

ОБ УМЕНЬШЕНИИ ЕСТЕСТВЕННОЙ ШИРИНЫ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ КВАНТОВОГО ГЕ- НЕРАТОРА

В. П. Быков

УДК 621.373

Рассматривается возможность синхронного возбуждения квантового генератора активными атомами, находящимися в одинаковых интерференционных состояниях. Если атомы попадают в резонатор генератора в одни и те же фазы высокочастотного поля, их излучение оказывается сфазированным; при этом естественная ширина спектральной линии квантового генератора существенно уменьшается.

В связи с разработкой и развитием лазеров на свободных электронах наметилось проникновение традиционных генераторных СВЧ методов в квантовую электронику (см., напр., /1/). Однако на наш взгляд имеется еще одна любопытная возможность - объединение и взаимное дополнение традиционно-классических и квантовых способов генерации электромагнитного излучения. В данной работе будет рассмотрена возможность группировки (традиционно-классический прием) активных молекул в типичном квантовом генераторе. При этом возникает возможность значительно уменьшения естественной ширины спектральной линии генератора.

В работах Скалли и Лэмба /2/ исследовано возбуждение квантованного поля в одномодовом лазере. Активные молекулы, находящиеся в возбужденном состоянии, влетают в одномодовый резонатор, излучают в нем в течение времени T (это характерное время, по существу, моделирует поперечное время релаксации активной среды) и затем покидают резонатор. Для описания потерь предполагается, что в резонатор поступают также другие

молекулы, находящиеся в невозбужденном состоянии и поглощающие излучение, имеющееся в резонаторе. Авторы составили уравнения, описывающие медленные изменения полевой матрицы плотности, и нашли стационарный режим работы лазера. Любопытно, что распределение диагональных матричных элементов в стационарном режиме выше порога совпало с распределением тех же матричных элементов для когерентного состояния. Что касается недиагональных матричных элементов, то для них авторами было получено лишь затухающее решение, из которого была оценена естественная ширина спектральной линии генератора. Затухающее решение означало, что стационарным решением для недиагональных элементов является лишь нулевое решение.

В работе /3/ схема Скалли - Лэмба расширена с целью учета возможных для активных молекул интерференционных состояний. При этом выяснилось, что в этом случае имеется стационарное распределение недиагональных матричных элементов, хотя стационарность теперь следует понимать в статистическом смысле, так как среднее поле, определяемое недиагональными матричными элементами, имеет флуктуационный характер. Для среднего значения оператора рождения, тесно связанного с недиагональными матричными элементами и средним значением электрического поля, получено соотношение

$$\frac{d}{dt} \langle a^+ \rangle = -\lambda \langle a^+ \rangle + \varepsilon f(t),$$

где λ - константа, определяющая спектр генерации /2,3/, $f(t)$ - случайный процесс, состоящий из Π -образных импульсов длительностью T , отражающих вклады отдельных атомов. Это уравнение имеет решение вида

$$\langle a^+ \rangle = \langle a^+ \rangle_0 e^{-\lambda t} + \varepsilon e^{-\lambda t} \int_0^t dt' e^{\lambda t'} f(t'),$$

из которого видно, что поле лазера представляет собой наложение затухающих цугов, генерированных отдельными атомами, находящимися исходно в интерференционном состоянии. Расчеты удалось выполнить лишь для случая малой примеси основного состояния ($\varepsilon \ll 1$) -

этот случай мы и имеем всюду в виду.

Такая картина наводит на мысль о возможности синхронного возбуждения колебаний в квантовом генераторе. Предположим, молекулы перед тем как попасть в резонатор проходят затвор, который пропускает их строго в определенные фазы высокочастотного поля. Пусть также все эти молекулы находятся в одинаковых интерференционных состояниях. Тогда пути, излучаемые молекулами, будут сфазированы между собой, и можно рассчитывать на значительное сужение естественной ширины спектральной линии такого генератора по сравнению с обычным генератором с несинхронным возбуждением.

Рассмотрим наиболее простой случай, когда в каждый максимум высокочастотного поля в резонатор поступает одна возбужденная молекула. Момент влета каждой такой молекулы примерно совпадает с максимумом поля и представляет собой случайную величину, которая может принимать любое значение из некоторого интервала Δt . Перед влетом очередной молекулы поле в резонаторе равно

$$\langle E(t) \rangle = E_0 e^{-\lambda t} \cos(\omega_0 t + \varphi_0).$$

В момент $t = t_1$ молекула, находящаяся в интерференционном состоянии, влетает в резонатор и генерирует в нем всплеск поля /3/

$$\Delta E(t) = \alpha e^{-\lambda(t-t_1)} \cos \omega_0(t - t_1), \quad (t > t_1).$$

При $t > t_1$ электрическое поле в резонаторе представляет собой результат суперпозиции исходного и излученного молекулой полей

$$E(t > t_1) = E_1 e^{-\lambda(t-t_1)} \cos(\omega_0 t + \varphi_1),$$

где

$$E_1 = \left\{ \left[E_0 e^{-\lambda(t_1-t_0)} + \alpha \cos(\omega_0 t_1 + \varphi_0) \right]^2 + \alpha^2 \sin^2(\omega_0 t_1 + \varphi_0) \right\}^{1/2},$$

$$\varphi_1 = \varphi_0 + \Delta\varphi_1; \quad \Delta\varphi_1 = -\alpha E_1^{-1} \sin(\omega_0 t_1 + \varphi_0).$$

Так как молекула влетает примерно в максимуме высокочастотного поля, то $-2\pi\gamma < \omega_0 t_1 + \varphi_0 < 2\pi\gamma$; $0 < \gamma \ll 1$. Амплитуду всплеска поля α примем такой, чтобы скомпенсировать в среднем убывание поля (затухание) за время между влетом двух соседних молекул $t_1 - t_0$, то есть примерно за период высокочастотного поля. Действительно, при $\alpha = 2\pi E_0 / \omega_0$ и $t_1 - t_0 \approx 2\pi / \omega_0$ величина поля E_1 в первом приближении по α остается равной значению исходного поля E_0 . При этом

$$\Delta\varphi_1 \approx -\alpha (\omega_0 t_1 + \varphi_0) \quad \text{и} \quad |\Delta\varphi_1| \leq 2\pi\alpha\gamma \quad (\alpha_0 = \alpha E_0^{-1}).$$

Таким образом, после пролета очередной молекулы поле восстанавливает свою амплитуду до значения, имевшегося после пролета предыдущей молекулы; фаза же испытывает небольшой скачок.

В последующие максимумы высокочастотного поля влетающие молекулы дают аналогичные всплески поля. Амплитуда результирующего поля практически не меняется, а фаза испытывает случайные скачки после взаимодействия с молекулами. Скачок фазы $\Delta\varphi_j$ — случайная величина, принимающая в окрестности нуля равновероятно положительные и отрицательные значения. Очевидно, $\overline{\Delta\varphi_j} = 0$; дисперсия же $\Delta\varphi_j$ равна

$$\sigma = \sqrt{(\Delta\varphi_j)^2} = (2/\sqrt{3})\pi\alpha_0\gamma.$$

После N периодов фаза поля станет равной $\varphi_N = \sum_j \Delta\varphi_j$. Эта фаза представляет собой сумму N случайных величин $\Delta\varphi_j$, имеющих одинаковые средние значения ($\overline{\Delta\varphi_j} = 0$) и равные дисперсии σ . Согласно статистике, дисперсия φ_N в \sqrt{N} раз больше дисперсии одного слагаемого ($\sigma_N = \sqrt{N}\sigma$), а распределение является нормальным

$$w_N(y) = (\sigma\sqrt{2\pi N})^{-1} \exp(-y^2/2N\sigma^2).$$

Среднее по всей совокупности возможных реализаций значение поля после N периодов равно

$$\overline{E(N)} = \frac{1}{2} E_0 \int_{-\infty}^{+\infty} dy (e^{iy} + e^{-iy}) w_N(y) = E_0 e^{-\sigma^2 N/2}.$$

Так как $N = \nu_0 t$, то среднее значение поля в момент времени t оказывается равным

$$\overline{E(t)} = E_0 e^{-\sigma^2 \nu_0 |t|/2} \cos \omega_0 t.$$

Фурье-преобразование этого поля имеет вид

$$E(\omega) = \frac{\Delta \omega E_0}{2\pi} \left[\frac{1}{(\omega_0 - \omega)^2 + \Delta \omega^2} + \frac{1}{(\omega_0 + \omega)^2 + \Delta \omega^2} \right];$$

$$\Delta \omega = 2\pi \Delta \nu = \sigma^2 \nu_0 / 2,$$

где $\Delta \nu = \pi \lambda^2 \gamma^2 / 3 \nu_0$ - ширина спектра лазерного сигнала. Величина λ есть не что иное, как ширина спектра генератора в отсутствие синхронного возбуждения $\lambda = \delta \nu$. Следовательно

$$\Delta \nu / \delta \nu = \pi \gamma^2 \delta \nu / 3 \nu_0.$$

Это соотношение показывает, во сколько раз уменьшается ширина спектральной линии генератора при переходе к синхронному возбуждению. Это уменьшение весьма значительно, и получающаяся спектральная ширина много меньше того, что было достигнуто до сих пор. Можно убедиться, что если много молекул влетают в резонатор в каждый период высокочастотного поля, то ширина линии генерации еще уменьшится, так как уменьшится разброс фаз $\Delta \varphi_j$.

В принципе для сужения линии генерации мыслима и другая возможность, когда молекулы поступают в резонатор непрерывным потоком, но фазы интерференционных состояний промодулированы таким образом, что относительная фаза атом - поле остается постоянной.

Хотя рассмотренная нами схема синхронного возбуждения близка к схеме молекулярного генератора, тот же принцип может быть осуществлен и в оптической, лазерной области.

Поступила в редакцию
II февраля 1983 г.

Л и т е р а т у р а

1. М. В. Федоров, УФН, 135, № 2, 213 (1981).
2. M. O. Scully, W. E. Lamb, *Phys. Rev.*, 159, 2, 208 (1967). М.О. Скалли, в кн. Квантовые флуктуации излучения лазера, "Мир", М., 1974 г., с. 86.
3. В. П. Быков, Г. В. Шепелев, *Квантовая электроника*, 9, № 9, 1844 (1982).