с ионами или метастабилями гелия. В сильноточном режиме разряда интенсивность ионных линий, на которых получена лазерная генерация [6], ниже, чем в слаботочном. Это связано с уменьшением эффективности процесса перезарядки ионов гелия на атомах кадмия и пеннинговской ионизации кадмия, являющихся основными каналами заселения верхних лазерных уровней CdII [2, 6]. Использование для накачки ионного HeCd лазера сильноточного разряда высокого давления не может привести к существенному увеличению энергетических характеристик лазера, поскольку в этом режиме низка температура электронов.

Таким образом, в работе обнаружены два режима устойчивого объемного горения самостоятельного разряда в плотной гелий-кадмиевой среде. Показано, что переход в сильноточный режим обусловлен возникновением катодных пятен и последующим заполнением межэлектродного зазора диффузными каналами, проводимость которых близка к спицеровской. Такой переход сопровождается снижением температуры электронов и уменьшением интенсивности ионных линий кадмия. Сопоставление характеристик сильноточного разряда в Ar и HeCd смеси свидетельствует об общности процессов их формирования.

Список литературы

[1] *Солдатов А. Н., Соломонов В. И.* Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. Новосибирск: Наука, 1985. 151 с.
[2] *Иванов И. Г., Латуш Е. Л., Сэм М. Ф.* Ионные лазеры на парах металлов. М.: Энергоатомиздат, 1990. 255 с.
[3] *Артемьев А. Ю., Бабейко Ю. А., Бахтин О. М.* и др. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7. № 9. С. 1948—1954.
[4] *Butler M. S., Piper J. A.* // Appl. Phys. Lett. 1983. Vol. 42. N 12. P. 1008—1010.
[5] *Butler M. S., Piper J. A.* // Appl. Phys. Lett. 1983. Vol. 43. N 9. P. 823—825.
[6] *Горюнов Ф. Г., Держиев В. И., Жидков А. Г.* и др. // Квантовая электрон. 1989. Т. 16. № 10. С. 2039—2046.
[7] *Кралин В. В., Фирсов К. Н.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 11. С. 89—92.
[8] *Королев Ю. Д., Месяц Г. А.* Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982. 255 с.
[9] *Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А.* и др. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. Вып. 21. С. 1121—1125.
[10] *Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А.* и др. // Изв. вузов. Физика. 1978. № 7. С. 72—81.
[11] *Козырев А. В., Королев Ю. Д., Месяц Г. А.* и др. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 9. С. 1817—1822.
[12] *Копай-Гора А. П., Мавлютов А. А., Мисъкевич А. И., Саламаха Б. С.* // ЖТФ. 1989. Т. 67. Вып. 3. С. 526—532.

Институт электрофизики
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
28 января 1991 г.

09

Журнал технической физики, т. 61, в. 12, 1991

ЕСТЕСТВЕННЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В СПИНОВОМ ГЕНЕРАТОРЕ. I

Л. С. Корниенко, С. Д. Петрова, Р. М. Умарходжаев

Необходимость анализа воздействия флуктуаций в спиновом генераторе обусловлена тем, что шумы являются одним из факторов, определяющих точностные характеристики приборов квантовой магнитометрии и гирометрии, основой которых является спиновый генератор.

Анализ технических флуктуаций в спиновом генераторе (СГ) с оптической накачкой, выполненный в работе [1], показал, что выбором коэффициента передачи цепи обратной связи можно минимизировать влияние технических флуктуаций.

В настоящей работе приведены результаты теоретического анализа воздействия естественных флуктуаций в спиновом генераторе. Основное внимание уделено рассмотрению амплитудных флуктуаций. Фазовые флуктуации рассмотрены в [2].

Анализ проводится в предположении, что рабочее вещество является двухуровневой квантовой системой, а цепь обратной связи линейная и широкополосная. Тогда с учетом случайных возмущений спиновый генератор описывается системой уравнений

$$\dot{M}_x + \delta_2 M_x = \omega_0 M_y,$$
$$\dot{M}_y + \delta_2 M_y = -\omega_0 M_x + \gamma H_x M_y, \tag{1}$$
$$\dot{M}_z + \delta_1 M_z = -\gamma H_x M_y + \delta_1 M_0,$$
$$H_x = k(\omega)\, \theta^{j\alpha(\omega)} M_y + \varepsilon, \tag{2}$$

где ω_0 — ларморова частота прецессии, γ — гиромагнитное отношение, δ_1 (δ_2) — обратная величина продольного (поперечного) времени релаксации, H_x — поле обратной связи, M_0 — стационарное значение вектора намагниченности, $k(\omega)\, e^{j\alpha(\omega)}$ — комплексный коэффициент передачи линейного усилителя цепи обратной связи, ε — шумовая эдс.

Ограничение колебаний в спиновом генераторе с широкополосной линейной обратной связью осуществляется инерционной нелинейностью [3], роль которой выполняет M_z — компонента намагниченности [4].

Задача о воздействии естественных флуктуаций в спиновом генераторе, в котором ограничение амплитуды колебаний осуществляется за счет нелинейности крутизны характеристики усилителя цепи обратной связи, рассмотрена в [5].

Отметим, что основными источниками шумов при регистрации сигналов магнитного резонанса радиотехническими способами, включая модуляционную технику [6], являются шумы Найквиста. При оптическом способе регистрации с использованием газоразрядных ламп, как показано в [7], шумы лампы можно не учитывать, основными источниками шумов являются шумы Шотки и Найквиста.

Для решения уравнений (1) и (2) сделаем замену

$$M_x = (\rho_0 + \rho_\sim)\cos(\theta_0 + \theta_\sim), \; M_y = -(\rho_0 + \rho_\sim)\sin(\theta_0 + \theta_\sim),$$
$$M_z = M_{z0} + M_{z\sim}, \; \alpha = \alpha_0 + \alpha_\sim. \tag{3}$$

Усредняя по периоду прецессии и считая, что флуктуации малы [8],

$$\frac{\rho_\sim}{\rho_0}; \; \frac{\theta_\sim}{\theta_0}; \; \frac{\alpha_\sim}{\alpha_0}; \; \frac{M_{z\sim}}{M_{z0}} \ll 1,$$

для детерминированной $\rho_0, \theta_0, \alpha_0, M_{z0}$ и флуктуационной $\rho_\sim$, $\theta_\sim$, $\alpha_\sim$, $M_{z\sim}$ частей уравнений (1) и (2) с учетом (3) получим

$$\dot{\rho}_0 + \rho_0\delta_2 = \frac{1}{2} k\gamma M_{z0}\rho_0 \cos\alpha_0,$$
$$\dot{\theta}_0 = \omega_0 + \delta_2 \operatorname{tg}\alpha_0,$$
$$\dot{M}_{z0} + \delta_1 M_{z0} + \frac{1}{2} k\gamma\rho_0^2 \cos\alpha_0 = \delta_1 M_0,$$
$$\dots\dots\dots\dots\dots, \tag{4}$$
$$\dot{\rho}_\sim + \rho_0\delta_2\left(\dot{\alpha}_0\theta_\sim \operatorname{tg}\alpha_0 - \frac{M_{z\sim}}{M_{z0}}\right) = -k\gamma M_{z0} H_{ш}^{s},$$
$$\dot{\theta}_\sim + \delta_2\left(\dot{\alpha}_0\theta_\sim + \frac{M_{z\sim}}{M_{z0}} \operatorname{tg}\alpha_0\right) = -\frac{M_{z0}}{\rho_0} H_{ш}^{c},$$

$$\dot M_{z\sim} + \delta_1 M_{z\sim} + 2\delta_2 \frac{\rho_0}{M_{z0}}\rho_\sim - \frac{\delta_2\rho_0^2}{M_{z0}} \operatorname{tg}\alpha_0\dot\alpha_0\theta_\sim = \gamma\rho_0 H^s_{ш}, \tag{5}$$

где

$$\dot\alpha_0 = \frac{\partial\alpha_0}{\partial\theta}; \quad H^s_ш = \frac{1}{T}\int\limits_{t-T}^{t} \varepsilon_ш \sin\theta dt; \quad H^c_ш = \frac{1}{T}\int\limits_{t-T}^{t} \varepsilon_ш \cos\theta dt.$$

Полагая, что спектральные плотности величин $H^c_ш$ и $H^s_ш$ в области частоты генерации постоянны и независимы [8], из (5) находим выражение для спектральной плотности флуктуаций фазы

$$S_\theta = \frac{S_s[4\delta_2^2+\Omega^2]\delta_2^2\gamma^2\frac{\rho_0^2}{M_{z0}^2}\operatorname{tg}^2\alpha_0 + S_c\left[\frac{M_{z0}^2}{\rho_0^2}\gamma^2\Omega^2(\Omega^2+\delta_1^2)+2\delta_2^2\gamma^2\left(\Omega^2+2\delta_2^2\frac{\rho_0^2}{M_{z0}^2}\right)\right]}{\left[\Omega^2(\delta_2\dot\alpha_0-\delta_1)+2\delta_2^2\frac{\rho_0^2}{M_{z0}^2}\dot\alpha_0(\operatorname{tg}^2\alpha_0-1)\right]^2+\Omega^2\left[-\Omega^2-\delta_1\delta_2\dot\alpha_0-\delta_2^2\frac{\rho_0^2}{M_{z0}^2}(\dot\alpha_0\operatorname{tg}^2\alpha_0-2)\right]^2},$$

где S_s и S_c — спектральные плотности флуктуаций $H^s_ш$ и $H^c_ш$.

При нулевой величине задержки сигнала ($\alpha_0=0$) в цепи обратной связи выражение S_θ совпадает с выражением для спектральной плотности флуктуаций фазы колебаний генератора томпсоновского типа [8].

Из уравнений (5) следуют выражения для спектральных плотностей флуктуаций амплитуды колебаний $S_{\rho\sim}$ и разности населенностей $S_{M_{z\sim}}$

$$S_{\rho\sim} = \frac{4S_s}{\cos^2\alpha_0}\,\frac{\left(z^2-\frac{\delta_1}{\delta_2}\right)^2+\frac{\Omega^2}{\delta_2^2}}{\left(2z^2-\frac{\Omega^2}{\delta_1^2}\right)^2+\delta_1^2\frac{\Omega^2}{\delta_2^4}}, \tag{6}$$

$$S_{M_{z\sim}} = \frac{4S_s}{\cos^2\alpha_0}\,\frac{\left(4+\frac{\Omega^2}{\delta_2^2}\right)^2\rho_0^2}{\left(2z^2-\frac{\Omega^2}{\delta_1^2}\right)^2+\delta_1^2\frac{\Omega^2}{\delta_2^4}}, \tag{7}$$

где

$$z = \frac{k\gamma\rho_0}{\delta_2} = \frac{(\gamma H_1)^2}{\delta_1\delta_2} \text{ — фактор насыщения.}$$

Графики зависимостей $S_{\rho\sim}(\Omega)$ для различных значений величины фактора насыщения z и $\delta_1=\delta_2=\delta$ представлены на рисунке. В интервале значений фактора насыщения $0 < z < z^{гр}_{\max} \approx 0.44$ величина спектральной плотности флуктуаций амплитуды $S_{\rho\sim}$ монотонно убывает с ростом частоты Ω. С увеличением $z > z^{гр}_{\max}$ в $S_{\rho\sim}(\Omega)$ появляется максимум на частоте

$$\Omega^{\max} = \left[-\delta_2\left(z^2-\frac{\delta_1}{\delta_2}\right)^2+\sqrt{\delta_2^2\left(z^4+\frac{\delta_1^2}{\delta_2^2}\right)^2+\frac{\delta_1^3}{\delta_2}\left(z^2-\frac{\delta_1}{\delta_2}\right)^2}\right]^{1/2}.$$

С ростом z величина $\Omega^{\max}$ возрастает, а абсолютная величина максимума сначала, уменьшаясь, достигает своего минимального значения при $z=\sqrt{\delta_1/\delta_2}$, а затем возрастает.

Следует отметить, что при $z=\sqrt{\delta_1/\delta_2}$ кривая спектральной плотности флуктуаций амплитуды проходит через начало координат. Отсутствие флуктуаций на нулевой частоте при $z=\sqrt{\delta_1/\delta_2}$ можно связать с наличием максимума функции $\rho_0(k)$ — стационарной амплитуды генерации от коэффициента усиления

$$\rho_0(k) = \frac{\sqrt{k\gamma M_0\delta_1-\delta_1\delta_2}}{k\gamma},$$

поскольку

$$S_{\rho\sim}(\Omega=0) = \left(\frac{\partial\rho_0}{\partial k}\,\frac{k}{\rho_0}\right)^2.$$

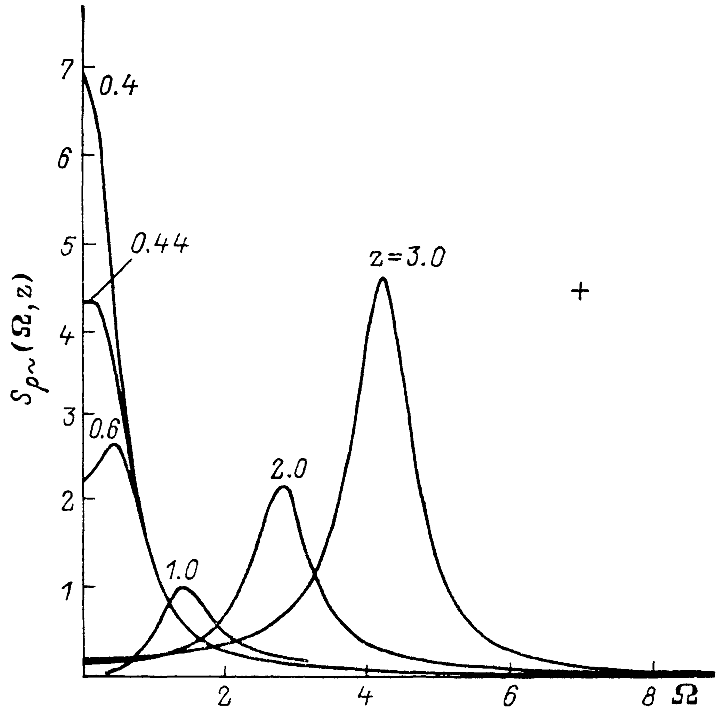
Максимум $\rho_0^{\max} = (M_0/2)\sqrt{\delta_1/\delta_2}$ достигается при $k=k_0=(2\delta_2)/(\gamma M_0)$, что соответствует фактору насыщения $z=\sqrt{\delta_1/\delta_2}$.

Величина дисперсии флуктуаций амплитуды $D_{\rho\sim}$ определяется из выражения

$$D_{\rho\sim} = \frac{2\pi S_s}{\cos\alpha_0^2}\frac{\delta_1^2}{\delta_2}\left[1 + \frac{\left(\frac{\delta_1}{\delta_2} - z^2\right)^2}{2z^2}\right]$$

и при $z = \sqrt{\delta_1/\delta_2}$ минимальна.

Согласно [8-10], наличие максимума в спектре амплитудных флуктуаций характерно для генераторов с инерционной нелинейностью, особенностью которых является также наличие колебательного переходного процесса установления стационарного режима.



В СГ изменение вида переходного процесса в малом от апериодического к колебательному происходит при величине фактора насыщения $z_{\text{пер}}^{\text{гр}} = \sqrt{1/8}\,(\delta_1/\delta_2)$ (при $\delta_1 = \delta_2$ $z_{\text{пер}}^{\text{гр}} \approx 0.3555$). При $z > z_{\text{пер}}^{\text{гр}}$ процесс установления стационарного режима носит колебательный характер, причем частота колебаний

$$\Omega^{\text{кол}} = \frac{\delta_2}{2}\sqrt{8z^2 - \left(\frac{\delta_1}{\delta_2}\right)^2}.$$

Подчеркнем, что частоты $\Omega^{\max}$ и $\Omega^{\text{кол}}$, а также границы появления максимума $z_{\max}^{\text{гр}}$ в спектре амплитудных флуктуаций и начала колебательного переходного процеса $z_{\text{пер}}^{\text{гр}}$ не совпадают. В интервале значений от $z_{\text{пер}}^{\text{гр}}$ до $z_{\max}^{\text{гр}}$ переходной процесс носит колебательный характер, тогда как максимум в спектре амплитудных флуктуаций отсутствует.

В заключение отметим, что проведенный анализ, а также результаты работы [1] позволяют сделать вывод, что в СГ с широкополосной линейной обратной связью влияние как естественных, так и технических флуктуаций минимально в режиме работы СГ при величине фактора насыщения $z = \sqrt{\delta_1/\delta_2}$.

Список литературы

[1] *Корниенко Л. С., Петрова С. Д., Умарходжаев Р. М.* // Опт. и спектр. 1985. Т. 58. Вып. 4. С. 790—793.

[2] *Корниенко Л. С., Коткин А. Л., Павлов Ю. В., Умарходжаев Р. М.* Деп. в ВИНИТИ № 4726-83. М., 1983.