

PACS numbers: 42.55.-f, 97.20.-w

Лазерный эффект в космосе

В.С. Летохов

Лазерный эффект в непрерывном режиме достигается при избирательном или преимущественном возбуждении какого-либо подходящего возбужденного квантового уровня, что приводит к нарушению равновесия с образованием инверсной заселенности и усилению. При положительной обратной связи активная среда превращается в лазер [1], а при ее отсутствии остается лазерным усилителем как собственного спонтанного излучения, так и внешнего светового сигнала. Хотя в импульсном режиме создать лазер оказалось легче [2], чем в непрерывном, в астрофизических условиях межзвездной среды (околосредной среды, звездной атмосферы) все характерные времена нарушения равновесия гораздо больше характерных времен релаксации заселенностей уровня квантовой системы (атома, иона, молекулы). Поэтому в астрофизических условиях может идти речь только о непрерывном режиме мазера или лазера.

Вслед за открытием космических мазеров в микроволновом диапазоне на радикале ОН [3] и молекуле Н₂О [4] такие мазеры были обнаружены более чем на 100 молекулах [5], а затем на высоковозбужденных атомах водорода в миллиметровой области [6]. В ИК области спектра (10 мкм) стимулированное излучение молекулы

СО₂ было обнаружено в атмосферах Марса и Венеры [7, 8]. Совсем недавно был обнаружен лазерный эффект на переходах иона железа FeII в газовых конденсациях в окрестности Эта Карина [9] — самой яркой и массивной звезды нашей Галактики.

Хотя лазерный эффект в атмосферах звезд был предсказан довольно давно [10], обнаружить его значительно сложнее, чем мазерный эффект, по двум причинам. Во-первых, он проявляется не так очевидно, как мазерный эффект, во-вторых, он наиболее вероятен вблизи звезды, где скорость избирательного возбуждения какого-либо квантового уровня становится сравнимой со скоростью релаксации метастабильных уровней квантовой системы. Поэтому его трудно наблюдать на фоне излучения фотосферы самой звезды. Действительно, стимулированное микроволновое излучение имеет высокую яркостную температуру из-за конверсии ненаблюдаемой столкновительной накачки в излучение без участия в процессе накачки крайне слабых микроволновых линий спонтанного излучения (рис. 1). В оптическом диапазоне наиболее вероятным механизмом избирательного возбуждения какого-либо уровня являются сильные линии спонтанного излучения другого элемента (случайное совпадение Боуэна [11]). Поэтому интенсивность стимулированного спонтанного излучения не может быть больше интенсивности спонтанного излучения, осуществляющего накачку. В этом особенность лазерного стимулированного излучения в угол 4π ср в астролазере по сравнению со стимулированным



Рис. 1. Переход от режима слабого изотропного спонтанного излучения в среде без инверсии (слева) к режиму сильного изотропного стимулированного излучения в среде с инверсией (справа) в микроволновом случае.

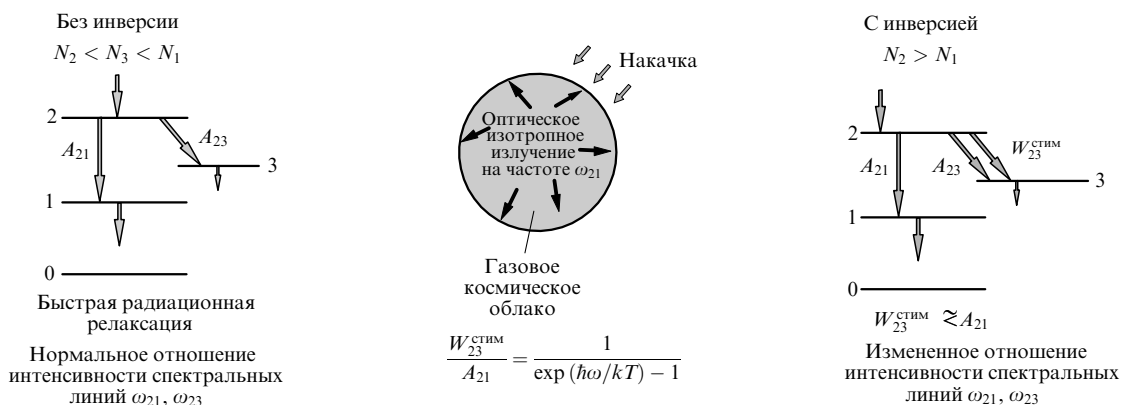


Рис. 2. Переход от режима спонтанного изотропного излучения в среде без инверсии (слева) к режиму спонтанного и стимулированного изотропного излучения в среде с инверсией (справа).

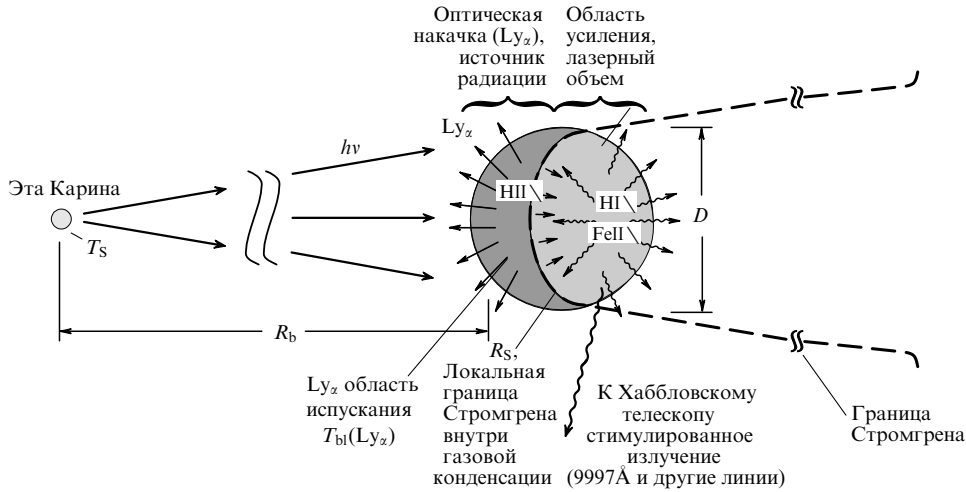


Рис. 3. Фотофизическая модель компактной газовой конденсации (ГК) вблизи горячей яркой звезды Эта Карина с локальной границей Стромгрена между фотоионизированной HII и нейтральной HI областями внутри ГК (из [9, 15]).

излучением лабораторного лазера в узкий телесный угол, определяемый устройством оптического резонатора. Лазерный эффект в астрофизических условиях проявляется в том, что слабая линия спонтанного излучения на переходе с малым значением коэффициента Эйнштейна A_{21} за счет инверсии и усиления становится сильной линией стимулированного излучения с интенсивностью, сравнимой с интенсивностью сильной линии спонтанного излучения перехода накачки (рис. 2). Это и определяет стратегию поиска лазерного эффекта. Что касается наблюдения линии излучения газовой среды поблизости от звезды отдельно от излучения фотосферы звезды, то это стало возможным совсем недавно с вводом в строй Хаббловского космического телескопа (HST), имеющего угловое разрешение 0,1 угл. с, который с помощью специального спектрографа (STIS) позволяет изучать спектры в широком спектральном диапазоне (1640 – 10300 Å) [12].

В окрестности звезды Эта Карина обнаружены газовые конденсации (ГК) [13], имеющие плотность водорода не менее 10^8 см^{-3} , расположенные довольно близко (на расстоянии сотен звездных радиусов) от звезды и поэтому подвергающиеся воздействию интенсивного ВУФ излучения звезды с температурой фотосферы $T_{\text{ф}} \approx 30000 \text{ К}$. Из-за высокой плотности водорода излучение континуума Лаймана ($\lambda < 912 \text{ Å}$) полностью поглощается в передней части ГК за счет фотоионизации водорода (рис. 3), и примерно до 70% этого излучения переизлучается в процессе рекомбинации на длине волны $\lambda = 1215 \text{ Å}$ (α -линия Лаймана). Это монохроматическое излучение сильно уширяется в процессе переноса излучения в оптически плотной среде ГК и способно возбуждать ряд квантовых переходов иона FeII в неионизованной (задней) части ГК, как это показано на рис. 3. Ионы FeII возникают за счет фотоионизации излучением звезды в диапазоне $\lambda > 912 \text{ Å}$, которое свободно проходит через фотоионизованную переднюю часть ГК (см. рис. 3).

На рисунке 4а показана схема возбуждения излучением Ly_{α} на $\lambda = 1215,671 \text{ Å}$ перехода (1 → 4) FeII [14]. Частотная расстройка составляет всего $\Delta\nu = +30 \text{ см}^{-1}$ и компенсируется сильным уширением Ly_{α} (до 300 см^{-1}) в процессе переноса излучения. Главный канал распада

состояния 4 — это радиационный распад в состояние 3, которое имеет довольно малое значение коэффициента $A_{21} \approx 8 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$. Так как уровень 2 (рис. 4а) распада-

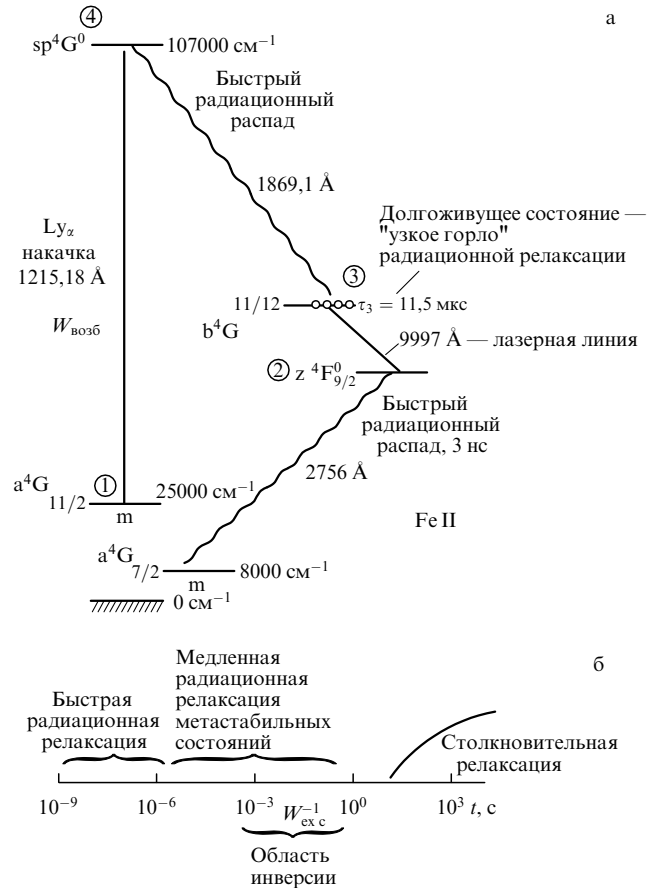


Рис. 4. Происхождение инверсной заселенности на переходе 3 → 2 FeII за счет резонансного фотовозбуждения высоколежащего уровня 4 и последующего каскадного радиационного распада на долгоживущий "псевдо-метастабильный" уровень 3 ("узкое горло" радиационного распада): (а) схема относящихся к образованию инверсии уровней и переходов; (б) характерные времена радиационной и столкновительной релаксации возбужденных уровней FeII (из [9, 14]).

ется очень быстро, то на переходе $3 \rightarrow 2$ всегда есть инверсия, поскольку уровень 3 является "узким горлом" радиационной релаксации высоковозбужденного FeII. Согласно простым оценкам в рамках рассмотренной в [15] модели фотопроцессов в ГК в окрестности Эта Карина коэффициент усиления на $\lambda \simeq 9997 \text{ \AA}$ составляет $\alpha \simeq 3 \times 10^{-14} - 10^{-12} \text{ см}^{-1}$. При диаметре ГК $D \simeq 10^{15} \text{ см}$ показатель экспоненты усиления $\alpha D \simeq \simeq 30 - 1000$, т.е. линейное усиление весьма велико. Но из-за насыщения усиления в действительности происходит увеличение интенсивности слабой линии $3 \rightarrow 2$ в $A_{41}/A_{32} \simeq 10^3$ раз (по числу фотонов через единицу площади за единицу времени). Именно такой эффект наблюдается для ряда слабых линий FeII по данным [14, 16].

Лазерное усиление и стимулированное излучение в оптическом диапазоне, — вероятно, весьма распространенные процессы в газовых средах вблизи ярких звезд. Они возникают за счет особенностей релаксации возбуждения электронных уровней атомов (ионов) в разреженном околозвездном газе. Процессы релаксации имеют различные характерные времена (рис. 4б). Радиационная релаксация за счет спонтанного излучения происходит за времена $10^{-9} - 10^{-3} \text{ с}$ (иногда даже за $10^{-3} - 1 \text{ с}$), а столкновительная релаксация — за времена более 100 с (при плотности газа $< 10^9 \text{ см}^{-3}$). В случае избирательного возбуждения атома (иона) со сложной структурой электронных уровней энергии радиационная спонтанная релаксация реализуется чисто радиационным путем в изолированном атоме (ионе) без участия столкновений с образованием на какой-то паре уровней инверсии из-за эффекта "узкого горла". Если размер ГК достаточен для значительного усиления на инверсном переходе, то включается механизм более быстрой излучательной релаксации, обусловленный стимулированным излучением. Таким образом, лазерный эффект является меха-

низмом радиационного охлаждения за счет стимулированного излучения ГК на инвертированных переходах наряду со спонтанным излучением на обычных переходах без инверсии заселенностей.

Эффект резонансного рассеяния в усиливающей среде может привести к режиму генерации с некогерентной (нерезонаторной) связью по энергии [17], который для случая астрофизических мазеров и лазеров рассмотрен в [18].

Список литературы

1. Schawlow A L, Townes C H *Phys. Rev.* **112** 1940 (1958)
2. Maiman T H *Nature* **187** 493 (1960)
3. Weinreb S et al. *Nature* **206** 440 (1965)
4. Cheung A C et al. *Nature* **221** 626 (1969)
5. Таунс Ч Х *Квант. электрон.* **24** 1063 (1997)
6. Strelitski V et al. *Science* **272** 1459 (1996)
7. Johnson M A et al. *Astrophys. J. Lett.* **208** L145 (1976)
8. Mumma M J et al. *Science* **212** 45 (1981)
9. Johansson S, Letokhov V S *Письма в ЖЭТФ* **75** 591 (2002)
10. Letokhov V S *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-8** 615 (1972); Лавринович Н Н, Летохов В С *ЖЭТФ* **67** 1609 (1974)
11. Bowen I S *Astrophys. J.* **81** 1 (1935)
12. Kimble R A et al. *Astrophys. J.* **492** L83 (1998)
13. Weigelt G, Ebersberger J *Astron. Astrophys.* **163** L5 (1986)
14. Johansson S et al., in *Eta Carinae and Other Mysterious Stars: the Hidden Opportunities of Emission Line Spectroscopy* (ASP Conf. Ser., Vol. 242, Eds T R Gull, S Johansson, K Davidson) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2001) p. 297
15. Johansson S, Letokhov V S *Astron. Astrophys.* **378** 266 (2001)
16. Gull T R et al., in *Eta Carinae and Other Mysterious Stars: the Hidden Opportunities of Emission Line Spectroscopy* (ASP Conf. Ser., Vol. 242, Eds T R Gull, S Johansson, K Davidson) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2001) p. 391
17. Летохов В С *ЖЭТФ* **53** 1442 (1967)
18. Letokhov V S, in *Amazing Light: A Volume Dedicated to Charles Hard Townes on His 80th Birthday* (Ed. R Y Chiao) (Berlin: Springer, 1996) p. 409