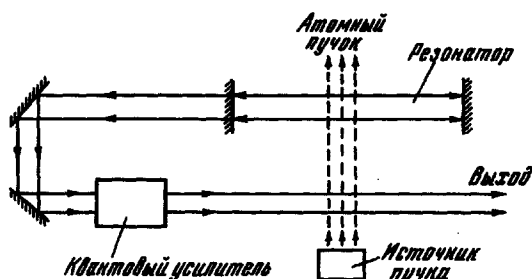


О ЛАЗЕРАХ НА АТОМНЫХ ПУЧКАХ

Н.Г.Басов, В.С.Летохов

I. Повышение разрешающей способности спектроскопов, увеличение стабильности частоты лазеров может быть получено за счет сокращения ширины спектральной линии активной среды. Ширина наиболее узких спектральных линий, имеющих в газовых средах, обусловлена эффектом Доплера. Для уменьшения ширины естественно воспользоваться атомными пучками, пропускаемыми параллельно фронту волны резонатора, когда доплеровское уширение может быть существенно уменьшено [1]. Для высокой стабильности частоты желательно иметь спонтанную ширину линии излучения значительно меньше ширины полосы пропускания резонатора, так как в этом случае собственная частота генерации будет определяться частотой оптического перехода. Однако разрешенные оптические переходы непригодны для получения инверсной заселенности в пучке, так как за время жизни в возбужденном состоянии ($10^{-7} + 10^{-8}$ сек) атом успевает пролететь всего $10^{-2} + 10^{-3}$ см. Поэтому для лазеров на атомном пучке пригодны лишь запрещенные переходы с временем жизни $10^{-3} + 10^{-5}$ сек.

2. Для получения инверсной заселенности уровней оптического перехода в этом случае удобно воспользоваться методом "180-градусного импульса" [2], который в приложении к атомному пучку осуществляется следующим образом: пучок атомов в основном состоянии пролетает через возбуждающий световой луч, частота которого ω совпадает с частотой перехода атома ω_0 в возбужденное долгоживущее состояние, а среднее время пролета атомов через луч τ_0 совпадает с временем инвертирования $\tau_i = \pi \hbar / 2\mu_{12} E_0$, где E_0 - напряженность поля в луче, μ_{12} - матричный элемент радиационного перехода.



Доплеровская ширина линии спонтанного излучения пучка практически гораздо больше обратного времени пролета $1/\tau_0$ и поэтому инвертируются лишь атомы в частотном интервале $(\omega - 1/\tau_0, \omega + 1/\tau_0)$ с центром на частоте светового луча ω . Следовательно, частота генерации определяется частотой ω и может не совпадать с центральной частотой перехода ω_0 . Для того чтобы обойти эту трудность и получить генерацию на ω_0 , можно для возбуждения пучка использовать световой луч, генерируемый лазером на этом же пучке (см. рисунок).

Для компенсации потерь энергии необходимо световой луч предварительно пропустить через оптический квантовый усилитель, в полосе которого находится ω_0 . Такая схема может быть настроена на центр перехода ω_0 и обладать высокой стабильностью частоты.

3. Для возбуждения в пучке пригодны переходы, удовлетворяющие условиям: нижнее состояние перехода должно быть основным либо близким к основному, а спонтанное время жизни возбужденного состояния

$10^{-3} + 10^{-5}$ сек. Этим условиям удовлетворяют интеркомбинационные переходы $n^2S_0 - n^3P_1$ ряда щелочноземельных элементов (Sr, Ca, Mg) и Zn, а также магнито-дипольные оптические переходы между уровнями глубоких термов атомов с электронной конфигурацией p^n (например, $^3P_{3/2}^0 - ^3P_{4/2}^0$ у Tl; $^3P_1 - ^3P_0$ у Pb; $^2P_{3/2}; ^2P_{1/2} - ^4S_{1/2}^0$ у N, P, As, Sb, Bi; $^1P_2 - ^3P_2$ у S, Se, Te; $^2P_{4/2}^0 - ^2P_{3/2}^0$ у J) [3].

Численные оценки коэффициента отрицательного поглощения α на интеркомбинационных переходах Mg, Ca, Sr, Zn в атомном пучке с плотностью 10^{11} атомов/см³, приведенные в таблице, показывают, что большая величина α позволяет использовать короткие резонаторы с длиной всего в несколько см, обладающие широкой полосой пропускания. Обозначения в таблице: λ - длина волны, f - сила осциллятора перехода, T_1 - спонтанное время жизни возбужденного уровня, P_0 - мощность возбуждения, I_0 - спектральная плотность возбуждения.

Возбуждение интеркомбинационных переходов $n^2S_0 - n^3P_1$

	$\lambda, \text{Å}$	f [4]	$T_1, \text{сек}$	$P_0, \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{м}}$	$I_0, \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{м}}$	$\alpha, \text{см}^{-1}$
Mg	4571,15	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$3,3 \cdot 10^{-10}$	0,013
Ca	6572,78	$4,2 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$4,9 \cdot 10^{-11}$	0,66
Sr	6892,59	$8,6 \cdot 10^{-4}$	$0,8 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$2,8 \cdot 10^{-11}$	19,0
Zn	3075,90	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$0,8 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^{-11}$	2,6

4. Для осуществления пучкового лазера с "собственным" возбуждающим лучом (рисунок) необходимо создать квантовый усилитель на частоту перехода ω_0 . Для Ca, Sr и ряда других, по-видимому, можно будет использовать полупроводниковый квантовый усилитель на основе тройных соединений [5], которые допускают перестройку частоты в широких пределах. Для лазера на пучке Se можно будет применить усилитель на кристалле с примесью Na^{3+} [6], длина волны которого может перестраиваться вблизи 1,05 мк выбором кристалла.

5. Заметим, что атомный пучок можно также возбуждать интенсивной спектральной линией некогерентного источника. Поскольку такая спектральная линия всегда шире линии излучения пучка, центр линии усиления инвертированного пучка и, значит, частота генерации определяются частотой перехода ω_0 . К тому же в настоящее время созданы спектральные лампы, излучающие именно интенсивные интеркомбинационные линии Ca, Sr и др. [7].

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
15 мая 1965 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, А.М.Прохоров. ЖЭТФ, 27, 431, 1954.
- [2] И.Рамзей. Молекулярные пучки, Изд.иностр.лит., 1960.
- [3] И.И.Собельман. Введение в теорию атомных спектров, Физматгиз, 1963.
- [4] С.Э.Фрим. Оптические спектры атомов, Физматгиз, 1963.
- [5] N.Holonyak, A.F.Bevacqua. Appl. Phys. Lett., I, 82, 1963.
- [6] E.Snitzer. Phys. Rev. Lett., 7, 444, 1961; L.F.Johnson. J. Appl. Phys., 33, 756, 1962.
- [7] B.Budick, R.Movick, A.Lurio. Appl. Optics, 4, 229, 1965.