

02;09;12

Многоквантовая радиоспектроскопия атомов: приложение к метрологии геомагнитных полей

© Е.Б. Александров, М.В. Балабас, А.К. Вершовский, А.С. Пазгалёв

Всероссийский научный центр "ГОИ им. С.И. Вавилова",
199034 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 14 января 1999 г.)

Теоретически и экспериментально исследована эволюция радиочастотного спектра магнитного резонанса оптически ориентируемых атомов калия в земных магнитных полях в зависимости от мощности переменного магнитного поля H_1 . Показано, что среди множества возникающих n -квантовых резонансов, удовлетворяющих правилам отбора $\Delta F = 0$, $\Delta m_F = \pm n$ (n — целое число), имеется один резонанс высшей кратности $n = 4$ ($m_F = 2 \Leftrightarrow m_F = -2$), обладающий исключительными свойствами. Эти качества делают указанный резонанс кандидатом для использования в квантовом магнитометре малых полей с рекордными характеристиками. Проведено предварительное исследование макета 4-квантового калиевого магнитометра.

Введение

Эффект Зеемана в радиочастотных спектрах основного состояния некоторых щелочных атомов с конца пятидесятих годов используется для высокоточных измерений модуля индукции слабых магнитных полей в основном геомагнитного диапазона. Потребности в прецизионных измерениях такого сорта весьма разнообразны, предъявляемые требования к точности не имеют верхней границы, что постоянно стимулирует поиски новых решений. В настоящее время наибольшая абсолютная точность и вариационная чувствительность реализуются с помощью магнитометра на парах калия с оптической накачкой, использующего узкий изолированный резонанс $\Delta F = 0$, $m_F = 2 \Leftrightarrow m_F = 1$ радиочастотного спектра основного состояния одного из двух стабильных изотопов калия [1]. Помимо одноквантовых переходов $\Delta m_F = \pm 1$ при повышении интенсивности стимулирующего резонанс переменного магнитного поля H_1 возникают многоквантовые резонансы $\Delta m_F = \pm n$, весьма эффективные в квазиэквиливантной системе магнитного расщепления сверхтонких подуровней основного состояния. В момент их обнаружения в начале пятидесятих годов [2,3] эти резонансы казались привлекательными последовательно снижающейся с ростом n собственной шириной. Однако вскоре было установлено, что их частота зависит от мощности переменного поля, причем тем сильнее, чем выше порядок резонанса. Это резко снизило интерес к этим резонансам, и с тех пор в метрологии магнитного поля они не употреблялись.

В настоящей работе мы обращаем внимание на особые свойства резонанса высшей кратности $n = 4$, который практически не смещается переменным полем. Кроме того, частота этого резонанса (в отличие от всех остальных) строго линейно зависит от индукции постоянного магнитного поля. Будучи при этом самым узким и самым интенсивным, этот резонанс заслуживает изучения в качестве кандидата для использования в квантовом магнитометре с рекордными характеристиками.

Легко предсказуемые особенности четырехквантового резонанса могли бы быть замеченными опытным путем еще в пятидесятые годы. Однако в тех опытах экспериментаторы остановились на трехквантовых резонансах по техническим причинам: четырехквантовый резонанс потребовал бы слишком большой мощности радиочастотного поля. В наших условиях мы работали со столь узкими резонансами и в столь слабых постоянных полях, что для возбуждения четырехквантового резонанса требовались ничтожные мощности.

Анализ эволюции спектра магнитного резонанса калия

В слабом магнитном поле основное состояние атома калия образует две системы почти эквидистантных магнитных подуровней, разделенных сверхтонким интервалом. Пример энергетической структуры изотопа калия ^{39}K представлен на рис. 1, а, где магнитное расщепление для наглядности сильно преувеличено. В земном поле спектр переходов $\Delta m_F = \pm 1$ представлен шестью близкими линиями в окрестности частоты $H \cdot 7 \text{ Hz/nT}$, где H — индукция поля в нанотеслах. Точное значение частот этих переходов следует известной формуле Брейта–Раби и приведено в [4]. В условиях оптической ориентации в спектре наиболее выражены переходы внутри состояния $F = 2$ — четыре почти точно эквидистантных линии, разделенных интервалом $2bH^2$, где b для изотопа ^{39}K равно 106.327 GHz/T^2 . В среднем земном поле $50 \mu\text{T}$ этот интервал составляет около 500 Hz.

В вакуумной колбе с парафиновым покрытием собственная ширина резонансов паров калия имеет порядок 1 Hz. Возможность использовать одну полностью изолированную сильнейшую линию спектра составляет решающее преимущество калия перед наиболее популярным в квантовой магнитометрии цезием, множество резонансов которого, переналагаясь, образуют широкую (порядка 50–100 Hz) асимметричную линию с неопре-

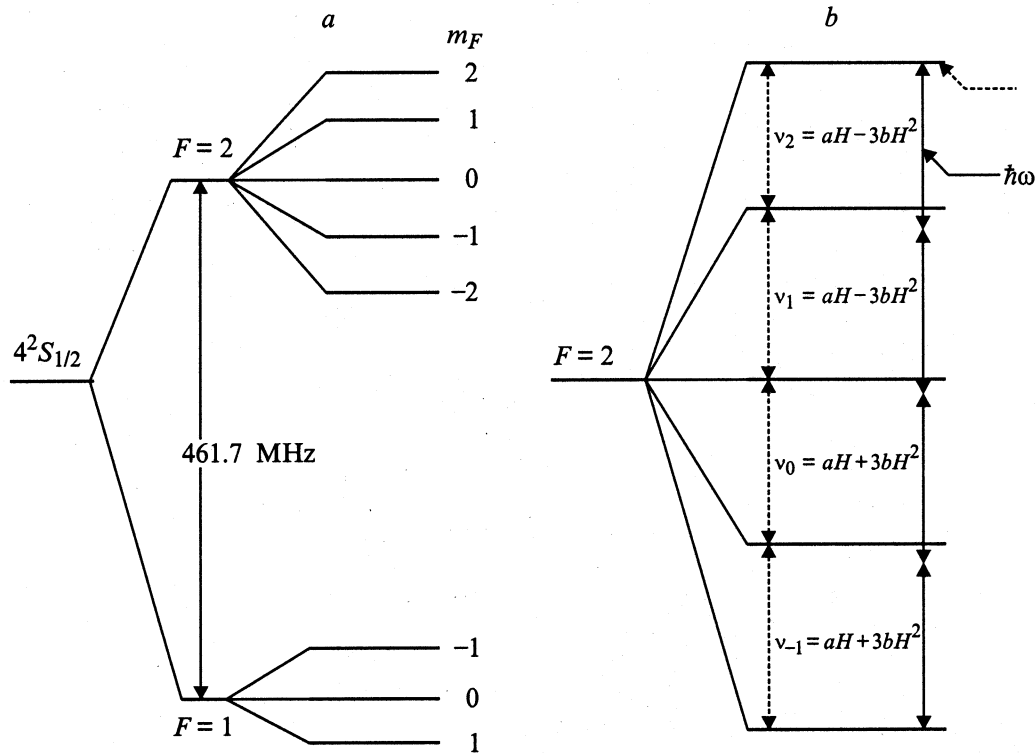


Рис. 1. Схема энергетических подуровней основного состояния атома ^{39}K (*a*) и детальная структура магнитного расщепления верхнего сверхтонкого подуровня основного состояния атома ^{39}K в магнитном поле с индукцией H с точностью до квадратичных по полю членов. $a = 7.004666 \text{ GHz/T}$, $b = 106.327 \text{ GHz/T}^2$ (*b*).

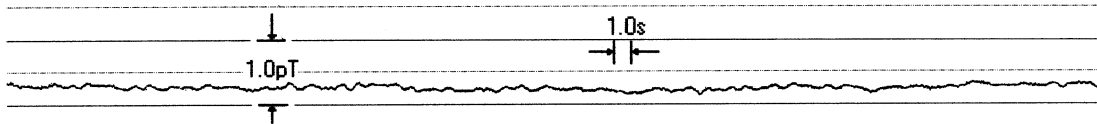


Рис. 2. Экспериментальная запись разности отсчетов двух коммерческих калиевых магнитометров фирмы GEM-Sysuems в естественном поле Земли (Канада, апрель 1998 г.).

деленным положением максимума, что служит основным источником систематических погрешностей цезиевого магнитометра. Калиевый магнитометр полностью свободен от ошибок, связанных с влиянием соседних резонансов. Малая ширина главного резонанса вместе с его большой мощностью (отношение сигнала к шуму порядка 10^4 в полосе 1 Hz) обеспечивают рекордную чувствительность калиевого магнитометра. На рис. 2 представлен фрагмент записи разности показаний двух независимых калиевых магнитометров, датчики которых были разнесены на два метра. Дифференциальная запись позволила в сотни раз подавить естественные вариации магнитного поля Земли и приблизиться к собственным шумам прибора. Приведенная шумовая дорожка, укладывающаяся в $1/4 \text{ pT}$, дает верхнюю оценку шумов приборов. Запись производилась со скоростью 5 отсчетов в секунду и дала представление о реализованной разрешающей способности прибора.

Описанный спектр из 6 изолированных линий наблюдается при достаточно слабом радиочастотном поле H_1 , задаваемым соотношением $\gamma H_1 \leq \Gamma$, где γH_1 — матричный элемент перехода между смежными подуровнями, Γ — собственная ширина перехода. При таком слабом поле H_1 атом реагирует на возмущение как набор независимых двухуровневых систем. По мере роста поля H_1 спектр начинает меняться: линии уширяются, смещаются и появляются новые линии, отвечающие (в терминах теории возмущения) многофотонным резонансам. Полевое уширение линий хорошо известно в теории магнитного резонанса. Полевое смещение резонанса в двухуровневой системе также хорошо известно под названием эффекта Блоха–Зигерта. Однако гораздо сильнее полевое смещение резонанса выражено в многоуровневых квазиэквидистантных системах. Во втором порядке теории возмущения смещение энергии ΔE_j данного уровня j дается выра-

жением [5]

$$\Delta E_j = \sum_k |V_{jk}|^2 / (E_j - E_k + \hbar\omega), \quad (1)$$

где $|V_{jk}|$ — матричный элемент, связывающий уровень j с любым возможным уровнем k с энергией E_k ; $\hbar\omega$ — энергия кванта поля H_1 .

Формула предполагает, что уровень k лежит выше уровня j (в противном случае меняется знак перед $\hbar\omega$) и знаменатель достаточно велик по сравнению с шириной переходов, т. е. рассматривается смещение уровней под действием нерезонансного поля (резонансное поле не смещает уровня). Смещение частоты перехода вычисляется как разность смещений энергий комбинирующих уровней. С ростом величины H_1 полевой сдвиг квадратично возрастает и становится значительным в области появления многоквантовых резонансов, возрастая с ростом кратности резонанса. Исключение составляет резонанс высшей кратности. В этом можно убедиться, применяя выражение (1) для вычисления сдвига уровней $m_F = 2$ и $m_F = -2$ под действием поля H_1 с частотой aH (рис. 1, b), отвечающей $1/4$ частоты невозмущенного интервала между уровнями $m_F = 2$ и $m_F = -2$. Для перехода $m_F = 2 \Leftrightarrow m_F = 1$ эта частота выше резонансного значения на величину $3bH^2$, в то время как для перехода $m_F = -1 \Leftrightarrow m_F = -2$ эта частота меньше частоты резонанса на ту же величину. В результате верхний и нижний подуровни перехода $m_F = 2 \Leftrightarrow m_F = -2$ смещаются одинаково и в одну сторону, так что сама частота перехода сохраняется неизменной (рис. 1, b).

Вывод о точной компенсации полевых сдвигов уровней основан на применении метода возмущений и нуждается в более серьезном подтверждении по двум причинам. Во-первых, возбуждение близкого к насыщению четырехквантового резонанса требует достаточно мощного поля H_1 , нарушающего критерий малости возмущения. Во-вторых, при получении вывода о компенсации полевых сдвигов линии одноквантовых резонансов предполагались строго эквидистантными, т. е. в разложении частот переходов по степеням поля H отбрасывались члены выше квадратичных. Кроме того, следует дополнительно учесть влияние на положение максимума четырехквантового резонанса крыльев соседних резонансов, уширенных в сильных полях H_1 . В связи со всем этим было решено провести точное решение задачи о магнитном резонансе в 8-уровневой системе в условиях оптической накачки без ограничений на величину поля H_1 . Для этого решалось уравнение Ливуиля для матрицы плотности, дополненное феноменологической матрицей релаксации, описывающей оптическую накачку. В поисках стационарного решения в приближении вращающегося поля система 34 дифференциальных уравнений свелась к системе алгебраических уравнений, которая была решена с помощью персонального компьютера для сетки значений частот и амплитуд поля H_1 .

Результат представлен на рис. 3 [4]. Нижний спектр отвечает условию $\gamma H_1 = 2\pi$ Hz (собственная ширина

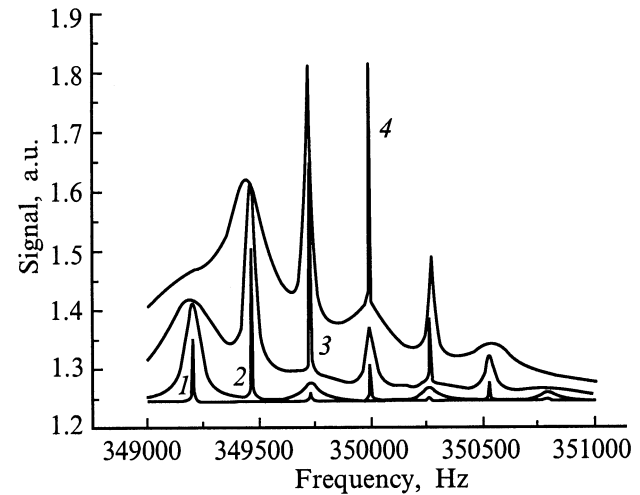


Рис. 3. Расчетный спектр магнитного резонанса ^{39}K для четырех значений амплитуды поля 2π (1), $2\pi \cdot 20$ (2), $2\pi \cdot 80$ (3), $2\pi \cdot 190$ Hz (4). Расчет выполнен для постоянного поля H около $50 \mu\text{T}$.

резонансов предполагалась равной 1 Hz). При этом видны четыре резонанса в состоянии $F = 2$. Резонансы в состоянии $F = 1$ слишком малы для этого масштаба. При увеличении γH_1 до $2\pi \cdot 20$ Hz одноквантовые резонансы оказываются сильно уширенными и заметно смещенными, зато оптимизируются три двухквантовых резонанса. При $\gamma H_1 = 2\pi \cdot 80$ Hz максимальную крутизну приобретают два трехквантовых резонанса, в то время как двухквантовые уже насытились и уширились. Наконец, при $\gamma H_1 = 2\pi \cdot 190$ Hz доминирует четырехквантовый резонанс. Анализ показал, что частота этого резонанса зависит от 10% изменения поля H_1 не больше, чем частота однофотонного резонанса при таком же изменении поля H_1 в окрестности его оптимального значения $\gamma H_1 = 2\pi$ Hz, имея порядок 50 fT, что практически является величиной пренебрежимой. Крутизна же четырехквантового резонанса в оптимуме в 7 раз выше, чем крутизна одноквантового резонанса.

Таким образом, математическое моделирование подтвердило ожидавшуюся перспективность четырехквантового резонанса. Этот вывод был подтвержден и экспериментальной проверкой [6]. В дополнение к данным, приведенным в [6], представим набор панорамных спектров магнитного резонанса, снятых с применением техники низкочастотной модуляции частоты поля H_1 . Сигнал снимался с выхода синхронного детектора, так что линии резонанса имели вид дисперсных кривых. На рис. 4 более высоко расположенные спектры соответствуют более высокой интенсивности поля H_1 . На нижнем спектре видны однофотонные резонансы: три, относящиеся к состоянию $F = 2$, и один из резонансов $F = 1$. На следующем спектре доминируют два двухквантовых резонанса. На третьей панораме видны уширенные двухквантовые резонансы и хорошо выраженные трехкван-

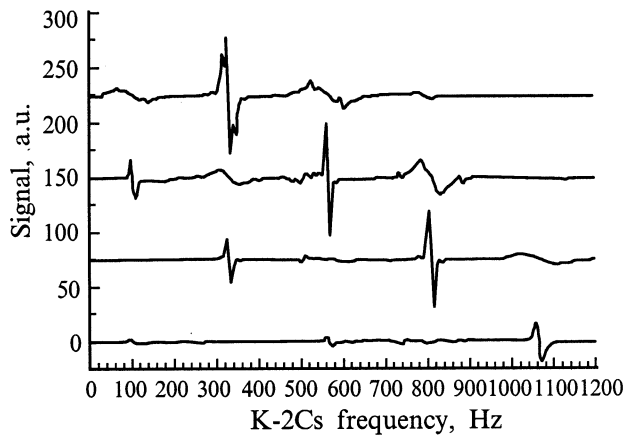


Рис. 4. Экспериментальный спектр магнитного резонанса калия при различных значениях поля H_1 . Спектр записан в магнитном поле около $50 \mu\text{T}$. По горизонтали приведена частота поля H_1 , отсчитанная от удвоенной частоты резонанса в парах цезия, использовавшегося для стабилизации магнитного поля.

товые. Верхняя панорама демонстрирует четырехквантовый резонанс. Усложненная форма резонансов связана со слишком высокой частотой модуляции частоты поля H_1 , порождавшей нестационарные отклики. Заметим также, что ширины резонансов ограничены аппаратной шириной процедуры получения спектров.

Использование четырехквантового резонанса для целей магнитометрии осложнено узостью резонанса, вынуждающую применять весьма медленное сканирование резонанса, что приводит к низкой скорости реакции прибора. Поэтому была выбрана схема типа "тандем", объединяющая самогенерирующий цезиевый магнитометр, обеспечивающий быструю реакцию прибора, с четырехквантовым калиевым магнитометром, гарантирующим высокую абсолютную точность и линейность выходной частоты по отношению к измеряемому полю. Прибор такого типа проходит в настоящее время стадию лабораторных исследований. Его разрешающая способность определяется цезиевым магнитометром, имея порядок $1 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ (среднеквадратичный шум). Долговременная стабильность будет, по-видимому, лимитироваться световыми сдвигами уровней $m_F = 2$ и $m_F = -2$ калия, которые могут быть минимизированы снижением интенсивности оптической накачки калия, имея в виду высокую крутизну четырехквантового резонанса.

Заключение

Атом калия в достаточно сильном переменном поле представляет собой новую квантовую систему, обладающую, в частности, новой линией магнитного резонанса, отсутствующей у свободного атома. До сих пор в распоряжении квантовой магнитометрии был только один электронный парамагнетик с линейной зависимостью

частоты резонанса от магнитного поля — ^4He в метастабильном состоянии 2^3S_1 . Четырехквантовый резонанс калия обладает тем же свойством, будучи при этом в сотни раз более узким. Это обстоятельство позволяет рекомендовать этот резонанс для стандартизации индукции поля геомагнитного диапазона.

Список литературы

- [1] *Alexandrov E.B., Balabas M.V. et al. // Laser Physics 1996. Vol. 6. P. 244–251.*
- [2] *Brossel J., Cagnac B. et Kastler A. // C.R. Acad. Sci. Paris. 1954. T. 237. P. 984–986.*
- [3] *Kusch P. // Phys. Rev. 1954. Vol. 93. P. 1022–1023.*
- [4] *Александров Е.Б., Пазгалёв А.С. // Опт. и спектр. 1966. Т. 80. Вып. 4. С. 534–539.*
- [5] *Бонч-Бруевич А.М., Ходовой В.А. // УФН. 1965. Т. 85. Вып. 1. С. 3–65.*
- [6] *Александров Е.Б., Пазгалёв А.С., Рассон Ж.Л. // Опт. и спектр. 1997. Т. 82. Вып. 1. С. 14–22.*