]
63. Hahn E L *Phys. Rev.* **80** 580 (1950)
64. Das T P, Saha A K *Phys. Rev.* **93** 749 (1954)
65. Waller I Z. *Phys.* **79** 370 (1932)
66. Happer W, Tang H *Phys. Rev. Lett.* **31** 5 273 (1973)
67. Happer W, Tam A C *Phys. Rev. A* **16** 1877 (1977)
68. Bouchiat M A, Brossel J *C.R. Acad. Sci.* **254** 3828 (1962)
69. Bouchiat M A, Brossel J *Phys. Rev.* **147** 41 (1966)
70. Liberman V, Knize R *Phys. Rev. A* **34** 5115 (1986)
71. Балабас М В, Бонч-Бруевич В А *Письма в ЖТФ* **19** (7) 6 (1993) [Balabas M V, Bonch-Bruevich V A *Tech. Phys. Lett.* **19** 191 (1993)]
72. Balabas M V, Przhibelsky S G *Chem. Phys. Rep.* **14** 882 (1995)
73. Балабас М В, Карузин М И, Пазгалев А С *Письма в ЖЭТФ* **70** 198 (1999) [Balabas M V, Karuzin M I, Pazgalev A S *JETP Lett.* **70** 196 (1999)]
74. Franzen W *Phys. Rev.* **115** 850 (1959)
75. McNeal R A *J. Chem. Phys.* **37** 2726 (1962)
76. Bernheim R *J. Chem. Phys.* **36** 135 (1962)
77. Carver T R *J. Phys. Rad.* **19** 872 (1958)
78. Ardit M, Carver T R *Phys. Rev.* **136** A643 (1964)
79. Ardit M, Carver T R *Phys. Rev.* **112** 449 (1958)
80. Yi C S, in *Optical Pumping and Atomic Line Shape* (Warszawa: Państwowe Wydawn. Naukowe, 1969) p. 403
81. Czuchaj E, Fiutak J, in *Optical Pumping and Atomic Line Shape* (Warszawa: Państwowe Wydawn. Naukowe, 1969) p. 527
82. Brossel J *Ann. Physique* **7** 622 (1962)
83. Cohen-Tannoudji C *Ann. Physique* **7** 423 (1962)
84. Allan D W *Proc. IEEE* **54** 221 (1966)
85. Cohen-Tannoudji C et al. *Phys. Rev. Lett.* **22** 758 (1969)
86. Cramér H *Mathematical Methods of Statistics* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 1946) p. 477
87. Groeger S et al. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **33** 221 (2006)
88. Mohr P J, Taylor B N *Rev. Mod. Phys.* **77** 1 (2005)
89. Александров Е Б и др. ЖТФ **74** (6) 118 (2004) [Alexandrov E B et al. *Tech. Phys.* **49** 779 (2004)]
90. Dehmelt H G *Phys. Rev.* **105** 1487 (1957)
91. Dehmelt H G *Phys. Rev.* **105** 1924 (1957)
92. Bloom A L *Appl. Opt.* **1** 61 (1962)
93. Александров Е Б ЖТФ **60** (3) 162 (1990) [Alexandrov E B *Sov. Phys. Tech. Phys.* **35** 371 (1990)]
94. Горный М Б, Матисов Б Г ЖТФ **53** (1) 44 (1983) [Gornyi M B, Matisov B G *Sov. Phys. Tech. Phys.* **28** 25 (1983)]
95. Вершовский А К, Пазгалев А С ЖТФ **78** (5) 116 (2008) [Vershovskii A K, Pazgalev A S *Tech. Phys.* **53** 646 (2008)]
96. Bell W E, Bloom A L *Phys. Rev.* **107** 1559 (1957)
97. Ando S *Jpn. J. Appl. Phys.* **4** 793 (1965)
98. Ruddock K et al., Patent USA, No. 3,252,081 (1966)
99. Ardit M, Patent USA, No. 3,281,663 (1966)
100. Franz F A *Rev. Sci. Instrum.* **34** 589 (1963)
101. Андрианов Б А и др. *Измер. техн.* (10) 85 (1976)
102. Козлов А Н, в сб. *Геофизическая аппаратура № 24* (Л.: Недра, 1965) с. 86
103. Hardwick C D *Geophysics* **49** 2024 (1984)
104. Yabuzaki T, Ogawa T *J. Appl. Phys.* **45** 1342 (1974)
105. Bison G, Wynands R, Weis A *Appl. Phys. B* **76** 325 (2003)
106. Hardwick C D *Geophysics* **49** 2004 (1984)
107. Groeger S et al. *Eur. Phys. J. D* **38** 239 (2006)
108. Александров Е Б, Мамырин А Б, Соколов А П *Оптика и спектроск.* **34** 1216 (1973)
109. Александров Е Б, Мамырин А Б, Якобсон Н Н, Авт. свид. № 438345; *Бюлл. изобрет.* (45) 230 (1976)
110. Александров Е Б, Мамырин А Б *Измер. техн.* **20** 7 73 (1977)
111. Александров Е Б, Мамырин А Б, Якобсон Н Н ЖТФ **51** 607 (1981) [Alexandrov E B, Mamyrin A B, Yakobson N N *Sov. Phys. Tech. Phys.* **26** 363 (1981)]
112. Александров Е Б, Вершовский А К, Пазгалев А С ЖТФ **76** (7) 103 (2006) [Alexandrov E B, Vershovskii A K, Pazgalev A S *Tech. Phys.* **51** 919 (2006)]
113. Alexandrov E B, Primdahl F *Meas. Sci. Technol.* **4** 737 (1993)
114. Richards M G et al. *J. Phys. B* **21** 665 (1988)
115. Chupp T E et al. *Phys. Rev. A* **38** 3998 (1988)
116. Chupp T E et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 2363 (1994)

117. Moreau O et al. *J. Physique III* **7** 99 (1997)
118. Александров Е Б и др. *УФН* **141** 551 (1983) [Aleksandrov E B et al. *Sov. Phys. Usp.* **26** 1015 (1983)]
119. Colegrove F D, Franken P A *Phys. Rev.* **119** 680 (1960)
120. Keyser A R, Rice J A, Schearer L D *J. Geophys. Res.* **66** 4163 (1961)
121. Chéron B et al. *Opt. Commun.* **115** 71 (1995)
122. Chéron B, Gilles H, Hamel J *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **13** 143 (2001)
123. Якобсон Н Н, Александров Е Б *ЖТФ* **48** 1914 (1978) [Iakobson N N, Aleksandrov E B *Sov. Phys. Tech. Phys.* **23** 1089 (1978)]
124. Gilles H, Hamel J, Cheron B *Rev. Sci. Instrum.* **72** 2253 (2001)
125. McGregor D D *Rev. Sci. Instrum.* **58** 1067 (1987)
126. Дмитриев С П, Житников Р А, Окуневич А И *ЖЭТФ* **70** 69 (1976) [Dmitriev S P, Zhitnikov R A, Okunovich A I *Sov. Phys. JETP* **43** 35 (1976)]
127. Блиннов Е В, Житников Р А, Кулешов П П *Письма в ЖТФ* **2** 305 (1976) [Blinov E V, Zhitnikov R A, Kuleshov P P *Sov. Phys. Lett.* **2** 117 (1976)]
128. Блиннов Е В, Житников Р А, Кулешов П П *ЖТФ* **49** 588 (1979) [Blinov E V, Zhitnikov R A, Kuleshov P P *Sov. Phys. Tech. Phys.* **24** 336 (1979)]
129. Блиннов Е В, Житников Р А, Кулешов П П, Авт. свид. № 578630; *Бюлл. изобрет.* (40) (1977)
130. Блиннов Е В и др. *ЖТФ* **54** 287 (1984) [Blinov E V et al. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **29** 168 (1984)]
131. Блиннов Е В и др. *ЖТФ* **54** 2315 (1984) [Blinov E V et al. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **29** 1362 (1984)]
132. Дмитриев С П, Денисов Д Э *ЖТФ* **67** (6) 131 (1997) [Dmitriev S P, Denisov D E *Tech. Phys.* **42** 704 (1997)]
133. Блиннов Е В и др., в сб. *Тезисы докладов Всесоюз. семинара по оптической ориентации атомов и молекул* (Л., 1987) с. 22
134. Блиннов Е В и др., в сб. *Тезисы докладов Всесоюз. семинара по оптической ориентации атомов и молекул* (Л., 1987) с. 24
135. Mosnier J *Ann. Geophys.* **113** 22 (1966)
136. Васюточкин Г С, в сб. *Методы разведочной геофизики. Параллельные квантовые магнитометры и их применение* (Л.: НПО "Геофизика", 1976) с. 19
137. Барабас М В, Бонч-Бруевич В А, Провоторов С В *Письма в ЖТФ* **15** (8) 1 (1989) [Balabas M V, Bonch-Bruevich V A, Provotorov S V *Sov. Tech. Phys. Lett.* **15** 287 (1989)]
138. Вершовский А К, Пазгалёв А С *ЖТФ* **76** (7) 108 (2006) [Vershovskii A K, Pazgalev A S *Tech. Phys.* **51** 924 (2006)]
139. Вершовский А К, Александров Е Б *Оптика и спектроскопия* **100** 17 (2006) [Vershovskii A K, Aleksandrov E B *Opt. Spectrosc.* **100** 12 (2006)]
140. Александров Е Б и др. *Геомагнетизм и аэрономия* **32** (5) 158 (1992)
141. Allen J H, Bender P L *J. Geomagn. Geoelectr.* **24** 105 (1972)
142. Pulz E, Jäckel K-H, Linthe H-J *Meas. Sci. Technol.* **10** 1025 (1999)
143. Александров Е Б и др. *ЖТФ* **70** (7) 118 (2000) [Aleksandrov E B et al. *Tech. Phys.* **45** 931 (2000)]
144. Александров Е Б, Пазгалев А С *Оптика и спектроскопия* **80** 534 (1996) [Aleksandrov E B, Pazgalev A S *Opt. Spectrosc.* **80** 473 (1996)]
145. Александров Е Б, Пазгалев А С, Рассон Ж Л *Оптика и спектроскопия* **82** 14 (1997) [Alexandrov E B, Pazgalev A S, Rasson J L *Opt. Spectrosc.* **82** 10 (1997)]
146. Allred J C et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 130801 (2002)
147. Kominis I K et al. *Nature* **422** 596 (2003)
148. Savukov I M, Romalis M V *Phys. Rev. A* **71** 23405 (2005)
149. Savukov I M et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 63004 (2005)
150. Seltzer S J, Romalis M V *Appl. Phys. Lett.* **85** 4804 (2004)
151. Lukin M D et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 2959 (1997)
152. Zibrov A S et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 1499 (1995)
153. Zibrov A S et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3935 (1996)
154. Nagel A et al. *Europhys. Lett.* **44** 31 (1998)
155. Kitching J et al. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **49** 1313 (2000)
156. Schwindt P D D, Hollberg L, Kitching J *Rev. Sci. Instrum.* **76** 126103 (2005)
157. Arimondo E, in *Progress in Optics* Vol. 35 (Ed. E Wolf) (Amsterdam: Elsevier, 1996) p. 257
158. Тайченачев А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **80** 265 (2004) [Taichenachev A V et al. *JETP Lett.* **80** 236 (2004)]
159. Schwindt P D D et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 6409 (2004)
160. Liew L-A et al. *Appl. Phys. Lett.* **84** 2694 (2004)
161. Schwindt P D D et al. *Appl. Phys. Lett.* **90** 81102 (2007)
162. Stähler M et al. *Europhys. Lett.* **54** 323 (2001)
163. Affolderbach C et al. *Appl. Phys. B* **75** 605 (2002)
164. Вершовский А К, Пазгалев А С, Александров Е Б *ЖТФ* **70** (1) 88 (2000) [Vershovskii A K, Pazgalev A S, Aleksandrov E B *Tech. Phys.* **45** 88 (2000)]
165. Козлов М Г *Оптика и спектроскопия* **67** 1342 (1989) [Kozlov M G *Opt. Spectrosc.* **67** 789 (1989)]
166. Смирнов В С, Тумайкин А М, Юдин В И *ЖЭТФ* **96** 1613 (1989) [Smirnov V S, Tumaikin A M, Yudin V I *Sov. Phys. JETP* **69** 913 (1989)]
167. Budker D, Yashchuk V, Zolotorev M *Phys. Rev. Lett.* **81** 5788 (1998)
168. Budker D et al. *Phys. Rev. A* **62** 043403 (2000)
169. Budker D et al. *Phys. Rev. A* **65** 55403 (2002)
170. Pustelny S et al. *Phys. Rev. A* **73** 23817 (2006)
171. Acosta V et al. *Phys. Rev. A* **73** 53404 (2006)
172. Seltzer S J, Mearns P J, Romalis M V, physics/0611014
173. Wieman C E, Pritchard D E, Wineland D J *Rev. Mod. Phys.* **71** S253 (1999)
174. Phillips W D *Rev. Mod. Phys.* **70** 721 (1998)
175. O'Hara K M et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 4204 (1999)
176. Oblak D et al. *Phys. Rev. A* **71** 43807 (2005)
177. Higbie J M et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 50401 (2005)
178. Fairweather A J, Usher M J *J. J. Phys. E* **5** 986 (1972)
179. Lamden R J *J. Phys. E* **2** 125 (1969)
180. Gravrand O et al. *Earth Planets Space* **53** 949 (2001)
181. Alexandrov E B et al. *Meas. Sci. Technol.* **15** 918 (2004)
182. Вершовский А К и др. *ЖТФ* **76** (1) 115 (2006) [Vershovskii A K et al. *Tech. Phys.* **51** 112 (2006)]
183. Brown J et al., Geomagnetism Unit Report No. 1 (Sussex: Institute of Geological Sciences, 1969)
184. Вершовский А К *Оптика и спектроскопия* **101** 324 (2006) [Vershovskii A K *Opt. Spectrosc.* **101** 309 (2006)]

### Modern radio-optical methods in quantum magnetometry

**Е.В. Александров, А.К. Вершовский**

*Ioffe Physical Technical Institute, Russian Academy of Sciences,  
ul. Politekhnicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russian Federation  
Tel. (7-812) 297-3104  
E-mail: ealexandrov@bk.ru, antver@mail.ru*

This paper is an extension of a part of the talk delivered under the more general title "Narrow spectral lines in fundamental metrology: state-of-the-art, prospects and problems" at the oral presentation of the 90th anniversary *Usp. Fiz. Nauk* issue. The talk reviewed the past development and current status of the metrology of length, frequency/time and magnetic field. The measurement of these quantities currently relies on the high stability of energies of standard transitions between metastable atomic states. Because of journal space restrictions, all metrology topics other than the title one were omitted in the present review.

PACS numbers: **06.20.-f, 07.55.Ge, 76.70.-r**

Bibliography — 184 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **179** (6) 605–637 (2009)

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200906f.0605

Received 24 April 2009

*Physics – Uspekhi* **52** (6) (2009)