

09;15

Влияние фликкерных процессов на разрешающую способность самогенерирующих магнитометров с оптической накачкой в режиме насыщения

© С.В. Ермак, П.В. Зимницкий, Р.В. Смолин, В.В. Семенов

Санкт-Петербургский государственный Политехнический университет
E-mail: vladimir_semenov@mail.ru

Поступило в Редакцию 27 сентября 2013 г.

Представлены результаты расчета естественной и технической ширины линии самогенерирующего магнитометра с оптической накачкой щелочных атомов в режиме насыщения и приведены численные оценки технической ширины линии самогенерирующего устройства на изотопах рубидия с общей камерой поглощения.

Самогенерирующие магнитометры с оптической накачкой являются в настоящее время наиболее распространенными измерителями магнитной индукции, благодаря достаточно высоким метрологическим характеристикам в сочетании с достоинствами простоты и надежности при эксплуатации [1]. До недавнего времени в таких устройствах в качестве источников накачки использовались спектральные лампы, в последние годы все чаще используются различные виды полупроводниковых лазеров, в которых предусмотрена возможность управления спектрального состава излучения накачки при высокой эффективности преобразования энергии [2,3]. Прецизионные характеристики самогенерирующих магнитометров, такие как вариационная чувствительность и точность измерения магнитной индукции, определяются спектром генерируемых частот в окрестности резонансного значения, однозначно связанного функциональной зависимостью с внешним магнитным полем. Вследствие влияния различного рода флуктуаций в схеме самогенерирующего устройства (в частности, тепловых и дробовых шумов приемного фотодетектора, дрейфа параметров рабочей камеры поглощения и спек-

трального источника накачки и т. п.) указанный спектр характеризуется так называемой активной шириной линии, которая определяет как предельные значения вариационной чувствительности, так и зависящее от времени среднеквадратичное двухвыборочное отклонение частоты магнитометра (дисперсию Аллана) [4]. В общепринятой терминологии указанные флуктуации принято разделять на естественные шумы, связанные с принципиально неустранимыми тепловыми и дробовыми вариациями фототока приемного фотодетектора, и технические шумы, обусловленные фликкерным дрейфом параметров в цепи обратной связи самогенерирующего устройства.

В своем составе самогенерирующие магнитометры содержат некий нелинейный элемент, функциональное предназначение которого состоит в ограничении амплитуды колебаний. Оптимальным с точки зрения максимальной вариационной чувствительности является режим ограничения, обусловленный насыщением спиновой системы атомов рабочего вещества магнитометра под действием резонансного радиополя. В этом случае обеспечивается максимальное отношение сигнал/шум, определяющее предельную чувствительность магнитометра [5]. Как следует из работы [1], при наличии единственного источника шумов — дробового тока и при временах измерения t , значительно превышающих время поперечной релаксации T_2 , максимальная вариационная чувствительность магнитометра определяется следующим выражением:

$$\Delta B_{\min} = \frac{2S_N}{(2\pi t)^{1/2} \gamma S T_2}, \quad (1)$$

где S_N — спектральная плотность дробового шума, S — максимальная амплитуда регистрируемого сигнала, γ — гиромагнитное отношение атомов рабочего вещества.

Следует однако отметить, что оценка параметра ΔB_{\min} по формуле (1), как правило, носит дидактический характер, поскольку в реальных условиях эксплуатации магнитометра, при значительных временах измерений t , метрологические характеристики измерительного устройства определяются дрейфом параметров его элементов (медленные изменения спектрального состава и интенсивности света накачки, температурные вариации рабочей камеры поглощения и т. п.). Соответственно центральная частота генерации будет дрейфовать в пределах так называемой технической ширины линии, зависящей от времени наблюдения [6]. При этом существует некое предельное

значение времени измерения t_0 , при котором девиация ΔB_{\min} достигает минимального значения и в дальнейшем начинает расти по закону t^n , где показатель степени обычно варьируется в границах от 0 до 3. В данном сообщении представлены результаты расчета естественной и технической ширины линии самогенерирующего магнитометра с оптической накачкой щелочных атомов в режиме насыщения [7] и проводятся численные оценки технической ширины линии самогенерирующего устройства на изотопах рубидия с общей камерой поглощения, экспериментально реализованного в работе [8].

В соответствии с [7] естественная ширина линии самогенерирующего устройства на щелочных атомах в режиме насыщения определяется асимптотическим выражением

$$\Delta\Omega_E \approx \frac{2\pi e I_0}{R_0^2 \tau_2^2}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона, I_0 — постоянный ток засветки приемного фотодетектора, R_0 — безразмерная относительная амплитуда колебаний самогенерирующего магнитометра, равная

$$R_0 = (\gamma k)^{-1} \left(\frac{\gamma k M_0 \tau_2 - 2}{2\tau_1 \tau_2} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где k — коэффициент передачи обратной связи; τ_1 и τ_2 — соответственно эффективные времена продольной и поперечной релаксации в двухуровневой модели атомов щелочного металла, учитывающие действие света накачки [9]; M_0 — макроскопическая намагниченность рабочего вещества, созданная циркулярно поляризованным светом накачки. В случае использования лазерных источников накачки зависимость намагниченности щелочных паров от относительного темпа накачки в условиях неразрешенного радиочастотного спектра основного состояния описывается простой формулой [7]

$$M_0 = \frac{E_1 \Gamma^* \exp(-\Gamma^*)^\lambda}{1 + E_2 \Gamma^*}, \quad (4)$$

где E_1 — масштабный коэффициент, зависящий от величины ядерного спина щелочного атома и пропорциональный статистическому весу сверхтонкого состояния щелочного атома; E_2 — коэффициент,

показывающий относительный (по отношению к скорости поперечной релаксации) вклад темпа накачки в скорость продольной релаксации; λ — коэффициент, учитывающий присутствие резервуара оттока щелочных атомов в условиях селективной сверхтонкой накачки; Γ^* — отношение скорости накачки к эффективной скорости поперечной релаксации. Балансное приближение решения уравнений диагональных элементов матрицы плотности для щелочных атомов с ядерным спином $3/2$, $5/2$ и $7/2$ позволяет установить, что указанные коэффициенты в зависимости от спина ядра, номера электродипольного перехода, способа сохранения поляризации (поглощающие ячейки с покрытием стенок либо с буферным газом) изменяются в диапазоне: E_1 от 0.1 до 0.5; E_2 от 0.1 до 1.0; λ — от 0 до 0.6.

При действии технических шумов, учитывающих как амплитудные, так и фазовые флуктуации полезного сигнала и имеющих зависимость спектральной плотности мощности от частоты вида

$$S_{\delta_a} = \frac{A_f}{2\pi\omega^2}, \quad (5)$$

техническая ширина линии определяется выражением [7]

$$\Delta\omega_T = (\pi A_f t)^{1/2} (\tau_1^2 + \tau_2^2) (\omega \tau_2 \tau_1^3)^{-1}, \quad (6)$$

где ω — частота генерации, t — время наблюдения, A_f — постоянная, зависящая от источника технического шума.

Выражение (6) справедливо не для всех времен наблюдения. Нижняя граница лимитируется условием исключения переходных процессов, при котором $t \gg \tau_2$, верхняя граница связана с условием малости дисперсии амплитудных флуктуаций и составляет порядок величины 10^9 с [10].

В пренебрежении амплитудными флуктуациями для более общего случая (произвольного показателя степени в выражении (5)) справедливы следующие выражения для технической ширины линии:

при $0 < n < 1$

$$\Delta\omega_T = \frac{\pi(n+1)}{\Gamma(\frac{1}{n+1})} \left\{ \frac{A_f}{2\omega^2 \tau_1^2 \tau_2^2 \Gamma(n+2) \sin \frac{\pi(n+1)}{2}} \right\}^{1/(n+1)}; \quad (7)$$

при $1 < n \leq 2$

$$\Delta\omega_T = 2 \left\{ \frac{\pi A_f t^{n-1}}{2\omega^2 \tau_1^2 \tau_2^2 \Gamma(n) \sin \frac{\pi(n-1)}{2}} \right\}^{1/2}; \quad (8)$$

при $2 \leq n < 3$

$$\Delta\omega_T = 2 \left\{ \frac{A_f}{\omega^2 \tau_2^2} \left[\frac{\pi t^{n-1}}{2\tau_1^2 \Gamma(n) \sin \frac{\pi(n-1)}{2}} - \Gamma(3-n) \sin \frac{\pi(n-2)}{2} t^{n-3} \right] \right\}^{1/2}. \quad (9)$$

Для численной оценки величины $\Delta\Omega_E$ по формуле (2) необходимо перейти к размерным значениям амплитуды генерации R_0 в долях тока засветки I_0 . Применительно к атомам щелочных металлов реальные значения параметров τ_2 и R_0 имеют порядок 0.01 s и $0.01 I_0$. Для тока засветки $10 \mu\text{A}$ указанные параметры соответствуют естественной ширине линии на уровне 10^{-5} Hz . Представленная оценка по порядку величины близка к предельной вариационной чувствительности парощелочных магнитометров, реализованной на изотопах рубидия с общей камерой поглощения за время измерения 100 s [1]. Превышение этого временного порога приводит к существенному увеличению аллановской девиации, связанному с действием технических шумов. Влияние последних на динамику спектра автоколебаний самогенерирующего устройства можно установить из анализа выражений (7)–(9). Так, например, при $n \approx 1$ техническая ширина линии стремится к бесконечности, что позволяет сделать вывод о нестационарном характере фликкерных шумов с неограниченным ростом низкочастотных компонент. Это, в свою очередь, предполагает использование выражений (7) и (8) в пределах ограниченного времени наблюдения и только в случае строгого соблюдения неравенства показателя n относительно единицы. С другой стороны, практика показывает, что реальные фликкерные процессы в квантовых устройствах имеют более выраженный нестационарный характер, чем это следует из зависимостей $\Delta\omega_T(t)$ при $n \approx 1$. В этой связи представляет интерес сравнить, как влияет учет амплитудных флуктуаций на ширину спектральной линии в варианте с $n \approx 2$, путем сопоставления выражений (6) с (8) и (9). Нетрудно обнаружить, что технические ширины линии, определенные по вышеуказанным формулам с одинаковым значением $n \approx 2$, различаются в меру коэффициента, равного

$$2^{-1/2}(\tau_1^2 + \tau_2^2)\tau_1^{-2}.$$

При равных временах поперечной τ_2 и продольной τ_1 релаксации значение этого коэффициента равно $\sqrt{2}$, в случае же заметного превышения времени τ_1 над τ_2 этот коэффициент равен $1/\sqrt{2}$. Подобную неоднозначность можно объяснить тем, что спектр колебаний, обладающий только флуктуациями амплитуды колебаний, как следует из работы [6], формирует монохроматическую линию мощности $R_0^2/2$, причем амплитудные флуктуации не „размывают“ спектральную линию колебаний, а добавляют лишь пьедестал, форма которого совпадает с формой спектра амплитудных флуктуаций. При этом удельный вес вклада амплитудных и частотных флуктуаций в результирующую ширину линии определяется абсолютным значением амплитуды колебаний, величина которой напрямую зависит от соотношения констант продольной и поперечной релаксации. Из выражения (3) несложно установить, что при одинаковых темпах накачки и коэффициентах передачи цепи обратной связи амплитуда колебаний тем больше, чем больше отношение τ_1/τ_2 . Таким образом, случаю $\tau_1 \geq \tau_2$ будет соответствовать большее значение амплитуды колебаний в сравнении с вариантом баланса времен τ_1 и τ_2 , что в свою очередь позволяет повысить степень монохроматичности спектральной линии автоколебаний. В обоих случаях техническая ширина линии радикальным образом зависит от постоянных A_f и n , значения которых можно определить только экспериментально, что представляет самостоятельный интерес для исследований долговременной стабильности квантовых устройств с оптической накачкой. Для кремниевых фотодетекторов экспериментальное значение постоянной A_f имеет порядок величины 10^{-13} Hz [11]. Подстановка этого значения в формулу для технической ширины линии при $n \approx 2$ дает величину, близкую к оценкам аллановской девиации частоты за времена измерения в несколько сотен секунд при работе рубидиевого самогенерирующего магнитометра с рабочей частотой 10^4 Hz [8]. Следует подчеркнуть, что точность прогноза долговременной стабильности частоты самогенерирующего устройства зависит как от времени измерения, так и от точности определения коэффициентов A_f и n . Так, например, в соответствии с выражением (9) при одних и тех же значениях A_f , ω , τ_2 и τ_1 переход от $n = 2$ к $n = 2.5$ дает пятикратное увеличение технической ширины линии при времени наблюдения 10^2 s, а при времени наблюдения 10^4 s этот параметр возрастает до 15.

Полученные выражения для ширины линии самогенерирующих магнитометров дают возможность оценить их реальную разрешающую

способностью и спрогнозировать варианты улучшения этого параметра путем оптимизации режима ограничения автоколебаний в цепи обратной связи.

Список литературы

- [1] Александров Е.Б., Вершовский А.К. // УФН. 2009. Т. 179. № 6. С. 605–637.
- [2] Knappe S., Schwindt P.D.D., Gerginov V. // J. Optics A: Pure and Applied Optics. 2006. V. 8. P. S318–S322.
- [3] Schwindt P.D.D., Hollberg L., Kitching J. // Rev. Sci. Instrum. 2005. V. 76. N 12. P. 126 103.
- [4] Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения / Пер. с англ. М.: Физматлит, 2009. 512 с.
- [5] Вершовский А.К., Пазгалев А.С. // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 5. С. 116–124.
- [6] Малахов А.Н. Флуктуации в автоколебательных системах. М.: Наука, 1968. 660 с.
- [7] Ермак С.В., Зимницкий П.В., Смолин Р.В., Семенов В.В. // НТВ. 2013. Т. 2(170). С. 97–104.
- [8] Александров Е.Б., Балабас М.В., Вершовский А.К., Пазгалев А.С. // ЖТФ. 2004. Т. 74. В. 6. С. 118–122.
- [9] Семенов В.В. // ЖПС. 1997. Т. 64. № 1. С. 71–75.
- [10] Житников Р.А., Клюшкин П.А., Семенов В.В., Фомин Г.В. // ЖТФ. 1973. Т. XLIII. № 9. С. 1965–1972.
- [11] Житников Р.А., Семенов В.В., Клюшкин П.А. // ЖТФ. 1974. Т. XLIV. С. 873–875.