



УДК 539.194

*С.В. Ермак, П.В. Зимницкий, Р.В. Смолин, В.В. Семенов***ПРЕДЕЛЬНАЯ РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ  
САМОГЕНЕРИРУЮЩИХ МАГНИТОМЕТРОВ НА ПАРАХ  
ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ С ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКОЙ***S.V. Ermak, P.V. Zimnitsky, R.V. Smolin, V.V. Semenov*St. Petersburg State Polytechnical University  
29 Politekhnikeskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia**EXTREME RESOLUTION OF LASER PUMPED ALKALINE  
VAPOR SELF-OSCILLATING MAGNETOMETERS**

Рассмотрены характеристики самогенерирующего магнитометра с лазерной оптической накачкой щелочных паров в режиме насыщения атомов рабочего вещества. На основе анализа стохастических уравнений получены выражения для естественной и технической ширины линии колебаний самогенерирующего магнитометра, определяющие его разрешающую способность. Полученные зависимости сравниваются с характеристиками самогенерирующего аналога в режиме ограничения колебаний за счет нелинейности усилителя в цепи обратной связи.

САМОГЕНЕРИРУЮЩИЙ МАГНИТОМЕТР. ДВОЙНОЙ РАДИООПТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС. СПИНОВЫЙ ГЕНЕРАТОР. ЛАЗЕРНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА.

The results of analytic study of optical pumped spin generator with alkaline vapors in saturation mode are presented. According to analysis of stochastic equations for amplitude and frequency fluctuations we have obtained equations for natural and technical line width which determine resolution of spin generator. Resulting dependences are compared with the same ones for spin generator where the mechanism of amplitude limiting is based on nonlinearity of the amplifier feedback.

SELF-OSCILLATING MAGNETOMETER. RADIO-OPTICAL RESONANCE. SPIN GENERATOR. LASER OPTICAL PUMPING.

Спиновые генераторы с оптической накачкой являются в настоящее время одним из наиболее распространенных вариантов квантовых самогенерирующих магнитометров, используемых в различных прикладных и фундаментальных задачах благодаря уникальным прецизионным характеристикам в сочетании с высокими показателями простоты и надежности при эксплуатации [1]. До недавнего времени в таких устройствах использовались ламповые источники накачки, где ресурс обеспечения требуемых характеристик по стабильности и воспроизводимости показаний измерительного устройства в значительной мере себя исчерпал, особенно для малогабаритных конструкций магнитометров. В этой свя-

зи в последние годы наметился интерес перехода к лазерным источникам накачки, имеющих достоинства простоты управления спектрального состава и высокого коэффициента полезного действия преобразования энергии [2, 3]. Интерес к таким источникам вызван возможностью улучшения массогабаритных параметров квантовых магнитометров без потери их вариационной чувствительности и долговременной стабильности. Эти характеристики самогенерирующего магнитометра определяются спектром генерируемых частот в окрестности резонансного значения, однозначно связанного функциональной зависимостью с внешним магнитным полем. Вследствие влияния различного рода флуктуаций в схе-

ме самогенерирующего устройства (в частности, тепловых и дробовых шумов приемного фотодетектора, дрейфа параметров рабочей камеры поглощения и спектрального источника накачки и т. п.), указанный спектр формирует так называемую активную ширину линии, которая определяет предельные значения как 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.

Ширина линии генерации спинового генератора – магнитометра является основным параметром, определяющим разрешающую способность устройства, а следовательно и его прикладную ценность. В своем составе подобные устройства содержат некий нелинейный элемент, функциональное предназначение которого состоит в ограничении амплитуды колебаний. В работе [5] рассмотрен механизм ограничения колебаний за счет нелинейности вольтамперной характеристики цепи обратной связи (режим НВХ). При этом подразумевается значительное превышение скорости тепловой релаксации над скоростью индуцированных переходов, вызванных действием резонансного радиополя. Однако подобный режим не соответствует оптимальному, поскольку при таком дисбалансе скоростей переходов не достигается максимума отношения сигнал/шум, определяющего предельную чувствительность магнитометра [6].

В настоящей работе приводятся результаты аналитического исследования характеристик спинового генератора с лазерной оптической накачкой, в котором механизм ограничения колебаний связан с сугубо квантовым явлением – насыщением спиновой системы атомов рабочего вещества магнитометра под действием резонансного радиополя, индуцирующего магнито-

дипольные переходы между магнитными подуровнями основного состояния атомов (режим НСС). При реализации такого режима обеспечивается максимальная вариационная чувствительность квантового магнитометра, поскольку при том же уровне засветки приемного фотодетектора в режиме насыщения наблюдается максимальное отношение сигнал/шум. 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:

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

где  $S_N$  – спектральная плотность дробового шума,  $S$  – максимальная амплитуда регистрируемого сигнала,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение атомов рабочего вещества.

Следует однако отметить, что оценка параметра  $\Delta B_{\min}$  по формуле (1), как правило, носит дидактический характер, поскольку в реальных условиях эксплуатации магнитометра, при значительных временах измерений  $t$ , метрологические характеристики измерительного устройства определяются так называемыми техническими шумами его элементов. Последние связаны с медленным дрейфом их параметров (изменение спектрального состава и интенсивности света накачки, температурные вариации рабочей камеры поглощения и т. п.). При этом существует некое предельное значение времени измерения  $t$ , при котором девиация  $\Delta B_{\min}$  достигает так называемого «фликкерного потолка», и в дальнейшем начинает расти по закону  $t^n$ , где показатель степени обычно варьируется в границах от 0 до 3. Подобная ситуация характерна для всех типов квантовых устройств, в том числе и квантовых стандартов частоты, где аллановская девиация номинального значения частоты начинает расти со временем при превышении времени измерения на величину порядка сотен секунд.

Особенностью использования лазеров в качестве источника накачки в самогенерирующих квантовых устройствах на парах щелочных металлов является селективный характер воздействия поля накачки на одну из двух групп атомов, принадлежащих разным значениям полного момента:  $F$  и  $F + 1$ . При использовании циркулярно-поляризованного света, в результате такого воздействия одновременно происходят оптическая ориентация атомов на резонансном оптическом переходе и перекачка атомов в состояние, которое выступает в роли накопителя атомов, не взаимодействующих непосредственно с резонансным излучением. При индуцировании в такой среде низкочастотного радиооптического резонанса его интенсивность будет пропорциональна разности населенностей соответствующих магнитных подуровней, число которых определяется величиной ядерного спина щелочного атома и номером электродипольного перехода. В условиях неразрешенного радиочастотного спектра поглощения основного состояния многоуровневая атомная система щелочных атомов может быть аппроксимирована простой двухуровневой моделью. Такая модель характеризуется эффективными временами продольной и поперечной релаксации, где относительный вклад темпа накачки зависит от целого ряда факторов. Последние связаны как с параметрами источника накачки, так и со способом сохранения поляризации атомов рабочего вещества либо путем применения камер поглощения с покрытием, либо путем использования буферного инертного газа [7]. Для построения указанной модели необходимо определить функциональную зависимость от темпа накачки диагональных элементов матрицы плотности, рассчитанных в балансном приближении, учитывающем только процессы релаксации и оптической накачки. В качестве примера на рисунке представлены подобные зависимости разности диагональных элементов матрицы плотности (определяющих степень поляризации атомов рабочего вещества) от относительного темпа лазерной оптической накачки для атомов щелочного металла с

ядерным спином  $3/2$ . Приведены зависимости для ячеек с покрытием и для ячеек с буферным газом. Характер представленных зависимостей позволяет аппроксимировать их простой формулой

$$\sigma_{ii} - \sigma_{jj} = E_1 \Gamma^* (1 + E_2 \Gamma^*)^{-1} \exp(-\Gamma^* \lambda), \quad (2)$$

где  $E_1$  — коэффициент, пропорциональный статистическому весу сверхтонкого состояния;  $E_2$  — коэффициент, показывающий относительный вклад темпа накачки в скорость продольной релаксации;  $\lambda$  — коэффициент, учитывающий присутствие резервуара оттока атомов в условиях сверхтонкой оптической накачки;  $\Gamma^*$  — отношение скорости накачки к скорости поперечной релаксации.

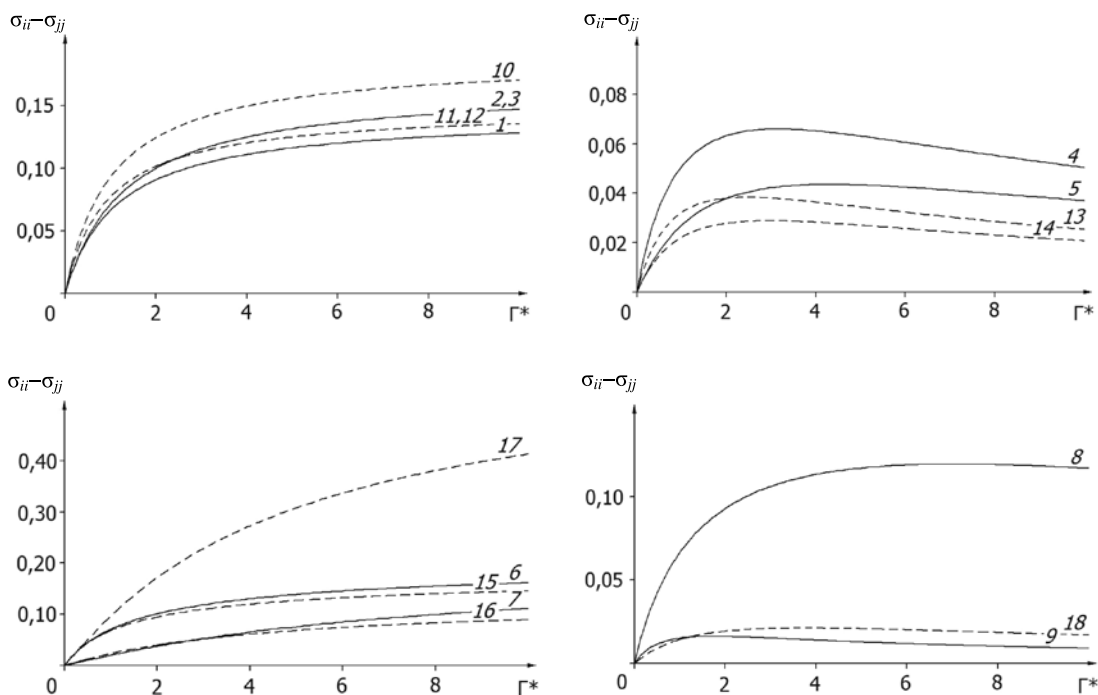
В таблице приведены указанные коэффициенты, которые вычислены при аппроксимации зависимостей, представленных на рисунке (с помощью выражения (2)).

Анализ представленных данных позволяет сделать следующие заключения:

При равных интегральных интенсивностях света накачки лазерного источника наибольшая степень поляризации достигается на длинноволновой компоненте электродипольного перехода как в ячейках с покрытием, так и с буферным газом вследствие превалирования статистического веса магнитных подуровней сверхтонкой структуры с большим значением полного момента атома  $F$ .

При использовании двухуровневой модели оптически ориентированных атомов для одного из сверхтонких состояний паров щелочного металла с ядерным спином  $3/2$  в условиях селективной лазерной накачки, вклад темпа накачки (коэффициент  $E_2$ , определенной с точностью 0,05) в скорость продольной релаксации по отношению к поперечной варьируется в диапазоне 0,2 — 1,0 вне зависимости от степени разрешения спектра поглощения низкочастотного радиооптического резонанса на магнитодипольных переходах.

Для электродипольных переходов, сопровождающихся увеличением полного момента атома на единицу ( $F \leftrightarrow F+1$ ), характер зависимостей разности диагональных элементов матрицы плотности



Расчетные зависимости разности диагональных элементов матрицы плотности от относительного темпа лазерной накачки для атомов щелочного металла с ядерным спином 3/2.

Использованы два способа сохранения поляризации атомов рабочего вещества: ячейки с покрытием (пунктир) и с буферным газом (сплошные линии)

**Результаты аппроксимации зависимостей, приведенных на рисунке, по двухуровневой модели**

Электродипольный переход $F \rightarrow F^*$	$\sigma_{ii} - \sigma_{jj}$	Номера кривых на рис.	$E_1$		$E_2$		$\lambda$	
			БГ	П	БГ	П	БГ	П
$1 \rightarrow 0$	$\sigma_{11} - \sigma_{33}$	1, 10	0,34	0,50	0,87	0,98	0	0
$1 \rightarrow 1$	$\sigma_{11} - \sigma_{33}$ $\sigma_{11} - \sigma_{22}$	2, 11 3, 12	0,34	0,44	0,75	1,10	0	0
$1 \rightarrow 2$	$\sigma_{33} - \sigma_{11}$ $\sigma_{33} - \sigma_{22}$	4, 13 5, 14	0,20 0,09	0,13 0,08	0,41 0,17	0,45 0,35	0,31 0,34	0,34
$2 \rightarrow 1$	$\sigma_{88} - \sigma_{44}$ $\sigma_{77} - \sigma_{66}$ $\sigma_{77} - \sigma_{88}$	6, 15 7 16	0,28 0,07 —	0,30 — 0,08	0,53 0,08 —	0,65 — 0,23	— 0	0 0
$2 \rightarrow 3$	$\sigma_{88} - \sigma_{44}$ $\sigma_{55} - \sigma_{44}$ $\sigma_{44} - \sigma_{55}$	8, 17 9 18	0,22 0,08 —	0,33 — 0,05	0,22 0,88 —	0,19 — 0,20	0,25 0,34 —	0 — 0,35

Обозначения:  $\sigma_{ii} - \sigma_{jj}$  — разности диагональных элементов матрицы плотности для электродипольного перехода;  $E_1, E_2, \lambda$  — коэффициенты в формуле (2); БГ, П — камеры поглощения с буферным газом и покрытием, соответственно; нечетные номера кривых относятся к БГ, четные — к П

(определяющих степень макроскопической намагниченности образца) от относительного темпа накачки  $\Gamma^*$  (отношения скоростей оптической и тепловой релаксации) принципиально отличается от подобных зависимостей для переходов  $F \leftrightarrow F - 1$  и  $F \leftrightarrow F$  наличием максимума, который обусловлен появлением состояний-ловушек, не взаимодействующих с оптическим полем в условиях селективной лазерной накачки. С ростом  $F$  этот максимум смещается в сторону бóльших значений  $\Gamma^*$ . Для электродипольных переходов  $F \leftrightarrow F - 1$  и  $F \leftrightarrow F$  разность диагональных элементов матрицы плотности монотонно возрастает с ростом  $\Gamma^*$ , стремясь к некоторому пределу, уровень которого зависит от номера электродипольного перехода и способа сохранения поляризации атомов рабочего вещества (ячейки с покрытием либо с буферным газом). Значение оптимального темпа накачки  $\Gamma_{\text{opt}}^*$  (соответствует максимальной поляризации атомов) на электродипольных переходах  $F \leftrightarrow F - 1$  и  $F \leftrightarrow F$  различно для камер поглощения с покрытием и с буферным газом: для последних  $\Gamma_{\text{opt}}^*$  в несколько раз выше сходного параметра для первых (при соответственно большей степени поляризации).

Для выяснения влияния технических шумов на динамику вариаций частоты самогенерирующих измерительных устройств необходим анализ уравнения колебаний спинового генератора, учитывающего как действие шумов в контуре обратной связи, так и механизм ограничения амплитуды колебаний. Согласно работе [5], такое уравнение в общем виде может быть представлено следующим образом:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega^2x = A \frac{dx}{dt} + Bx + Cx^3 + D, \quad (3)$$

где  $x$  – координата, характеризующая состояние спинового генератора;  $\omega$  – собственная частота колебаний.

В рассматриваемом случае режима НСС коэффициенты уравнения (3) имеют вид:

$$A = \left( \frac{\gamma k M_0}{1 + (\gamma k R_0)^2 \tau_1 \tau_2} - \frac{2}{\tau_2} \right);$$

$$B = \frac{(\gamma k)^3 R_0^2 M_0 \tau_2}{1 + (\gamma k R_0)^2 \tau_1 \tau_2};$$

$$C = (\gamma k M_0)^2,$$

где  $k$  – коэффициент обратной связи,  $M_0$  – равновесная намагниченность, пропорциональная разности диагональных элементов матрицы плотности;  $R_0$  – стационарная амплитуда колебаний;  $\tau_1, \tau_2$  – величины эффективного времени продольной и поперечной релаксации.

Влияние шумов в контуре спинового генератора учитывается коэффициентом  $D$ , имеющим следующий вид для случаев естественных и технических шумов соответственно:

$$\frac{2}{\omega^2 \tau_2} \left( \frac{d\delta(t)}{dt} + \frac{\delta(t)}{\tau_2} \right);$$

$$\frac{2}{\omega^2 \tau_2} \left( \frac{d\delta(t)}{dt} + \delta(t) \frac{dx}{dt} \right) + \frac{2\delta(t)x}{\omega^2 \tau_1 \tau_2},$$

где  $\delta(t)$  – шумовой ток фотодетектора.

Последовательность решения уравнения (3) аналогична методике, рассмотренной в работах [5, 9], поэтому приведем лишь конечные результаты расчета стационарной амплитуды колебаний  $R_0$ , регулярной поправки к частоте генерации  $\Delta\omega$ , скоростей затухания амплитудных и фазовых флуктуаций (соответственно  $p$  и  $q$ ) и величину естественной и технической ширины линии автоколебаний квантового генератора, работающего в режиме НСС:

$$R_0 = (\gamma k)^{-1} \left( \frac{\gamma k M_0 \tau_2 - 2}{2\tau_1 \tau_2} \right)^{\frac{1}{2}}; \quad (4)$$

$$\Delta\omega = - \frac{4 + 3M_0^2}{8\omega\tau_1\tau_2} \gamma k; \quad (5)$$

$$p = \frac{4\gamma k \tau_1 R_0^2}{M_0 \tau_2}; \quad (6)$$

$$q = \gamma k R^2 \frac{16 + 3\gamma k \tau_2 M_0^3}{4\omega_0 M_0 \tau_2}. \quad (7)$$

Как следует из выражения (4), при значении  $(\gamma k)_{\text{opt}} = 4/M_0\tau_2$  амплитуда автоколебаний достигает максимума:

$$R_{0\max} = \frac{M_0}{4} \left( \frac{\tau_2}{\tau_1} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Естественная ширина линии, определяемая дробовыми шумами приемного фотодетектора, следует выражению:

$$\Delta\Omega = \frac{2\pi e I_0}{R_0^2 \tau_2^2} \left( 1 + \frac{q^2}{p^2} \right) \approx \frac{2\pi e I_0}{R_0^2 \tau_2^2}, \quad (9)$$

где  $I_0$  – постоянный ток фотодетектора,  $e$  – заряд электрона.

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

$$S_{\delta_a} = \frac{A_\Phi}{2\pi\omega^2}, \quad (10)$$

техническая ширина линии определяется выражением

$$\Delta\omega_T = (\pi A_\Phi t)^{1/2} (\tau_1^2 + \tau_2^2) (\omega \tau_2 \tau_1^3)^{-1}. \quad (11)$$

Для более общего случая фликкерных шумов (произвольного показателя степени в выражении (9)) получают следующие выражения для технической ширины линии, в пренебрежении амплитудными флуктуациями.

При  $0 < n < 1$

$$\Delta\omega_T = \frac{\pi(n+1)}{\Gamma\left(\frac{1}{n+1}\right)} \times \left\{ \frac{A_\Phi}{2\omega^2 \tau_1^2 \tau_2^2 \Gamma(n+2) \sin \frac{\pi(n+1)}{2}} \right\}^{1/n+1}. \quad (12)$$

При  $1 < n \leq 2$

$$\Delta\omega_T = 2 \left\{ \frac{\pi A_\Phi t^{n-1}}{2\omega^2 \tau_1^2 \tau_2^2 \Gamma(n) \sin \frac{\pi(n-1)}{2}} \right\}^{1/2}. \quad (13)$$

При  $2 \leq n < 3$

$$\Delta\omega_T = 2 \left\{ \frac{A_\Phi}{\omega^2 \tau_2^2} \left[ \frac{\pi t^{n-1}}{2\tau_1^2 \Gamma(n) \sin \frac{\pi(n-1)}{2}} - \right. \right.$$

$$\left. \left. - \Gamma(3-n) \sin \frac{\pi(n-2)}{2} t^{n-3} \right] \right\}^{n-3}. \quad (14)$$

В варианте НСС, также как и в режиме НВХ [5], поправка к частоте генерации (5) обратно пропорциональна рабочей частоте и поперечному времени релаксации. Однако эта поправка получается меньшей приблизительно в меру отношения  $\tau_1/\tau_2$ , независимо от коэффициента передачи, темпа накачки и вклада оптической накачки в скорость продольной релаксации. Поскольку поправка к частоте генерации определяет точность измерений магнитного поля, режим НСС оказывается более прецизионным по сравнению с режимом НВХ. При этом в режиме НСС естественная ширина линии спинового генератора становится более чем на порядок меньше, чем в варианте НВХ обратной связи, рассмотренном в работе [5].

Для численной оценки величины  $\Delta\Omega$  по формуле (5) необходимо перейти к размерным значениям амплитуды генерации  $R_0$  в долях тока засветки  $I_0$ . Применительно к атомам щелочных металлов реальные значения параметров  $\tau_2$  и  $R_0$  имеют порядок  $0,01\tau_1$  и  $0,01I_0$ . Для тока засветки 10 мкА указанные параметры соответствуют естественной ширине линии на уровне  $10^{-5}$  Гц. Представленная оценка по порядку величины близка к фликкерному потолку показаний парощелочных магнитометров, реализованных на изотопах рубидия с общей камерой поглощения за время измерения 100 с [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 (11) – (13). 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 (11) и (12) в пределах ограни-

ченного 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  $\Delta\Omega(t)$  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 (10) с (12) и (13). Нетрудно обнаружить, что отношение этих ширин равно

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

т. е. в зависимости от соотношения эффективных времен поперечной и продольной релаксации учет амплитудных флуктуаций либо сужает, либо уширяет спектральную линию колебаний в соответствующее число раз. Подобную неоднозначность можно объяснить тем, что спектр колебаний, обладающий только флуктуациями амплитуды колебаний, как следует из работы [8], 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 (4) несложно установить, что при одинаковых темпах

накачки и коэффициентах передачи цепи обратной связи амплитуда колебаний тем больше, чем больше отношение  $\tau_1/\tau_2$ . Таким образом, в случае, когда  $\tau_1 \gg \tau_2$ , учет амплитудных флуктуаций позволяет повысить степень монохроматичности спектральной линии автоколебаний и сужает ее в  $2^{1/2}$  раз. При балансе же времен поперечной и продольной релаксации амплитуда колебаний меньше, чем в предыдущем случае, что немедленно приводит к уменьшению вклада амплитудных флуктуаций в динамику поведения спектральной линии и соответствующему ее уширению. В обоих случаях техническая ширина линии радикальным образом зависит от постоянных  $A_\phi$  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  $A_\phi$  имеет порядок величины  $10^{-13}$  Гц [9]. 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  $10^4$  Гц [10]. Полученные выражения для ширины линии самогенерирующих магнитометров дают возможность оценить их реальную разрешающую способность и спрогнозировать варианты улучшения этого параметра путем оптимизации режима ограничения автоколебаний в цепи обратной связи.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Александров, Е.Б. Современные радиооптические методы квантовой магнитометрии [Текст] / Е.Б. Александров, А.К. Вершовский // УФН. – 2009. – Т. 179. – № 6. – С. 605–637.
2. Knappe, S. Microfabricated atomic clocks and magnetometers [Text] / S. Knappe, P.D.D. Schwindt, V. Gerginov [et al.] // J. of Optics A: Pure and Applied Optics. – 2006. – Vol. 8. – P. S318–S322.
3. Schwindt, P.D.D. Self-oscillating Rb magnetometer using nonlinear magneto-optic rotation [Text] / P.D.D. Schwindt, L. Hollberg, J. Kitching // Rev. Sci. Instrum. – 2005. – Vol. 76. – № 12. – P. 126103 (4p.).
4. Риле, Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения [Текст] / Ф. Риле: Пер. с англ. – М.: Физматлит, 2009. – 512 с.
5. Житников, Р.А. Влияние естественных и технических шумов на ширину линии спинового генератора с оптической накачкой [Текст] / Р.А. Житников, П.А. Ключкин, В.В. Семенов,

Г.В. Фомин // ЖТФ. –1973. – Т. XLIII. – № 9. – С. 1965–1972.

6. **Вершовский, А.К.** Оптимизация фактора качества магнитного МХ резонанса в условиях оптической накачки [Текст] / А.К.Вершовский, А.С. Пазгалев // ЖТФ. – 2008. – Т. 78. – Вып. 5. – С. 116–124.

7. **Семенов, В.В.** Оптимизация сигнала магнитного резонанса в условиях неразрешенного радиочастотного спектра щелочных атомов [Текст] / В.В. Семенов // ЖПС. – 1997. – Т. 64. – № 1. – С. 71–75.

8. **Малахов, А.Н.** Флуктуации в автоколебательных системах [Текст] / А.Н. Малахов. –М:

Наука, 1968. – 660 с.

9. **Житников, Р.А.** Влияние технических шумов на работу системы из двух спиновых генераторов с оптической накачкой атомов  $^{133}\text{Cs}$  и  $^3\text{He}$ , помещенных в одну ячейку [Текст] / Р.А. Житников, В.В. Семенов, П.А. Ключкин // ЖТФ. – 1974. – Т. XLIV. – С. 873–875.

10. **Александров, Е.Б.** Экспериментальная демонстрация разрешающей способности квантового магнитометра с оптической накачкой [Текст] / Е.Б. Александров, М.В. Балабас, А.К. Вершовский, А.С. Пазгалев // ЖТФ. – 2004. – Т. 74. – Вып. 6. – С. 118–122.

---

**ЕРМАК Сергей Викторович** – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры квантовой электроники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
serge\_ermak@mail.ru

**ЗИМНИЦКИЙ Павел Валерьевич** – аспирант кафедры квантовой электроники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
zimnitsky@mail.ru

**СМОЛИН Роман Владимирович** – аспирант кафедры квантовой электроники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
yarosvet@bk.ru

**СЕМЕНОВ Владимир Васильевич** – доктор физико-математических наук, профессор кафедры квантовой электроники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
vladimir\_semenov@mail.ru