

01.07

©1994

САМОФОКУСИРОВКА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ КОГЕРЕНТНОМ ПЛЕНЕНИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

Б.Г.Матисов, И.Е.Мазец

В настоящем сообщении обсуждается самофокусировка лазерного излучения при когерентном пленении населенностей (КПН) и возможное применение данного явления.

КПН имеет место, например, при взаимодействии двух лазерных полей с трехуровневыми Λ -атомами. Сущность КПН такова (см., например, [1]): в условиях двухфотонного резонанса, когда отстройки частот первого и второго лазерных полей от частот резонансных переходов $|1\rangle - |3\rangle$ и $|2\rangle - |3\rangle$ соответственно равны

$$\omega_1 - \omega_{31} = \omega_2 - \omega_{32} \equiv \Omega, \quad (1)$$

атом захватывается в не поглощающее кванты этих двух полей состояние — суперпозицию состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Следствием этого является аномально малая интенсивность, при которой имеет место насыщение в такой системе. Эта интенсивность равна [1]:

$$I_c = I_s \frac{\Gamma}{2\gamma}, \quad (2)$$

где $I_s = I_{s0} (1 + \Omega^2/\gamma^2)$ — интенсивность насыщения оптического перехода при заданной расстройке Ω , Γ — скорость релаксации когерентности (элемента ρ_{12} матрицы плотности), $(2\gamma)^{-1}$ — радиационное время жизни возбужденного состояния $|3\rangle$.

В реальных экспериментах Γ определяется пролетным уширением, атомными столкновениями и нескоррелированностью флуктуаций обеих световых волн:

$$(\Gamma) = \Gamma_{tr} + \Gamma_{coll} + \Gamma_{fl},$$

$$\Gamma_{fl} = \Delta_1 + \Delta_2 - 2\Delta_{12}. \quad (3)$$

Здесь Δ_1, Δ_2 — ширины спектров двух лазерных полей, Δ_{12} — их кросс-спектральная ширина, $|\Delta_{12}| \leq (\Delta_1 \Delta_2)^{1/2}$.

Флуктуационное уширение Γ_{fl} может быть легко устранено, если два лазерных луча различной частоты получаются из одного исходного с помощью, например, акустооптического модулятора. Обычно $\Gamma \ll \gamma$, следовательно, $I_c \ll I_s$. Это обстоятельство приводит к значительному снижению порога проявления нелинейных эффектов при КПН, в том числе и самофокусировки.

Действительно, подставим величину поляризации среды, состоящей из атомов с Λ -схемой возбуждения, в стационарное укороченное уравнение распространения излучения [2]:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \Delta_{\perp} E + \kappa k^2 \frac{E}{1 + E_c^2/|E|^2} = 0, \quad (4)$$

где ось z выбрана в направлении распространения волн,

$$\Delta_{\perp} \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad \kappa = \frac{3\pi}{\varepsilon_0} \frac{\Omega\gamma}{\gamma^2 + \Omega^2} \frac{N}{k^3},$$

N — концентрация атомов, ε_0 — не зависящая от напряженности полей волн составляющая диэлектрической проницаемости (в дальнейшем считаем $\varepsilon_0 \simeq 1$). Здесь для простоты мы предположили равными скорости распада состояния $|3\rangle$ в $|1\rangle$ и в $|2\rangle$ (обозначим их γ), а также амплитуды полей обеих волн $E_1 = E_2 \equiv E$; $k_1 \simeq k_2 \equiv k$ — волновые числа,

$$E_c^2 = \frac{2}{3} k^2 \hbar \Gamma (\gamma^2 + \Omega^2) \gamma^{-2} \quad (5)$$

— квадрат напряженности поля, соответствующий интенсивности I_c .

Для наличия самофокусировки излучения в среде Ω должна быть положительной, как видно из определения величины κ и, кроме того, требуется $\Omega \gtrsim \gamma$, чтобы можно было пренебречь поглощением.

Пусть I_0 — интенсивность поля на входе в среду, а R_0 — начальный радиус пучка. Тогда, согласно [2], самофокусировка имеет место, если

$$I_0 \gtrsim \frac{I_c}{\kappa (k R_0)^2}. \quad (6)$$

При этом $I_0 < I_c$. Совместимость последнего неравенства с (6) обеспечивается тем, что $k R_0 \gg 1$. Характерное расстояние, на котором происходит самофокусировка, равно

$$l_{SF} = \frac{R_0}{\sqrt{\kappa I_0 / I_c}} \quad (7)$$

и составляет в типичных условиях несколько сантиметров.

Небольшие размеры и малые интенсивности лазерного излучения, требуемые для самофокусировки, привлекательны для возможных применений. Одним из таких применений может являться долговременная стабилизация частоты квантовых генераторов в оптическом диапазоне. Для этого удобно использовать схему двойного радиооптического резонанса [3], в которой КПН также может иметь место. В этом случае, т.е. когда $\omega_3 \ll \omega_{31}$, переход $|2\rangle - |3\rangle$ возбуждается резонансным радиочастотным или СВЧ полем, а переход $|1\rangle - |3\rangle$ — лазерным излучением, переход $|2\rangle - |1\rangle$ запрещен в электрическом дипольном приближении. Таким условиям удовлетворяют, например, схемы возбуждения Zn, Hg, Cd, где интеркомбинационный оптический переход соответствует синей части видимой области спектра, а переход $|2\rangle - |3\rangle$ является сверхвысокочастотным и лежит в диапазоне ТГц. Предполагая генератор СВЧ поля высокостабильным источником, стабилизацию лазера будем основывать на эффекте самофокусировки луча при КПН. Здесь когерентное атомное состояние разрушается с эффективной скоростью [3]:

$$\Gamma_{eff} = \sqrt{\Gamma^2 + (\Omega_L - \Omega_R)^2}, \quad (8)$$

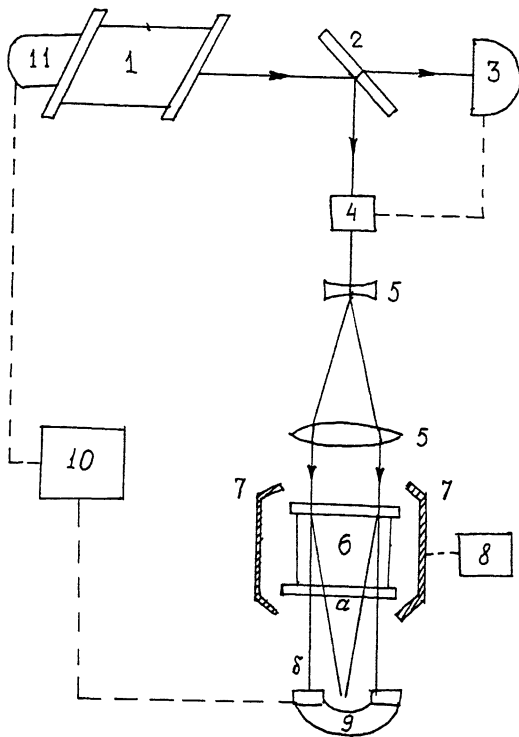
где Ω_L, Ω_R — лазерная и радиочастотная (или СВЧ) расстройки соответственно, а

$$\Gamma = \Delta_L + \Gamma_{tr} + \Gamma_{coll} + \gamma_{21} \quad (9)$$

(Δ_L — ширина лазерного спектра, γ_{21} — радиационная ширина запрещенного перехода $|2\rangle - |1\rangle$).

Принципиальная схема стабилизации частоты приведена на рисунке. На помещенную в СВЧ резонатор среду, состоящую из трехуровневых атомов с указанной схемой возбуждения, подается широкий пучок лазерного излучения. Его интенсивность I_0 выбирается немного большей порога установления режима самофокусировки при $\Omega_L = \Omega_R$, причем относительную стабильность I_0 достаточно поддерживать на уровне, в несколько раз меньшем отношения требуемой долговременной стабильности $(\frac{\delta\nu}{\nu})_L$ частоты лазера к величине Γ/ω_{31} (реальные значения Γ могут составлять в рассматриваемом случае $10^4 - 10^5 \text{ с}^{-1}$).

Если в процессе дрейфа частоты генерации лазера величина $|\Omega_L - \Omega_R|$ возрастает до значений порядка Γ , самофокусировка исчезает. Изменение интенсивности, принимаемой фотодетектором, имеющим кольцевую форму (в режиме самофокусировки световое пятно на него не попадает), отсле-



Принципиальная схема стабилизации частоты.

1 — резонатор с активной средой; 2 — полупрозрачное зеркало; 3 — фотодетектор для контроля мощности; 4 — система, стабилизирующая мощность излучения на входе в самофокусирующую среду; 5 — оптическая система увеличения диаметра светового пучка; 6 — кювета с самофокусирующей средой; 7 — СВЧ резонатор; 8 — высокостабильный СВЧ генератор; 9 — фотодетектор в форме кольца; 10 — система обратной связи; 11 — управляющий (стабилизирующий) элемент. Ход лучей: *a* — в режиме самофокусировки; *б* — при отсутствии самофокусировки (в подпороговом режиме).

живается системой обратной связи и передается на управляющий элемент, подстраивающий в нужную сторону собственную частоту резонатора оптического квантового генератора. Достижимая этим методом величина долговременной стабильности частоты лазера, определяемая обычным образом [4], равна

$$\left(\frac{\delta\nu}{\nu}\right)_L = \left[\mu^2 \left(\frac{\Gamma}{\omega_{31}}\right)^2 + \left(\frac{\omega_{32}}{\omega_{31}}\right)^2 \left(\frac{\delta\nu}{\nu}\right)_R^2 \right]^{1/2}, \quad (10)$$

где $\mu \simeq 10^{-2}$ — коэффициент, зависящий от времени интегрирования и качества системы обратной связи [4], $\left(\frac{\delta\nu}{\nu}\right)_R$ —

долговременная стабильность СВЧ генератора, которая обычно весьма высока [5].

Предложенный метод стабилизации дает значения $(\frac{\delta\nu}{\nu})_L \sim 10^{-12} \div 10^{-13}$. Он, на наш взгляд, приемлем для стабилизации частоты лазеров в оптическом диапазоне, в отличие от ИК, где традиционно используется лэмбовский провал в поглощении на колебательно-вращательном молекулярном переходе [4], так как величина Γ много меньше радиационных электрических дипольных атомных переходов в видимом диапазоне.

Наконец, укажем, что использование самофокусировки при КПН для стабилизации, а не эффекта когерентного просветления среды [1] предпочтительнее, так как в первом случае требуемая мощность лазера намного меньше и составляет ~ 1 мВт.

Авторы признательны Д.А.Варшаловичу за ценные замечания и обсуждение работы.

Список литературы

- [1] Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г. и др. // УФН. 1993. Т. 169. В. 9. С. 1.
- [2] Луговой В.Н., Прохоров А.М. // УФН. 1973. Т. III. В. 2. С. 203-247.
- [3] Корсунский Е.А., Матисов Б.Г., Рождественский Ю.В. // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. В. 4, С. 1096-1108.
- [4] Компанец О.Н., Летохов В.С. / В сб.: Справочник по лазерам. Т. 1. М.: Сов. радио, 1978. С. 221-235.
- [5] Пихтелев А.И., Ульянов А.А., Фатеев Б.П. и др. Стандарты частоты и времени на основе квантовых генераторов и дискриминаторов. М.: Сов. радио, 1978. 304 с.

Санкт-Петербургский
государственный технический
университет

Поступило в Редакцию
28 декабря 1993 г.