

# Астрофизические лазеры

В.С.Летохов

*Дан обзор лазеров, работающих в естественных астрофизических условиях. Рассмотрено принципиальное отличие условий получения инверсии и усиления в астрофизическом лазере от аналогичных условий для хорошо известных астрофизических мазеров. Приведены данные о недавно открытом астрофизическом лазере на ионах Fe II. Обсуждаются характеристики астрофизического лазерного усилителя и возможности превращения его в астрофизический лазер с некогерентной обратной связью, а также методы исследования ширины спектра излучения астрофизического лазера.*

**Ключевые слова:** астрофизические лазеры и мазеры, некогерентная обратная связь, инверсная населенность.

## 1. Введение

Принципы работы мазеров и лазеров были открыты в течение десятилетия (1950–1960 гг.) в ходе сначала независимых, а затем взаимосвязанных исследований, проводимых в Физическом институте им. П.Н.Лебедева АН СССР и Колумбийском университете США. Эти фундаментальные пионерские исследования получили высшее международное признание [1]. Экспериментальная демонстрация лазеров [2, 3] и последовавший экспоненциальный прогресс в области как самих лазеров, так и их применений подтвердили масштаб этого открытия. Роль Н.Г.Басова в этом прогрессе уникальна, поскольку он со своими учениками в течение нескольких десятилетий был на переднем фронте стремительного развития квантовой электроники. Однако, по-существу, все эти достижения – только начало «лазерного века», т. к. истинный масштаб освоения оптического диапазона когерентными источниками электромагнитного излучения проявится в полной мере лишь в XXI веке.

Небезынтересно проследить истоки квантовой электроники, возникшей в результате развития и синтеза двух направлений физики: классической электромагнитной физики (назовем ее радионаправлением) и квантовой физики (назовем ее «оптическим направлением», т. к. квантовая физика была создана на основе атомной физики и оптической спектроскопии, а уже затем стала фундаментом всей физики). Оба эти направления объединяются уравнениями Максвелла.

На рис.1 представлена выборочная последовательность ключевых открытий, идей и экспериментов, которые привели к рождению квантовой электроники. Главная последовательность событий, в результате которых был открыт лазер, показана сплошными стрелками, а несостоявшиеся возможности открытия лазера на пути идей усиления света в среде с инверсной населенностью

уровней – штриховыми. Хотя лазеры и могли быть открыты на оптическом направлении, в действительности это произошло только после создания мазера, т. е. благодаря прогрессу радионаправления. Сначала идеи квантовой физики и создание СВЧ источников электромагнитного излучения для радаров привели к развитию ра-



Рис.1. Последовательность открытий в оптике и радио, которые привели к рождению квантовой электроники.

Институт спектроскопии РАН, Россия, 142190 Троицк, Московская обл.; e-mail: letokhov@isan.troitsk.ru

Поступил в редакцию 4 июля 2002 г.

диоспектроскопии, а затем мазеров (молекулярных генераторов). И только потом перенос идеи резонаторной обратной связи в оптическую область, где идея инверсной населенности уровней оптических переходов уже давно существовала, привел к созданию лазера. Это лишний раз подтверждает важнейшую роль взаимосвязи и синтеза различных областей науки и техники в научно-техническом прогрессе. Хотя лазеры и могли быть открыты независимо от радионаправления, этого не случилось, что опять-таки подтверждает неизбежность самого открытия, несмотря на непредсказуемость его конкретного сценария, который всегда имеет персональный, субъективный оттенок.

В этой связи уместно обратить внимание на радиоастрономическое открытие естественных мазеров в астрофизических условиях на радикале ОН на  $\lambda = 18.5$  см [4] и молекуле  $\text{H}_2\text{O}$  на  $\lambda = 1.35$  см [5] в середине 60-х годов, спустя десять лет после создания первых лабораторных мазеров в Москве и Нью-Йорке.

Яркая температура микроволнового излучения астрофизических мазеров достигает  $10^{12} - 10^{18}$  К и поэтому может быть объяснена только усилением за счет стимулированного излучения в среде с инверсной населенностью низколежащих молекулярных уровней. Это был еще один несостоявшийся сценарий более позднего открытия лазера. Астрофизические лазеры в оптическом диапазоне, которые являются предметом данной статьи, были открыты совсем недавно, через 40 лет после создания лабораторного лазера. Однако корни их могут быть прослежены в 30-х и 40-х годах, т. е. задолго до создания и лазера и мазера. В эти годы астрофизики объясняли возникновение аномальных спектральных линий испускания (линий накачки) одного элемента совпадением с линией поглощения другого элемента (случайное совпадение Боуэна [6, 7]). Они также использовали соотношения для скоростей накачки и испускания, которые в современных терминах эквивалентны условию инверсной населенности [8] (см. ниже разд.3). Это еще один несостоявшийся сценарий открытия лазерного эффекта на основе астрофизических наблюдений.

## 2. Условия действия астрофизического лазера\*

Усиление электромагнитного излучения ансамблем квантовых частиц возможно только при существенном нарушении термодинамического равновесия, т. е. тогда, когда нарушается хотя бы одно из трех следующих условий равновесия:

1. Равновесное бoльцмановское распределение населенностей квантовых состояний частиц ансамбля, или средних квадратов амплитуд волновых функций состояний.
2. Равновесное состояние электромагнитного излучения, в котором находится ансамбль частиц с данной равновесной температурой, что эквивалентно отсутствию внешнего излучения помимо равновесного излучения ансамбля.
3. Равновесное (случайное) распределение фаз волновых функций квантовых состояний, т. е. отсутствие сред-

\*Под астрофизическим лазером (АФЛ) мы подразумеваем астрофизический лазерный усилитель. Условия, при которых АФЛ превращается в генератор за счет некогерентной обратной связи из-за рассеяния, обсуждаются в разд.8.

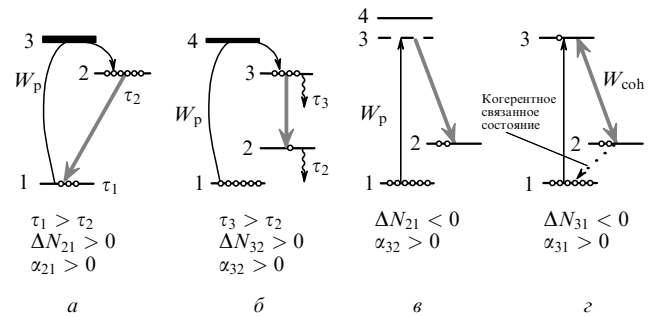


Рис.2. Различные методы получения усиления, основанные на создании инверсной населенности по трехуровневой (а) и четырехуровневой (б) схемам, на комбинационном (рамановском) рассеянии без инверсии населенностей (в) и на использовании когерентной суперпозиции состояний 1 и 2 без инверсной населенности уровней 2, 3 (z). Получение усиления по схемам а, б требует некогерентной накачки с умеренной (особенно для схемы б) скоростью. Усиление по схеме в требует накачки с очень высокой спектральной интенсивностью (не обязательно когерентной). Усиление по схеме z требует когерентного возбуждения на переходе 3 → 1 и наличия когерентно-связанных (СРТ) состояний 1 и 2.

ней ненулевой (нефлуктуационной) поляризуемости, или когерентности в ансамбле.

Нарушение условия, ведущее к образованию инверсии населенности какой-либо пары уровней, возможно многими методами, например при избирательной некогерентной накачке возбужденного уровня по трех- или четырехуровневой схеме (рис.2, а, б), и потому оно используется практически во всех лазерах [9].

Сильное нарушение второго условия равновесия способно привести к усилению даже без инверсии населенности. Примером может служить лазер на комбинационном (рамановском) рассеянии [10], когда прозрачная среда в сильном лазерном поле становится усиливающей на стоксовой частоте комбинационного (рамановского) рассеяния в среде с равновесной населенностью уровней\* только вследствие присутствия в ансамбле интенсивного монохроматического излучения (рис.2, в). Подчеркнем, что в этом случае от лазерного излучения требуются только высокая интенсивность и большая ширина спектра (порядка ширины линии рассеяния), но отнюдь не высокая когерентность.

При создании усиления путем нарушения 1-го и 2-го условий равновесия активная среда находится в некогерентном состоянии, что естественно, т. к. время фазовой релаксации в ансамбле обычно гораздо меньше времени релаксации населенностей. Когерентность создается только при помещении активной среды в оптический резонатор, выделяющий ограниченное число пространственных мод, в которых поддерживается высокая скорость стимулированного излучения. Другими словами, когерентность излучения создается самопроизвольно за счет «фазового перехода» в системе активная среда + излучение в резонаторе [11].

Существенно иная ситуация имеет место для случая нарушения 3-го условия равновесия, который требует специальных обстоятельств. Нарушение равновесного (случайного) распределения фаз (точнее, разности фаз)

\*Мы не рассматриваем возможность усиления без инверсии населенности за счет эффекта отдачи, когда спектральные линии испускания и поглощения различаются по частоте. Яркий пример такой ситуации – лазеры на свободных релятивистских электронах.

волновых функций каких-либо двух квантовых состояний может быть достигнуто под действием внешнего когерентного поля, которое согласует разность фаз волновых функций двух состояний, взаимодействующих с этим полем (одно- или двухчастотным). В результате такого согласования квантовая система в ансамбле может быть приготовлена в суперпозиционном антисимметричном состоянии двух стационарных квантовых состояний (1 и 2 на рис.2,з). Такое состояние называют когерентно-пойманым (coherently population trapped (CPT) state) [12, 13]. В CPT состоянии частица не поглощает излучение ни на переходе  $1 \rightarrow 2$ , ни на переходе  $2 \rightarrow 3$  (переход  $1 \rightarrow 2$  предполагается запрещенным) из-за квантовой деструктивной интерференции двух встречных квантовых путей переходов  $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2$  и  $2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ . Этот эффект связан с электромагнитно-индуцируемой прозрачностью [14]), когда когерентное электромагнитное поле создает CPT состояние, которое не поглощает излучение. Данный эффект был использован для демонстрации лазера без инверсии за счет нарушения 3-го условия равновесия по  $\Lambda$ -схеме, показанной на рис.2,з [15], и по V-схеме [16].

В астрофизических условиях вполне может быть нарушено 1-е условие равновесия; при этом образуется инверсная населенность, обусловленная пространственной неоднородностью астрофизической среды по плотности, температуре и т. д. (звезды и газовые облака вблизи них и т. д.), когда среда находится в стационарном, но неравновесном состоянии. При обсуждении этой возможности для астрофизических сред надо разделить импульсный [2] и непрерывный квазистационарный [3] режимы создания инверсной населенности. В импульсном режиме скорость накачки возбужденного уровня должна быть больше скорости релаксации его населенности, которая для оптических переходов обычно превышает  $10^{-3} \text{ с}^{-1}$  (а для запрещенных переходов иногда даже достигает значений порядка  $1 \text{ с}^{-1}$ ). В астрофизических условиях эта ситуация труднореализуема, т. к. характерные времена импульсных астрофизических явлений, пригодных для накачки, имеют гораздо большую длительность, чем времена релаксации населенностей квантовых частиц.

В непрерывном (квазистационарном) лазерном режиме используется эффект более быстрой релаксации нижнего уровня перехода по сравнению с верхним [3] (рис.2,б). В этом случае инверсия на таком переходе существует всегда, и требование к скорости накачки связано с достижением определенной плотности инверсии населенности уровней, необходимой для получения порогового усиления. Этот режим используется во всех непрерывных лазерах, и он наиболее вероятен для астрофизических лазеров, как было предложено в [17]. Наиболее легко он реализуется тогда, когда радиационные времена жизни двух соответствующих уровней существенно различаются (в нужную сторону). В этом случае инверсная населенность возникает в изолированной квантовой системе без участия столкновений, что типично для разреженной газовой околосредной или межзвездной среды. Астрофизический лазер, работающий по этой схеме на высоколежащих уровнях Fe II на длине волны  $\sim 1 \text{ мкм}$ , обнаружен недавно в газовой конденсации в окрестности наиболее массивной и яркой звезды нашей Галактики –  $\eta \text{ Car}$  [18].

Однако в звездных атмосферах при более высокой плотности частиц столкновения, хотя они и возвращают ансамбль к равновесию населенностей, могут играть и

положительную роль за счет преимущественного столкновительного опустошения нижнего уровня. Как это ни удивительно, но роль столкновений в усилении интенсивности эмиссионных линий в атмосферах звезд по типичной для лазеров схеме [19] обсуждалась еще в астрофизических работах 30-х годов [8]. Поскольку в этих работах рассматривались вопросы, связанные с вынужденным излучением, они специально обсуждаются в разд.3.

Нарушение 2-го условия равновесия требует интенсивного монохроматического излучения, которое обычно генерирует только лазер. Линия комбинационного рассеяния всегда является усиливающей, а коэффициент усиления пропорционален интенсивности внешнего излучения в пределах ширины линии рассеяния. В астрофизических условиях известно только одно наблюдение комбинационного рассеяния. В работе [20] зарегистрировано комбинационное рассеяние линии O VI с  $\lambda = 1032$  и  $1038 \text{ \AA}$  на электронном переходе  $1S - 2P$  нейтрального водорода H I (близкий резонанс с линией Лаймана  $\text{Ly}_\beta$  водорода H I на  $\lambda = 1026 \text{ \AA}$ ). При таком рассеянии атом водорода оказывался в состоянии  $2S$ , а линия рассеянного излучения – в видимой области ( $6825$  и  $7082 \text{ \AA}$ ). Этот эффект наблюдается в специальных астрофизических условиях симбиотических звезд, где сильные линии ВУФ излучения высокоионизованных атомов облучают области нейтрального водорода высокой плотности. Коэффициент усиления на комбинационных линиях весьма мал, и речь может идти только о спонтанном рассеянии.

Самопроизвольное, без внешнего когерентного поля, нарушение 3-го условия равновесия, т. е. условия случайного распределения разности фаз волновых функций квантовых состояний независимых частиц в ансамбле, представляется маловероятным. (Единственным исключением является случай ансамбля ультрахолодного газа атомов-бозонов достаточной плотности, в котором наблюдается эффект бозе-эйнштейновской конденсации.) Тем не менее в работе [21] высказана смелая гипотеза о возможности усиления без инверсии в астрофизических условиях на линии атома водорода бальмеровской серии (переход  $3P - 2S$ ). Релаксация фаз квантовых состояний в разреженной газовой среде (плотность менее  $10^8 \text{ см}^{-3}$ ) действительно может быть весьма медленной (минуты и более), а для возбужденного  $2S$ -состояния H I она составляет  $0.12 \text{ с}$  (из-за спонтанного двухфотонного распада). Однако для создания когерентности (или, точнее, CPT) состояний  $1S$  и  $2S$  водорода должен существовать механизм спонтанного возникновения CPT состояния. Авторы работы [21] полагают, что под действием двух интенсивных линий некогерентного излучения –  $\text{Ly}_\alpha$  ( $\lambda = 1215 \text{ \AA}$ ) и линии Бальмера  $\text{H}_\alpha$  ( $\lambda = 6563 \text{ \AA}$ ) – такой процесс возможен при спонтанном распаде возбужденного состояния атома по двум совершенно разным и вполне различимым каналам, но является крайне маловероятным. Обнаружение такого процесса представило бы большой физический интерес, поскольку он стал бы примером своеобразного фазового перехода ансамбля квантовых частиц из некогерентного состояния в когерентное. Известен пока только один пример такого фазового перехода – в лазере, когда усиливающая некогерентная среда помещается в открытый резонатор, который радикально ограничивает число пространственных мод для стимулированного излучения, т. е. «когерентизирует» ансамбль.

### 3. Астрофизические предшественники лазера\*

Основной движущей силой атомной спектроскопии в прошлом веке была астрофизика, т. к. астрономические спектры звезд, туманностей, галактик давали основную информацию о строении и развитии Вселенной. Наиболее исследованной областью является спектроскопия звездных атмосфер [22].

Принимаемое наблюдателем излучение звезды представляет собой сплошное излучение фотосферы, прошедшее через окружающую ее оболочку звезды – атмосферу, и линейчатое излучение атмосферы. Таким образом, в зависимости от того, какой из двух процессов – поглощения или спонтанное испускание – преобладает, на фоне сплошного спектра фотосферы образуются дискретные линии поглощения или испускания атмосферы. Если излучение фотосферы очень интенсивно, а яркость спонтанного излучения атмосферы невелика, то наблюдаются дискретные линии поглощения. Эта ситуация типична для большинства обычных звезд.

Однако в спектрах многих звезд присутствуют яркие линии испускания [23]. Это возможно, если излучение атмосферы на соответствующей длине волны сравнимо с излучением фотосферы в непрерывном спектре на этой длине волны. Поэтому яркие линии можно заметить только в спектрах звезд, обладающих обширными атмосферами либо фотосферой с относительно слабым излучением. Особенно часто яркие линии наблюдаются в нестационарных (переменных) или двойных звездах [24].

Для объяснения появления ярких линий испускания используют, в основном, три механизма [22, 24]: возбуждение столкновениями, возбуждение при рекомбинации и оригинальный механизм флуоресцентного возбуждения, основанный на случайном совпадении сильной линии испускания одного элемента с линией поглощения другого [6, 7]. Однако в ряде случаев эти механизмы до сих пор не дают объяснения аномалиям интенсивности линий в звездных спектрах.

В [17] обращено внимание на возможность объяснения некоторых аномально ярких эмиссионных линий эффектом стимулированного испускания излучения в атмосфере звезды за счет инверсной населенности оптических переходов. Рассмотрим наиболее типичные аномалии, которые объясняются в [7, 8]. В этих работах высказаны идеи, являющиеся, на мой взгляд, ранними предшественниками идей получения лазерной усиливающей среды в результате инверсии населенности уровней.

Известно аномальное поведение линий кислорода O I (7774 и 8446 Å) в спектрах звезд типа Ве (ранние звезды спектрального класса Ве с эмиссионными линиями) [23, 25]. Отношение интенсивностей линий с  $\lambda = 8446 \text{ Å}$  ( $3p^3P \rightarrow 3s^3S^0$ ) и 7774 Å ( $3p^5P^0 \rightarrow 3s^5S^0$ ) намного больше лабораторного значения. Боуэн предположил [26], что это связано с явлением флуоресценции, вызванной совпадением яркой линии  $\text{Ly}\beta$  водорода H I (1025.72 Å) с линией поглощения O I на  $\lambda = 1025.77 \text{ Å}$  ( $2p^3P \rightarrow 3d^3D^0$ ). Схема рассматриваемых переходов O I приведена на рис.3,а. Если бы это предположение было верным, то в каскадном переходе была бы яркой линией не только с  $\lambda = 8446 \text{ Å}$ , но и с  $\lambda = 11287 \text{ Å}$  промежуточного перехода  $3d^3D^0 \rightarrow 3p^3P$ . Однако ничего подобного для этой линии

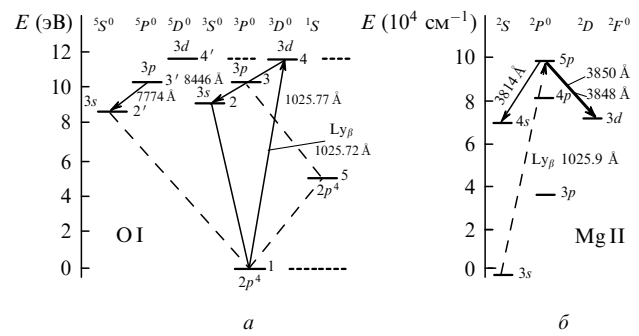


Рис.3. Астрофизические схемы возбуждения уровня кислорода O I (а) и уровня Mg II (б) излучением  $\text{Ly}\beta$  H I, объясняющие образование ярких линий O I (8446 Å) и Mg II (3848 Å).

в звездных спектрах не наблюдается [23]. Кроме того, для объяснения наблюдаемых интенсивностей компонент сверхтонкой структуры линии с  $\lambda = 8446 \text{ Å}$  в модели совпадения линий необходимо допускать сильное различие скоростей областей испускания и поглощения линии (до 85 км/с), такое, чтобы доплеровский сдвиг мог компенсировать различие частот линий испускания и поглощения [27].

Аномальное отношение интенсивностей можно объяснить возникновением стимулированного испускания при инверсии населенностей на переходе с  $\lambda = 8446 \text{ Å}$ . Нижний уровень перехода  $3s^3S^0$  является более короткоживущим, чем верхний уровень  $3p^3P$ , и поэтому при умеренной накачке верхнего уровня достигается инверсия в стационарном режиме [17]. Лазерный эффект в атмосферах звезд и в туманностях (линии с  $\lambda = 8446 \text{ Å}$ ) рассмотрен в разд.6.

Примером сходной аномалии являются линии Mg II с  $\lambda = 3848$  и  $3850 \text{ Å}$  ( $5p^2P^0 \rightarrow 3d^2D$ ) одного и того же мультиплета (рис.3,б). Первая линия бывает временами значительно более яркой [23, 28]. Делались попытки объяснить эту аномалию совпадением линии поглощения Mg II с  $\lambda = 1025.87 \text{ Å}$  ( $3s^2S \rightarrow 5pP_{3/2}$ ) с линией испускания водорода  $\text{Ly}\beta$  с  $\lambda = 1025.7 \text{ Å}$ , но отсутствие аномалий на другой линии (3614 Å) с тем же верхним уровнем ( $5p^2P^0 \rightarrow 4s^2S$ ) ставит под сомнение этот механизм [23].

Особенно многочисленны примеры аномалий интенсивности в спектрах долгопериодических переменных звезд поздних спектральных классов (M- и S-типа). Часто встречаются случаи, когда в испускании проявляются определенные мультиплеты, а относительные интенсивности линий отличаются от лабораторных значений [29]. Примером может служить аномальное поведение линий In I (4101.72 и 4511 Å) на переходах между нижними термами (рис.4,а). Линия с  $\lambda = 4511 \text{ Å}$  появляется преимущественно не в поглощении, а в испускании. Для того чтобы объяснить такое поведение, привлекается механизм флуоресцентного возбуждения верхнего уровня  $2S$  вследствие совпадения резонансной линии поглощения In I (4101.72 Å) с сильной линией испускания  $\text{H}\delta$  (4101.75 Å).

На рис.4,а приведена схема переходов между тремя нижними уровнями In I под действием флуоресцентного возбуждения уровня 3 и непрерывного спектра, рассмотренная Таккераем еще в 1935 г. [8]. Оказывается, что условие появления линии испускания, а не поглощения на переходе  $3 \rightarrow 2$ , найденное Таккераем, совпадает с условием инверсии. Действительно, пусть на резонансном

\*Материал этого раздела основан на докладе [17], который был опубликован только в виде Препринта института спектроскопии АН СССР № 9 (Троицк, 1972).

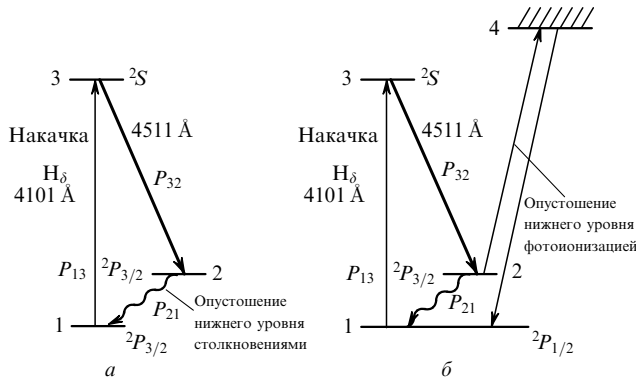


Рис.4. Схемы циклических переходов в In I, рассмотренные в [8] для объяснения яркой эмиссионной линии 4511 Å при возбуждении линией H<sub>δ</sub> (4101 Å), использующие столкновительное (а) и фотоионизационное (б) опустошения метастабильного уровня 2 (2P<sub>3/2</sub>).

переходе действует излучение с интенсивностью  $I_{13}$ , а на аномальном переходе – с  $I_{23}$ . Переход  $2 \rightarrow 1$  запрещен, и в атоме невозможен циклический переход между состояниями 1, 2 и 3. Атом In имеет низкий потенциал ионизации (5.76 эВ), поэтому разумно включить в схему ионизованные атомы в состоянии 4. При условиях на вероятности переходов

$$P_{14} = P_{214}, \quad P_{42} = 2P_{41}, \quad P_{32} = 2P_{31}, \quad (1)$$

учитывающих вырождение уровней и тот факт, что уровни 1 и 2 являются состояниями одного и того же терма, получим следующее выражение для населенности уровней  $n_i$  в стационарном состоянии:

$$\begin{aligned} n_1 \frac{P_{23}}{P_{23} + P_{24}} &= n_2 \frac{P_{23}}{2(P_{23} + P_{24})} \\ &= n_3 P_{32} \left[ 2P_{13} + \frac{4}{3} P_{24} + \frac{2}{3} P_{13} \frac{P_{24}}{P_{23}} \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (2)$$

Следовательно, отношение числа переходов с испусканием ( $3 \rightarrow 2$ ) и поглощением ( $2 \rightarrow 3$ ) фотонов на частоте  $\nu_{23}$  есть [8]

$$\alpha = \frac{n_3 P_{32}}{n_2 P_{23}} = 1 + \frac{P_{24}(P_{13} - P_{23})}{3(P_{13} + P_{24})}. \quad (3)$$

При  $\alpha > 1$  образуется циклический переход  $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 4 \rightarrow 1$ , за счет которого происходит преимущественное испускание излучения на переходе  $3 \rightarrow 2$ .

Заметим, что условие цикличности  $\alpha > 1$  в направлении  $3 \rightarrow 2$  одновременно является условием инверсии населенностей уровней 2 и 3:

$$\alpha = \frac{n_3 P_{32}}{n_2 P_{23}} = \frac{n_3 \sigma_{32}}{n_2 \sigma_{23}} = \frac{n_3}{g_3} / \frac{n_2}{g_2} > 1, \quad (4)$$

где  $\sigma_{km}$  – сечение радиационного перехода  $k \rightarrow m$ . Таким образом, механизм усиления излучения за счет стимулированного испускания уже давно неявно используется в теории звездных спектров для описания так называемых эмиссионных линий. Флуоресцентный механизм возбуждения Боуэна [6] (см. рис.3) является, по-существу, астрофизическим аналогом трехуровневой схемы с оптической накачкой [30, 31]. Для объяснения аномалий в звездных

спектрах астрофизиками были предложены схемы, предвосхитившие ряд лазерных схем. Например, на рис.4,б изображена схема переходов между нижними уровнями In I, также предложенная Таккераем [8] для объяснения эмиссионной линии с  $\lambda = 4511 \text{ \AA}$ . В этой схеме циклический переход  $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$  и, следовательно, инверсия населенностей состояний 3 и 2, достигается за счет быстрой столкновительной релаксации метастабильного уровня 2. Эта схема весьма схожа со схемой столкновительного лазера Гоулда [19].

Эмиссионные линии, обусловленные механизмом стимулированного излучения, должны быть уже эмиссионных линий, возникающих за счет спонтанного излучения. Сужение спектра может быть вполне достаточным для однозначного выбора механизма возникновения эмиссионной линии. Эта задача заслуживает более детального рассмотрения, учитывающего возможность существования большой оптической толщины для усиливающего перехода и резонансного рассеяния излучения. В принципе здесь возможны два режима работы: режим усиления излучения фотосферы и режим усиления собственного спонтанного излучения атмосферы. В первом случае мы имеем дело с узкополосным нелинейным лазерным усилителем внешнего широкополосного сигнала, а во втором – с резонансным лазерным усилителем спонтанного шума. В последнем случае неизбежное рассеяние излучения может легко превратить лазерный усилитель в генератор, если возвращение излучения в усиливающую область вследствие рассеяния превышает скорость ухода излучения в окружающее пространство. Тогда резонансное рассеяние приводит к возникновению в усиливающей среде некогерентной обратной связи по энергии [32, 33]. Такой эффект должен вызвать разбиение усиливающей области на множество отдельных областей, в каждой из которых достигнут порог генерации. Более подробно эффект некогерентной обратной связи в астрофизическом лазере рассмотрен в [34, 35] (см. разд.8).

#### 4. Как проявляется лазерный эффект в астрофизических условиях?

Вслед за открытием космических мазеров в микроволновом диапазоне на радикале OH [4] и молекуле H<sub>2</sub>O [5] такие мазеры были обнаружены более чем на 100 молекулах [36], а затем на высоковозбужденных атомах водорода в миллиметровой области [37]. В ИК области спектра (10 мкм) стимулированное излучение молекулы CO<sub>2</sub> было обнаружено в атмосферах Марса и Венеры [38, 39]. С лазерным эффектом всегда связывают высокую яркость излучения лабораторного лазера, тем более что это прекрасно демонстрируют астрофизические мазеры, работающие на микроволновых переходах молекул. Поскольку яркостная температура астрофизических мазеров необычайно велика ( $10^{12} - 10^{18} \text{ K}$ ) [36], такая аналогия может оказаться ошибочной и привести к выводу о «лазерном эффекте» при наблюдении аномально высокой интенсивности и аномального отношения интенсивностей даже в отсутствие инверсии из-за неподходящего соотношения времен жизни квантовых уровней «лазерного» перехода [40]. В этом случае приходится искать другое, иногда весьма нетривиальное объяснение аномально высокой интенсивности [41] и аномального отношения интенсивностей спектральных линий [42].

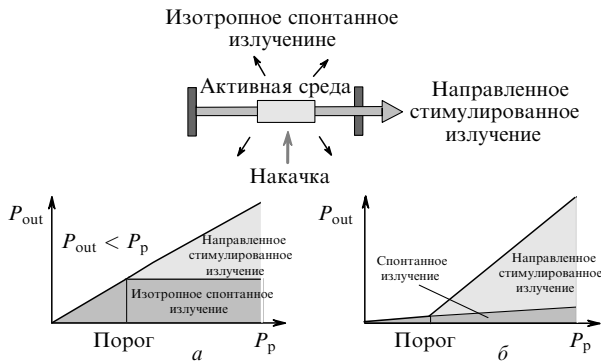


Рис. 5. Спонтанное и стимулированное излучение лазера, интегральное по направлению полной излучаемой мощности (а) и по мощности направленного излучения (б).

Поясним «заблуждение» о высокой яркости лазерных линий в астрофизических условиях на примере сравнения астрофизического мазера в микроволновой области с астрофизическим лазером в оптической области с накачкой за счет механизма случайного совпадения спектральных линий (механизм Боуэна) [6]. Но сначала напомним о происхождении чрезвычайно высокой яркости излучения лазера. Хотя это рассмотрение тривиально, оно наглядно и полезно при сравнении лабораторного и астрофизических лазеров.

Активная среда лазера и до порога и после значительную долю энергии излучает изотропно и спонтанно во все моды окружающего пространства. Даже после заметного превышения порога доля изотропного спонтанного излучения остается сопоставимой с долей индуцированного излучения (рис.5,а). После порога генерации населенность верхнего уровня остается фиксированной на пороговом уровне (непрерывный режим), а вся надпороговая энергия накачки расходуется на стимулированное излучение, которое, однако, происходит на ограниченном (особенно по углу) числе мод. Поэтому интенсивность направленного излучения, т. е. лазерного луча, намного превышает интенсивность спонтанного излучения, попадающего в этот малый телесный угол (рис.5,б). В связи с этим наблюдаемая высокая интенсивность лазера связана с его малой расходимостью и с малым углом наблюдения (только в направлении распространения излучения лазера). В астрофизических условиях ситуация совершенно иная. Поскольку даже неполностью изотропно стимулированное излучение АФЛ заведомо происходит в большом телесном угле (даже в случае рассеивающей обратной связи, см. разд.7), оно не должно быть аномально ярким на фоне спонтанного излучения.

Возникает вопрос: а почему же излучение астрофизического мазера в микроволновом диапазоне так аномально ярко? Причина этого совершенно иная и обычно не обсуждается. На рис.6 упрощенно показано происхождение излучения газового космического облака без инверсии и с инверсией на частоте микроволнового перехода  $\omega_{21}$ .

При отсутствии инверсии наблюдается очень слабое спонтанное микроволновое излучение, обусловленное крайней малостью коэффициента Эйнштейна в микроволновой области ( $A_{21} = 10^{-7} - 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ ), что соответствует времени спонтанного распада 0.3 года – 10 лет (!). Естественно, столкновения даже в разреженной межзвездной среде происходят чаще, и даже это слабое спон-

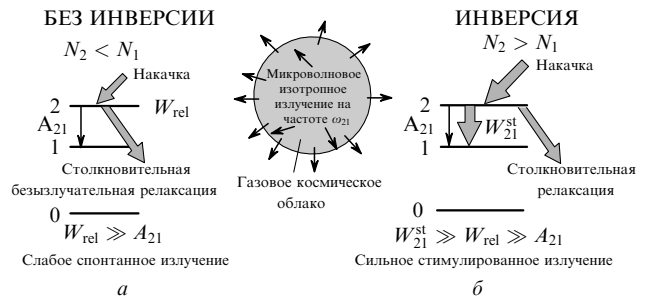


Рис.6. Изотропное микроволновое излучение газового космического облака без инверсии (а) и в случае инверсии (б) перехода  $2 \rightarrow 1$ . Мощность накачки в отсутствие инверсии расходуется по ненаблюдаемому столкновительному каналу релаксации, а при ее наличии трансформируется в наблюдаемое интенсивное стимулированное микроволновое излучение.

танное излучение подавлено тушениями и основная энергия возбуждения (накачки) этого уровня деградирует по безызлучательному каналу, т. е. не регистрируется наблюдателем. Если накачка достаточно интенсивна для возникновения инверсии на переходе  $2 \rightarrow 1$ , а размер газового облака  $L$  таков, что показатель усиления  $\alpha L \gg 1$  способен обеспечить значительное усиление ( $K = \exp \alpha L \approx 10^{10} - 10^5$ ), то включается механизм стимулированного излучения. Поскольку скорость стимулированных переходов  $W_{21}^{st}$  может сравниться со скоростью столкновительной (ненаблюдаемой) релаксации возбуждения и даже превысить ее, то почти вся энергия накачки расходуется на наблюдаемое стимулированное излучение, которое может иметь громадную яркостную температуру. Другими словами, за счет мазерного эффекта ненаблюдаемая радиоастрономами слабая линия спонтанного излучения превращается в сильную линию стимулированного излучения, черпающего энергию из ненаблюдаемого канала. Таким образом, причина высокой яркости астрофизического лазера в том, что для его накачки не используется другое микроволновое излучение, которое является очень слабым.

Совершенно иная ситуация складывается для АФЛ в оптической области спектра (рис.7). Пусть уровень 3 оптически возбуждается за счет другой спектральной линии какого-либо другого элемента (прямо или через высоколежащее состояние, распадающееся в состояние 3). В отсутствие инверсии в системе трех уровней (1, 2, 3) наблюдается, например, пара спектральных линий спонтанного излучения с отношением интенсивностей, равным отношению коэффициентов Эйнштейна  $A_{32}$  и  $A_{31}$ . Для нагляд-

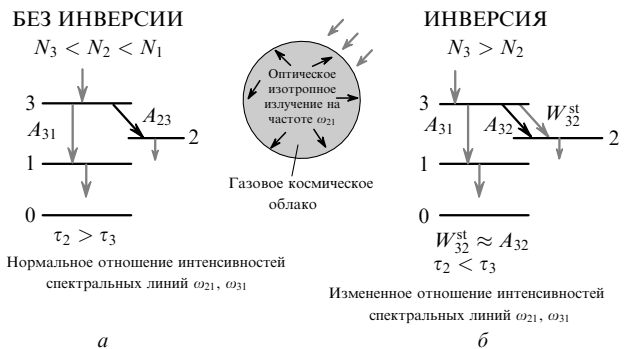


Рис.7. Переход от режима спонтанного изотропного оптического излучения в среде без инверсии (а) к режиму спонтанного изотропного и стимулированного изотропного излучения в среде с инверсией (б).

ности на рис.7 переход  $3 \rightarrow 2$  предполагается очень слабым ( $A_{32} \ll A_{31}$ ) и, следовательно, почти вся энергия возбужденных на уровень 3 частиц релаксирует по каналу спонтанного излучения  $3 \rightarrow 1$  с излучением спектральной линии на частоте  $\omega_{31}$  с интенсивностью, практически равной интенсивности линии накачки уровня 3.

Пусть теперь время спонтанного распада  $\tau_3$  уровня 2, на который частицы с уровня 3 попадают сравнительно редко, гораздо меньше  $1/A_{12}$ , так что на переходах  $3 \rightarrow 2$  всегда имеется инверсная населенность. Тогда переход  $3 \rightarrow 2$  становится усиливающим, и при достаточном размере усиливающей области коэффициент усиления может превышать отношение скоростей спонтанного распада  $A_{31}/A_{32}$ . В этом случае скорость стимулированного перехода  $W_{32}^{st}$  может не только сравниться со скоростью спонтанного распада  $A_{31}$ , но и превысить ее. Основным каналом релаксации возбужденных на уровень 3 частиц является тогда канал стимулированного излучения на частоте  $\omega_{32}$ . При этом интенсивность слабого перехода  $3 \rightarrow 2$  возрастает и достигает интенсивности линии накачки уровня 3 (но не превышает ее).

Другими словами, лазерная линия стимулированного излучения не может быть ярче спонтанной линии, возбуждающей уровень 3. Поэтому критерий аномальной интенсивности лазерной линии по сравнению с другими яркими спектральными линиями переходов накачки неприменим для поиска лазерных линий. В этом заключается существенное отличие от мазерного случая, когда интенсивность накачки не связана с микроволновым излучением и потому может быть весьма велика. Трансформация энергии возбуждения в стимулированное микроволновое излучение делает его аномально ярким. Из этих простых качественных рассуждений ясно, что лазерный эффект должен проявляться в увеличении интенсивности очень слабых линий спонтанного излучения до уровня интенсивности линий спонтанного испускания на разрешенных переходах, т. е. на переходах с малыми коэффициентами Эйнштейна ( $A_{32} \approx 1 - 10^5 \text{ с}^{-1}$ ).

Подчеркнем, что приведенные рассуждения относятся к случаю оптической накачки АФЛ, которая представляется наиболее вероятной для оптического диапазона. Не исключено, что существуют другие методы накачки, основанные на использовании столкновений, но следует иметь в виду, что скорость спонтанной релаксации даже метастабильных уровней очень велика по сравнению с их скоростью в микроволновом диапазоне. Это делает возможность столкновительной накачки с возникновением инверсии для оптических переходов менее вероятной, чем чисто оптическое возбуждение вследствие совпадения спектральных линий испускания и поглощения двух разных частиц.

## 5. Астрофизический лазер на Fe II в области газовой конденсации вблизи горячей звезды

Окрестность яркой звезды является уникальным местом, в котором атомы водорода (наиболее распространенного элемента Вселенной) в условиях глубокого вакуума фотоионизируются под действием ВУФ излучения звезды (излучение континуума Лаймана с  $\lambda < \lambda_c = 912 \text{ \AA}$ ). Образующиеся свободные протоны и электроны при последующих редких столкновениях рекомбинируют, излучая характерные спектральные линии H I, причем 70 % излучаемой энергии приходится на наиболее интенсив-

ную линию  $\text{Ly}_\alpha$  с  $\lambda = 1215 \text{ \AA}$ . На Земле эта спектральная линия не наблюдается из-за поглощения межзвездным водородом ультранизкой концентрации. Однако существенная роль интенсивного излучения линии  $\text{Ly}_\alpha$  проявляется в эффектах, возникающих под его действием, в частности при резонансном фотовозбуждении атомов и ионов других, более редких элементов. Именно в результате этого возникает лазерный эффект в области компактной газовой конденсации в окрестности звезды  $\eta \text{ Car}$  [18].

Возможность использования резонансного оптического возбуждения накачки одного химического элемента излучением другого с целью создания инверсной населенности и лабораторного оптического лазера была рассмотрена еще в первой статье, в которой был предложен лазер [43]. Такое совпадение спектральных линий – довольно редкое явление из-за малой ширины спектральных линий свободных атомов и ионов, которое практически не используется в современных лазерах. Однако оно лежит в основе механизма образования некоторых спектральных линий туманностей, являющихся смесью многих атомов и ионов, облучаемых интенсивными спектральными линиями водорода и гелия [6]. Возможность лазерного эффекта за счет этого механизма также рассматривалась довольно давно [17], но этот эффект трудно наблюдать на фоне интенсивного излучения самой фотосферы звезды.

Ситуация радикально изменилась с созданием космического телескопа Хаббл (HST) в сочетании со спектрографом STIS (Space Telescope Imaging Spectrograph), обеспечивающим высокое спектральное и угловое ( $\sim 0.1''$ ) разрешение в широкой области спектра (1150–10400  $\text{\AA}$ ) [44]. Замечательным объектом наблюдений, начиная с 1998 г., стала эруптивная звезда  $\eta \text{ Car}$  [45]. Эта звезда является исключительно интересным астрономическим объектом, эжектирующим в результате многих взрывов в окружающее пространство громадное количество звездного вещества. В частности, после мощного взрыва в 1840 г. эта звезда была второй по яркости на небесном своде Южного полушария. Выброшенное вещество образовало громадное ( $8'' \times 16''$ ) окружение звезды, названное *Nomunculus*. Эта очень неоднородная и структурированная туманность является удивительным объектом нашей Галактики. В частности, в ближайшей окрестности центральной звезды (на расстоянии  $R_b = 100 - 1000$  радиусов ее фотосферы) обнаружены компактные газовые конденсации (ГК) с исключительно яркими некоторыми линиями Fe II, открытые Вейгельтом и др. [46]. Эти конденсации также являются уникальными астрофизическими объектами, т. к. концентрация водорода в них ( $N_H = 10^7 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ) [47] гораздо больше концентрации в типичной планетарной туманности ( $10^4 \text{ см}^{-3}$ ), а расположены они всего в нескольких световых днях от центральной звезды.

Из-за относительно высокой локальной концентрации водорода в ГК излучение континуума Лаймана звезды  $\eta \text{ Car}$  почти полностью поглощается в них. Другими словами, граница Стромгрена [48], отделяющая область полностью ионизованного водорода от области нейтрального водорода, проходит внутри ГК, как это схематично показано на рис.8, т. е. полностью ионизованная передняя часть (область H II) ГК непосредственно примыкает к нейтральной области H I. Спектральная интенсивность  $\text{Ly}_\alpha$ -излучения, генерируемого в области H II в

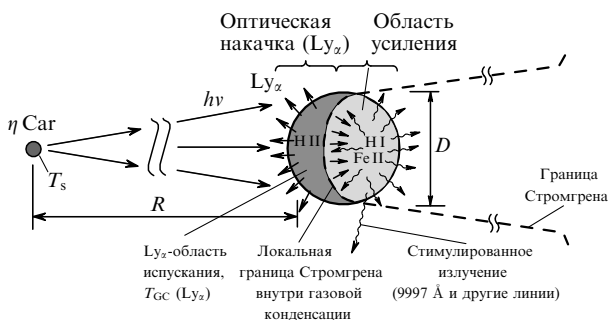


Рис.8. Фотофизическая модель компактной газовой конденсации (ГК) вблизи горячей яркой звезды η Car с локальной границей Стромгрена между фотонионизованной (Н II) и нейтральной (Н I) областями внутри ГК [18].

результате фотоионизационно-рекомбинационного цикла, в  $10^3 - 10^4$  раз больше интенсивности ослабленного излучения  $Ly_{\alpha}$ , приходящего от центральной звезды. Это происходит вследствие существенной компенсации эффекта ослабления излучения звезды благодаря узости образуемого  $Ly_{\alpha}$ -излучения при поглощении широкополосного континуума Лаймана и в некоторой степени – за счет пленения  $Ly_{\alpha}$  в оптически плотной (для  $Ly_{\alpha}$ ) среде Н II. В результате возникает уникальная ситуация, когда слабоионизованная смесь многих легкофотонионизируемых атомов в нейтральной области Н I подвергается облучению излучением с высокой спектральной интенсивностью на длине волны  $Ly_{\alpha}$  из соседней полностью ионизованной области. (Это напоминает типичную «лазерную» ситуацию, когда лампа накачки облучает находящуюся рядом активную среду лазера!) В то же время высокое угловое разрешение HST/STIS позволяет наблюдать спектры излучения ГК отдельно от яркого излучения фотосферы центральной звезды η Car [49].

Из-за высокой плотности водорода излучение континуума Лаймана ( $\lambda < 912 \text{ \AA}$ ) полностью поглощается в передней части ГК за счет фотоионизации водорода (рис.8), и примерно 70 % этого излучения переиспускается в процессе рекомбинации на длине волны  $\lambda = 1215 \text{ \AA}$  ( $\alpha$ -линия Лаймана). Это монохроматическое излучение сильно уширяется в процессе переноса излучения в оптически плотной нейтральной области Н I ГК и способно возбуждать ряд квантовых переходов иона Fe II в неионизованной (задней) части ГК, как это показано на рис.8. Ионы Fe II возникают за счет фотоионизации Fe с концентрацией примерно  $10^{-4} N_H$  излучением звезды в области  $\lambda > 912 \text{ \AA}$ ; это излучение свободно проходит через фотоионизованную переднюю часть ГК.

Ионы Fe II имеют богатый спектр квантовых переходов. Плотность линий поглощения Fe II в области  $Ly_{\alpha}$  составляет около 15 линий на 1 Å. При диффузии излучения  $Ly_{\alpha}$  в резонансно рассеивающей области Н I с большой оптической плотностью в случае переноса излучения  $Ly_{\alpha}$  происходит значительное (до сотен  $\text{cm}^{-1}$ ) уширение линий. В результате такого уширения ионы Fe II фотозвозбуждаются на высокие квантовые уровни [50]. Это проявляется в появлении линий флуоресценции Fe II, которые могут быть весьма яркими, как, например, Fe II-линии УФ флуоресценции (2507, 2509 Å) [51]. На рис.9,а показана схема возбуждения излучением линии  $Ly_{\alpha}$  с  $\lambda = 1215.671 \text{ \AA}$  перехода  $1 \rightarrow 4$  Fe II [18]. Частотная расстройка  $\Delta\nu$  составляет всего  $30 \text{ cm}^{-1}$  и компенсируется сильным уширением линии  $Ly_{\alpha}$  (до  $300 \text{ cm}^{-1}$ ) в процессе переноса

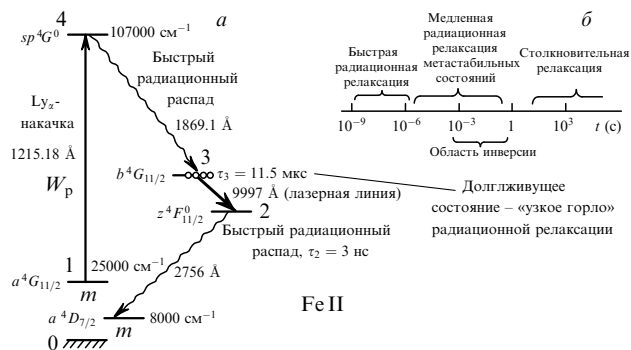


Рис.9. Образование инверсной населенности на переходе  $3 \rightarrow 2$  Fe II за счет резонансного фотозвозбуждения высоколежащего уровня 4 и последующего каскадного радиационного распада на долгоживущий «псевдометаустойчивый» уровень – схема инверсии уровней и переходов (а) и характерные времена радиационной и столкновительной релаксации возбужденных уровней Fe II [18] (б).

излучения. Главный канал распада состояния 4 – это радиационный распад в состояние 3, которое имеет довольно малый коэффициент Эйнштейна ( $A_{21} \approx 8 \times 10^4 \text{ c}^{-1}$ ). Поскольку уровень 2 (рис.9,а) распадается очень быстро, то на переходе  $3 \rightarrow 2$  всегда есть инверсия, так что уровень 3 является «узким горлом» радиационной релаксации высоковозбужденного Fe II.

Приведем простые оценки коэффициента усиления  $\alpha_{32}$  в рамках рассмотренной в [41] модели фотопроцессов в ГК в близкой окрестности звезды η Car. Скорость фотоселективного возбуждения состояния 4 определяется выражением

$$W_p^{14} = A_{41} \left[ \exp \left( \frac{h\nu_{14}}{T_{GC}} \right) - 1 \right]^{-1}, \tag{5}$$

где  $A_{41} = 1.2 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$  – коэффициент Эйнштейна для спонтанного распада состояния 4 в состояние 1;  $T_{GC}$  – яркостная температура излучения  $Ly_{\alpha}$  внутри ГК. Для  $kT_{GC} \approx 1.0 - 1.5 \text{ эВ}$  ( $T_{GC} \approx (12 - 18) \times 10^3 \text{ K}$ ) скорость возбуждения  $W_p^{14} \approx 10^3 - 10^4 \text{ c}^{-1}$ .

Основным каналом распада (97 %) состояния 4 является радиационный переход на два уровня тонкой структуры  $b^4G$ , один из которых ( $b^4G_{11/2}$ -уровень состояния 3) имеет канал спонтанного радиационного распада с вероятностью  $A_{32} = 8 \times 10^4 \text{ c}^{-1}$  в состояние 2 ( $z^4F_{9/2}^0$ ) с малым временем жизни ( $\sim 3 \text{ ns}$ ). Именно на переходе  $3 \rightarrow 2$  возникает стационарная инверсная населенность уровней с плотностью  $\Delta N$ :

$$\Delta N = N_3 - N_2 = N_3 = (W_p^{14} \tau_3) N_1, \tag{6}$$

где  $N_2 \ll N_3$  из-за быстрого распада уровня 2;  $\tau_3 = 11.5 \text{ мкс}$ ;  $N_1$  – плотность населенности начального метастабильного уровня с временем жизни  $\tau_1 \approx 0.77 \text{ c} \gg \tau_3$ .

Линейный коэффициент усиления на переходе  $3 \rightarrow 2$  ( $\lambda = 9997 \text{ \AA}$ ) определяется стандартным выражением:

$$\alpha_{32} = \sigma_{32} \Delta N, \tag{7}$$

где  $\Delta N$  – плотность инверсной населенности, определяемая выражением (6). Сечение стимулированного перехода  $\sigma_{32}$  дается следующим выражением:

$$\sigma_{32} = \frac{\lambda_{32}^2}{2\pi} \frac{A_{32}}{2\pi \Delta\nu_D}, \tag{8}$$



где  $\Delta\nu_D$  – доплеровская ширина перехода  $3 \rightarrow 2$  Fe II. При температуре относительно холодной HI-области 100–1000 К ширина  $\Delta\nu_D \simeq 300 - 1000$  МГц, т. е.  $\sigma_{32} \simeq (0.6 - 2) \times 10^{-13}$  см<sup>2</sup>. Таким образом, коэффициент усиления может быть оценен следующим выражением:

$$\alpha_{32} = \sigma_{32}(W_p^{14}\tau_3)fN_0, \quad (9)$$

где  $f$  – доля ионов Fe II в начальном метастабильном состоянии по отношению ко всем остальным состояниям Fe II (все атомы Fe I в области HI фотоионизованы).

Доля ионов  $f$  определяется скоростью возбуждения уровня 1 и временем его распада. Скорости столкновительных механизмов возбуждения уровня 1 (т. е. рекомбинация ионов Fe<sup>2+</sup> и столкновения Fe<sup>+</sup> с электронами) пренебрежимо малы по сравнению со скоростью распада  $1/\tau_1$ , поскольку вследствие фотоионизации атомов железа и других элементов с потенциалом ионизации  $I < 13.6$  эВ концентрация электронов в области HI мала ( $n_e \simeq 10^4 - 10^5$  см<sup>-3</sup>).

Для заселения уровня 1 наиболее существенны каналы радиационного возбуждения широкой линией Ly<sub>α</sub> других переходов, начинающихся с самых нижних, более заселенных метастабильных уровней (с энергией ~1 эВ), при распаде которых происходит заселение уже более высоких (с энергией 2–3 эВ) низколежащих метастабильных и псевдометастабильных уровней. Эти каналы радиационного возбуждения могут обеспечивать скорость возбуждения уровня 1 порядка  $1/\tau_1 \simeq 1$  с<sup>-1</sup> и, следовательно, поддерживать относительную населенность  $f$  состояния 1 равной, например,  $\sim 10^{-2}$ . Это соответствует примерно одинаковому распределению ионов Fe II среди 90 метастабильных и псевдометастабильных состояний, включая состояние 1. Справедливость данной оценки подтверждается наблюдением сильных линий флуоресценции Fe II (2507 и 2509 Å) [51], которые возникают при селективном возбуждении линией Ly<sub>α</sub> перехода, нижний уровень которого ( $a^4D_{7/2}$ ) имеет энергию 0.99 эВ.

Согласно (9), в рамках таких предположений коэффициент линейного усиления на переходе  $3 \rightarrow 2$   $\alpha_{32} \simeq (3 \times 10^{-18} - 10^{-16})N_0$ , где  $N_0 \simeq 10^{-4}N_H$  – плотность атомов железа, конвертированных в Fe II. В соответствии с данными работы [41] и результатами вычислений критической плотности атомов водорода в ГК [41], концентрация  $N_H$  в ГК, очевидно, выше  $10^8$  см<sup>-3</sup>. Таким образом, при  $\alpha > (3 \times 10^{-14} - 10^{-12})$  см<sup>-1</sup> и размере ГК  $D \simeq 10^{15}$  [47], который можно принять в качестве размера усиливающей области (см. рис.8),  $\alpha L \simeq 30 - 1000$  при температуре излучения линии Ly<sub>α</sub> в ГК  $T_{GC} = (12 - 18) \times 10^3$  К.

Это соответствует довольно высоким значениям коэффициента линейного усиления  $K = \exp(\alpha_{32}L)$ . Однако при  $K \simeq A_{43}/A_{42} \simeq 10^3$  интенсивность изотропного излучения на слабой линии  $\lambda_{32}$  приближается к интенсивности линии  $\lambda_{43}$ , обеспечивающей возбуждение уровня 3, т. е. происходит истощение накачки. Другими словами, режим усиления становится насыщенным, а интенсивность слабой линии  $\lambda_{32}$  становится сравнимой с интенсивностью линии  $\lambda_{43}$ , т. е. ее интенсивность (измеряемая в фот.·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>) повышается в  $A_{43}/A_{32} \simeq 10^3$  раз. Именно такой эффект наблюдается для ряда слабых линий Fe II по данным [49, 52].

Лазерное усиление и стимулированное излучение в оптическом диапазоне являются, вероятно, весьма распространенными процессами в газовых средах вблизи

ярких звезд. Они возникают за счет особенностей релаксации возбуждения электронных уровней атомов (ионов) в разреженном около- или межзвездном газе. Процессы релаксации имеют различные характерные времена (см. рис.9,б). Радиационная релаксация, обусловленная спонтанным излучением, происходит в течение  $10^{-9} - 10^{-3}$  с (иногда даже  $10^{-3} - 1$  с), а столкновительная релаксация длится более 100 с (при плотности газа менее  $10^9$  см<sup>-3</sup>). В случае избирательного возбуждения атома (иона) со сложной структурой электронных уровней радиационная спонтанная релаксация в изолированном атоме (ионе) происходит чисто радиационным путем 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 подходе, то включается механизм более быстрой излучательной релаксации, вызванной стимулированным излучением. Таким образом, лазерный эффект является механизмом радиационного охлаждения за счет стимулированного излучения ГК на инвертированных переходах наряду со спонтанным излучением на обычных переходах без инверсии населенностей.

## 6. Астрофизический лазер на атомах кислорода

В разд.3 была упомянута необъясненная аномалия поведения линий кислорода с  $\lambda = 8446$  и  $7774$  Å в спектрах звезд Ве-типа [23, 25], которая естественно объясняется стимулированным излучением на инверсионном переходе с  $\lambda = 8446$  Å [17] при накачке верхнего уровня яркой линией водорода HI Ly<sub>β</sub> с  $\lambda = 1025.72$  Å по схеме Боуэна [26], показанной на рис.3,а. Более того, на линии  $8446$  Å в лабораторных условиях Беннетом и др. получено лазерное действие в непрерывном режиме [53]. Инверсия достигается при электрическом разряде в смеси кислорода и благородного газа с небольшим давлением. Сходные условия вполне достижимы в атмосферах звезд. Лазерный механизм естественно объясняет нормальную интенсивность линии с  $\lambda = 7774$  Å. Действительно, нижний уровень перехода данной линии метастабилен и возникновение инверсии и усиления на этом переходе невозможно. Детальный анализ возникновения инверсии населенностей и коэффициент усиления на переходе O I  $3p^3P \rightarrow 3s^5S$  в атмосферах звезд спектрального типа Ве был представлен в [34].

Из схемы переходов на рис.3,а видно, что она совпадает со схемой четырехуровневого генератора и что благодаря удачному соотношению вероятностей спонтанных переходов  $A_{ij}$  между уровнями  $3 \rightarrow 2$  и  $2 \rightarrow 1$  (вероятности спонтанных переходов, рассчитанные по методу [54], и кратности вырождения уровней таковы:  $A_{21} \simeq 5 \times 10^8$  с<sup>-1</sup>,  $A_{32} \simeq A_{43} \simeq A_{41} \simeq A_{4'1'} \simeq A_{3'2'} \simeq 3 \times 10^7$  с<sup>-1</sup>,  $A_{2'1'} = 10^5$  с<sup>-1</sup>,  $A_{4'3'} = 2 \times 10^6$  с<sup>-1</sup>;  $g_1 = 9$ ,  $g_2 = 3$ ,  $g_3 = 9$ ,  $g_4 = 15$ ) на переходе  $3 \rightarrow 2$  вполне может возникнуть инверсная населенность.

Пусть газ, состоящий из атомов кислорода с плотностью  $N_0$  и температурой  $T_0$ , находится в поле излучения со спектральной плотностью  $U$  и частотой  $\omega \approx \omega_{41}$ . Уравнения баланса для населенностей в стационарном случае приведены в [34]. Как известно, в четырехуровневых лазерах существенное влияние на пороговый уровень накачки оказывает населенность уровня 2, которая зависит от температуры излучения, действующего на пере-

ходе  $1 \rightarrow 2$  (в рассматриваемом случае безызлучательные переходы дают малый вклад). Если бы газ находился в равновесии с излучением, то температура излучения совпадала бы с температурой газа  $T_0$ . Однако в звездных атмосферах присутствует более горячее излучение, идущее от фотосферы, которое характеризуется температурой  $T$ , заметно превышающей  $T_0$ .

Плотность атомов ОI в области атмосферы, расположенной близко к внешней границе фотосферы (в обрабатываемом слое), есть  $N_0 \sim 10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$ , температура газа здесь  $T_0 \sim 1.5 \times 10^4 \text{ К}$ , а эффективная температура фотосферы  $T_* \sim 3 \times 10^4 \text{ К}$  [55, 56]. Если принять, что температура излучения на переходе  $1 \rightarrow 2$  равна  $\sim T_*$ , то, как следует из анализа в [34], необходимая яркостная температура флуоресцентной накачки на пороге должна составлять  $4 \times 10^4 \text{ К}$ , а для получения инверсной населенности, например  $\Delta N_{32} \sim 10^{-6} N_0$ , она должна превышать это значение ( $\sim 4.1 \times 10^4 \text{ К}$ ).

Помимо оптической накачки оценивался вклад, который вносят столкновения с электронами в инверсию уровней 2 и 3 (возбуждение уровня 3 через метастабильный уровень на рис.3,а). При действии излучения с температурой  $T_*$  на переходе  $1 \rightarrow 2$  и в отсутствие излучения на других переходах инверсия за счет этого механизма не достигается.

Теперь можно оценить возможное значение коэффициента усиления  $\alpha$  для линии ОI (8446 Å) в атмосферах звезд Ве-типа. Для  $A_{32} = 3 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$  и  $\Delta\omega_D \simeq 5 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$  сечение радиационного перехода  $3 \rightarrow 2$ , согласно (8),  $\sigma_{32} \simeq 10^{-12} \text{ см}^2$ . При  $\Delta N_{32} \simeq 1 \text{ см}^{-3}$  это соответствует коэффициенту усиления в центре линии  $\alpha_{32} \simeq 10^{-12} \text{ см}^{-1}$ . Учитывая, что в звездах Ве-типа протяженность атмосфер составляет  $10^{13} - 10^{14} \text{ см}$  [55, 56], можно заключить, что в атмосфере звезды возникает инверсная населенность с показателем линейного усиления  $\alpha L \simeq 10 - 100$ .

Отметим возможность оптического возбуждения фотосферы непрерывным излучением без резонансного совпадения. При этом для получения инверсной населенности на каком-либо переходе необходимо, чтобы спектр такого непрерывного излучения был неравновесным. Мустелем [57] показано, что непрерывный спектр фотосферы может сильно отличаться от планковского распределения. Хотя в рассматриваемом конкретном примере ОI указанной неравновесности в спектре оказывается недостаточно для возникновения инверсии населенности на переходе  $3 \rightarrow 2$ , ее следует иметь в виду при расчете других астрофизических ситуаций, в которых газовая околозвездная среда оказывается в сильно пространственно и радиационно неоднородных условиях. Среди них, в первую очередь, надо отметить симбиотические звезды, в которых коротковолновое излучение горячей звезды облучает атмосферу более холодной звезды. В этих условиях могут наблюдаться лазерные эффекты на многих атомах и ионах.

Другой потенциальной областью возникновения инверсии и усиления, в частности на линии ОI с  $\lambda = 8446 \text{ Å}$ , является пограничная область Стромгрена, отделяющая ионизованную среду НII от почти нейтральной среды НI. В этой пограничной зоне яркая линия  $\text{Ly}\beta$  области НI, генерируемая в области НII, облучает область НI, где кислород находится в нейтральном состоянии, т.к. граница потенциала фотоионизации линии ОI ( $I_{OI} = 13.618 \text{ эВ}$ ) лежит выше границы излучения континуума Лаймана (13.5985 эВ). В этих условиях нейтральный кис-

лород должен эффективно возбуждаться линией  $\text{Ly}\beta$  именно в сравнительно тонкой пограничной области Стромгрена. Поэтому представляется весьма вероятным, что наблюдавшееся в работе [58] странное поведение линии ОI (8446 Å) в туманности Ориона может быть результатом лазерного эффекта. В этой работе обнаружена уникальная интенсивная структура в переходной области НII/НI только при наблюдении высокоинтенсивной спектральной линии с  $\lambda = 8446 \text{ Å}$ . На других линиях ОI и на линии Бальмера  $\text{H}_\alpha$  (а она должна присутствовать в областях интенсивной линии  $\text{Ly}\beta$ ) излучение имеет пространственно-аморфную структуру без каких-либо нитей.

Для объяснения этого уникального факта авторы [58] высказали гипотезу о существовании в данной переходной области твердых частиц, которые неким образом влияют на морфологию и спектр излучения ОI, и отметили необходимость дальнейшего изучения этой странной ситуации. Тщательная спектроскопия высокого разрешения с использованием интерферометра Фабри–Перо позволила авторам [58] наблюдать примерно 25%-ное сужение относительной ширины линии 8446 Å по сравнению с шириной другой линии (6300 Å). Мне представляется, что вся совокупность наблюдений может иметь более естественное объяснение на основе усиления на переходе с  $\lambda = 8446 \text{ Å}$ , на котором определено должна существовать инверсия. Особого внимания заслуживает тот удивительный факт, что в туманности Ориона наблюдается точечный (неидентифицированный) источник излучения («излучающий объект» [59]), который не наблюдается на линии с  $\lambda = 8446 \text{ Å}$  (!). Это наводит на мысль о возможности анизотропной диаграммы направленности усиливающей интенсивность области, максимум которой не направлен к наблюдателю. Такая возможность должна стать предметом специальных наблюдений с помощью HTS/STIS.

## 7. Диаграмма направленности и спектр излучения усиливающей области

В отсутствие обратной связи (см. разд.8) усиливающая среда астрофизического лазера представляет собой насыщенный усилитель спонтанного излучения. Этот тип лазерного устройства наиболее известен в квантовой электронике ВУФ и рентгеновского диапазонов, где трудно создать резонаторную обратную связь из-за кратковременности усиления и/или попутного с импульсной накачкой распространения зоны усиления. В астрофизических условиях мы имеем дело с непрерывным режимом такого насыщенного усилителя. Из-за больших размеров астрофизической области усиления всегда выполняется условие

$$\frac{a}{L} \gg \frac{\lambda}{a}, \quad (10)$$

где  $a$ ,  $L$  – поперечный и продольный размеры области усиления, так что диаграмма направленности определяется геометрией усиливающей области. При близкой к сферической геометрии ( $a \simeq L$ ) излучение должно иметь изотропный характер. Последнее утверждение, строго говоря, относится к линейному режиму усиления. В режиме насыщенного усиления небольшое отклонение от сферичности должно подчеркиваться, и из

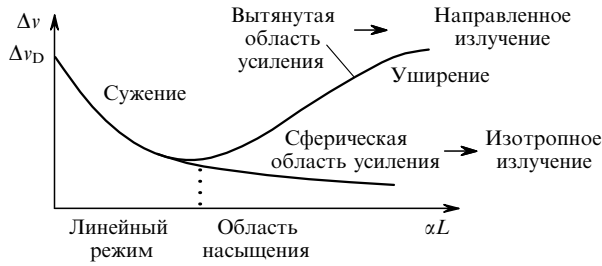


Рис.10. Эволюция ширины спектра спонтанного излучения в насыщенном усилителе на доплеровски уширенном переходе для сферически-изотропного излучения сферического усилителя и направленного излучения вытянутого усилителя.

эвристических соображений можно предположить существование своеобразной нестабильности сферической геометрии излучения насыщенного усилителя. Однако этот вопрос требует отдельного рассмотрения. Так как возможность образования сферических областей усиления даже в пограничных астрофизических областях, где наиболее вероятно возникновение инверсии, весьма мала (хотя и не равна нулю), то, скорее всего, образование анизотропных диаграмм стимулированного излучения будет зависеть от геометрии областей усиления, хотя направленность таких диаграмм вряд ли может быть острой. Последнее замечание существенно для качественного объяснения спектра излучения насыщенного усилителя в условиях, когда линия усиления уширена неоднородно из-за эффекта Доплера.

В режиме линейного усиления спонтанного излучения ширина его спектра сокращается из-за преимущественного усиления излучения в центре линии по простому закону [60 – 63]:

$$I = \frac{I_0(\nu)}{(1 + \alpha L)^{1/2}}, \quad (11)$$

где  $\alpha$  – коэффициент усиления на единицу длины ( $\text{см}^{-1}$ ). Это происходит до тех пор, пока не наступает насыщение неоднородно-уширенной линии усиления с «уплощением» ее вершины. Данный эффект был рассмотрен для астрофизического лазерного насыщенного усилителя, и был сделан вывод [62], что в насыщенном режиме сужение спектра прекращается и происходит его обратное уширение до ширины линии усиления, как это показано качественно на рис.10. Этот вывод подтверждается многочисленными экспериментальными данными для астрофизических мазеров [1, 64 – 66] за одним исключением. В работе [66] наблюдался аномально узкий спектр излучения ОН мазера с  $\lambda = 18.5$  см, ширина которого соответствовала доплеровской ширине при температуре  $T \approx 5$  К. Этот феномен не получил объяснения до сих пор. В [35] было обращено внимание на то, что вывод работы [62] относится только к случаю направленного излучения, когда насыщение доплеровского контура происходит с уплощением его вершины. В действительности под действием изотропного излучения насыщение доплеровского контура не сопровождается деформацией, т.е. происходит однородно [68] (рис. 11), а сужение линии изотропного излучения не сопровождается уширением и должно подчиняться закону (11). В этом, вероятно, состоит объяснение аномальной узости спектра мазерной линии ОН в [67]. Тот факт, что данный случай весьма редкий, служит подтверждением того, что близкая к

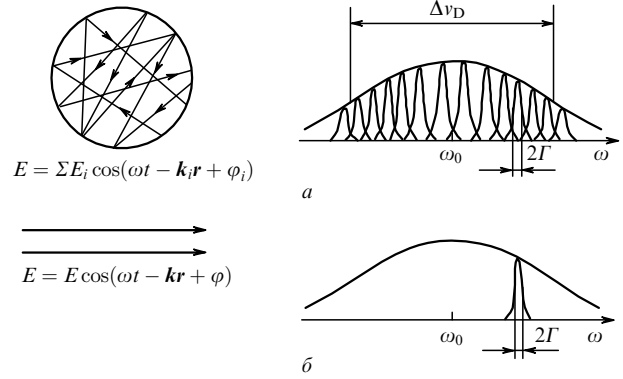


Рис.11. Взаимодействие монохроматического изотропного (а) и направленного (б) излучения с доплеровски уширенным контуром. Изотропное излучение не «выжигает» дырки в контуре, и поэтому происходит насыщение всего доплеровского контура без деформации [68].

сферической геометрии усиливающей области также является редким событием.

В оптическом диапазоне разрешающая способность спектрометров как наземных, так и космических телескопов не превышает  $R = \nu/\Delta\nu \approx 2 \times 10^5$ , т.е. оказывается порядка доплеровской ширины спектральных линий излучения из областей с кинетическими температурами менее 10000 К. Поэтому, в отличие от астрофизического мазера (АФМ), экспериментальные возможности исследования АФЛ в настоящее время гораздо ограниченнее (см. разд.9).

### 8. Обратная связь из-за рассеяния в АФЛ

В квантовой электронике обычно используется положительная обратная связь с помощью резонатора Фабри–Перо [43, 69] (рис.12.а) или его модификаций. Оптический открытый резонатор выполняет, по-существу, две функции: возвращения определенной доли энергии излучения активной среды обратно в нее и формирования довольно небольшого числа (по сравнению с огромным

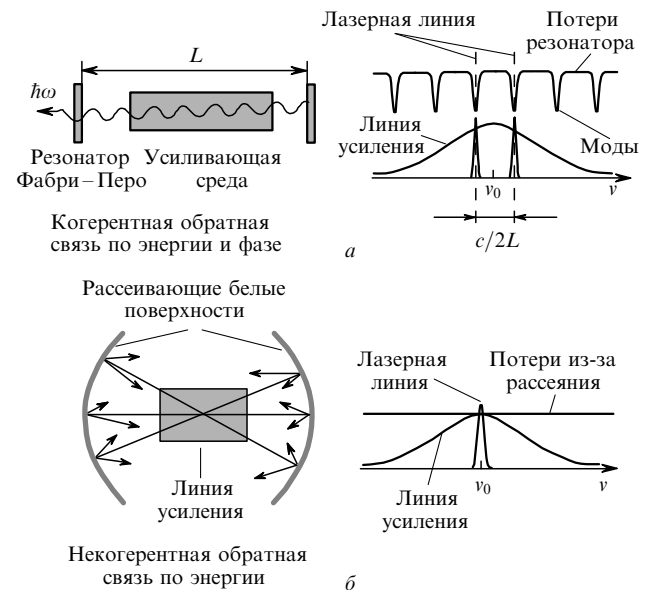


Рис.12. Когерентная обратная связь по фазе и энергии, обеспечиваемая открытым резонатором Фабри–Перо (а), и некогерентная обратная связь по энергии за счет рассеивающих отражателей (б).

числом в объеме  $V \gg \lambda^3$ ) стабильных конфигураций электромагнитного поля за счет конструктивной интерференции падающих и отраженных волн в элементах резонатора. Однако положительная обратная связь возможна только по энергии, а не по фазе, т. е. без установления в активной среде стабильной конфигурации электромагнитного поля и без образования небольшого числа резонансных мод. Эта возможность была продемонстрирована в экспериментах, проведенных под руководством Н.Г.Басова еще в середине 60-х годов [70–72], в которых кристалл рубина с высоким коэффициентом усиления на проход помещался между рассеивающими поверхностями (рис.12,б). При достаточно большом усилии кристалла на проход ( $K \gg 1$ ) даже небольшой доли энергии ( $\Omega_0/2\pi \ll 1$ ), возвращаемой из-за рассеяния в телесный угол  $\Omega_0$  усиливающей среды (т.е. при  $K(\Omega_0/2\pi) > 1$ ), возникает генерация. Лазер, работающий в таком режиме, назван лазером с *нерезонансной* (или, точнее, *некогерентной*) обратной связью. Эта терминология отражает отсутствие пространственной когерентности генерируемого излучения, которое достигается при выполнении двух условий:

$$V \gg \lambda^3, \quad \frac{a}{L} \gg \frac{\lambda}{a}, \quad (12)$$

где  $V$  и  $a/L$  – объем и угловой раствор генерируемого излучения в усиливающей среде соответственно. При выполнении условия (12) в пределах даже узкой линии усиления активной среды лежит громадное число ( $10^9$  и более) пространственных мод низкой и практически одинаковой добротности, которые перекрываются между собой, создавая частотно-независимую (нерезонансную) добротность в такой рассеивающей полости (рис.12,б). Единственным резонансным элементом в подобном лазере остается резонансная линия усиления, и поэтому спектр генерации медленно стягивается к центру линии усиления [72]. Статистические свойства излучения такого лазера, разумеется, не соответствуют характеристикам когерентного света и близки к свойствам излучения очень яркого «черного тела» в узкой полосе частот, как это было показано экспериментально и теоретически [72].

Идея некогерентной рассеивающей обратной связи была распространена на более общий случай одновременно усиливающей и рассеивающей по объему среды [73], которая также обладает порогом генерации, эффектом сужения спектра излучения и т. д., то есть многими характеристиками лазера за исключением пространственной когерентности. Статистика излучения такого рассеивающего лазера соответствует статистике равновесного излучения с высокой температурой [74]. Осуществлены многочисленные эксперименты по реализации рассеивающего лазера на растворах красителей [75], в том числе микролазеров на рассеивающих частицах [76]. В последнем случае условие (12) находится на грани выполнения, и потому флуктуационные эффекты при интерференции сравнительно небольшого числа пространственных мод становятся заметными. Однако для астрофизических сред, имеющих громадный объем, эти эффекты не играют какой-либо роли.

Возможность превращения астрофизического усилителя в АФМ за счет резонансного рассеяния была рассмотрена еще в [77], в частности для усиливающих  $\text{H}_2\text{O}$ -

областей. Экспериментальные данные [78] свидетельствуют, что этот эффект может действительно объяснить мерцание  $\text{H}_2\text{O}$ -мазеров. Для случая лазеров роль рассеяния в конверсии АФЛ-усилителя в лазер была детально рассмотрена в [34].

Здесь, строго говоря, надо выделить три типа рассеяния: 1) нерезонансное рассеяние на электронах с большим доплеровским случайным сдвигом частоты, величина которого значительно превышает доплеровскую ширину линии усиления (рис.13,а), 2) резонансное рассеяние на самих усиливающих частицах со случайным доплеровским сдвигом на величину порядка ширины линии усиления (рис.13,б) и 3) нерезонансное рассеяние на микрочастицах, тепловая скорость движения которых гораздо меньше атомных скоростей и поэтому вызывает малое доплеровское уширение при рассеянии (рис.13,а).

Первый случай малоэффективен для обратной связи из-за малой доли рассеивающих квантов, возвращающихся в пределы контура линии резонансного усиления. Второй случай вполне пригоден для обратной связи, но сужение линии генерации может происходить по закону (11). Под  $\alpha L$  в этом случае надо подразумевать показатель усиления на среднем пути пробега фотона до его рассеяния, т. к. при рассеянии доплеровский сдвиг уширяет линию опять-таки до доплеровской ширины. В третьем случае сужение линии излучения из-за обратной связи может быть весьма значительным. Именно к этому случаю относятся расчеты сужения линии излучения в АФЛ с рассеивающей обратной связью, проведенные в [34], т. к. в этой работе не принято во внимание доплеровское уширение при рассеянии.

Усиливающая среда с рассеянием обладает пороговым (критическим) радиусом, при котором доля фотонов, покидающих область усиления из-за рассеяния, точно компенсируется долей фотонов, рождающихся вследствие усиления [75]. Этот радиус аналогичен критическому радиусу нейтронного реактора, в котором нейтроны как размножаются, так и покидают реактор из-за рас-

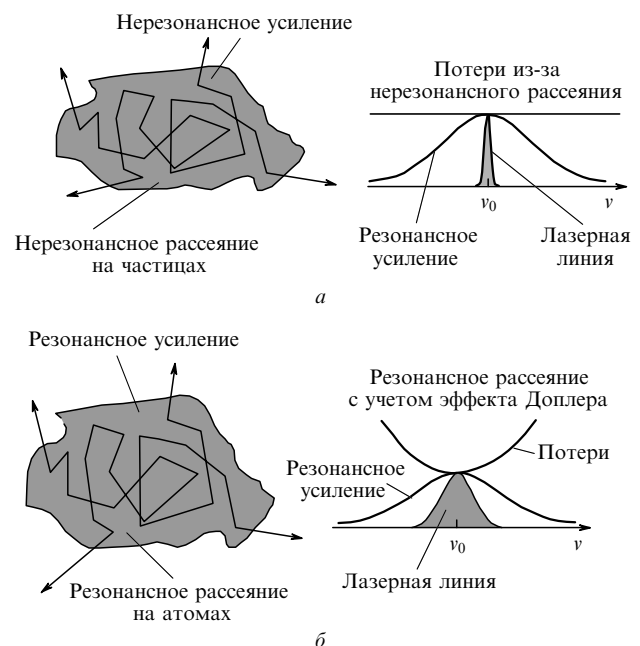


Рис.13. Некогерентная обратная связь за счет нерезонансного (а) и резонансного рассеяния с учетом эффекта Доплера (б) на движущихся рассеивающих частицах и атомах.

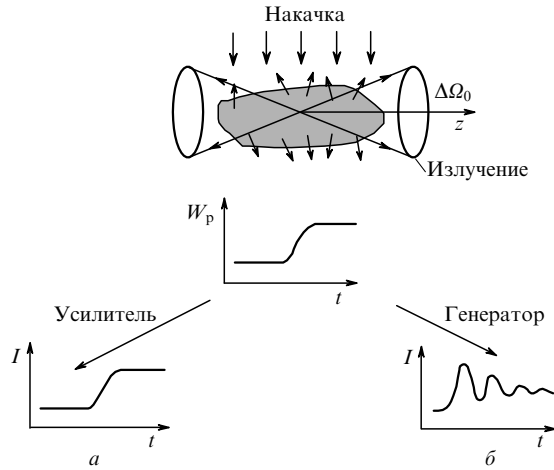


Рис. 14. Динамический отклик усилителя (а) и генератора (б) на быстрое изменение скорости накачки.

сеяния. Расчет критического радиуса АФЛ с рассеянием дан в [34]. Для случая лазера на линии ОI (8446 Å) в атмосфере звезды Ве-типа величина  $r_{cr} \approx 10^{11}$  см, что существенно меньше диаметра фотосферы звезд этого класса. Следовательно, в области усиления большего размера ( $L \gg r_{cr}$ ) может возникать множество независимых действующих АФЛ с обратной связью из-за резонансного рассеяния.

Переход АФЛ-усилителя в АФЛ-генератор влияет не только на ширину линии излучения, но и на динамику генерации. Например, внезапное изменение скорости накачки  $W_p$  по-разному влияет на отклик усилителя и генератора, как это качественно показано на рис.14. Конечно, характерные времена этих изменений лежат в области времен  $L/c$ , которые в астрофизических условиях могут составлять от минут до месяцев. Будущие более детальные наблюдения дадут, вероятно, ответ о действительной роли рассеивающей обратной связи в АФЛ и АФМ.

### 9. О наблюдении лазерного эффекта в астрофизических условиях

Наилучшим доказательством возникновения лазерного эффекта на некоторых спектральных линиях в атмосферах звезд или их окрестностей стало бы наблюдение сужения спектра вследствие генерации. Поскольку ширина спектра при этом может быть значительно меньше доплеровской, то такие измерения можно осуществить лишь с помощью спектральных приборов с высокой разрешающей способностью (например, эталона Фабри – Перо). Обратим также внимание на возможность измерения сужения спектра корреляционным методом с помощью эффекта Брауна – Твисса [79, 80], детально рассмотренную в работе [81]; она обсуждалась также в работе [82].

Статистика флуктуаций излучения лазера с некогерентной обратной связью, наблюдаемых в узком телесном угле, совпадает со статистикой равновесного (гауссова) излучения, что теоретически и экспериментально показано в [72–74]. Поэтому при использовании корреляционного метода можно считать излучение звездного лазера некогерентным (гауссовым) светом. Для такого света функция корреляции флуктуаций интенсивности  $I(t)$

$$k(\tau) = \langle \Delta I(t + \tau) \Delta I(t) \rangle, \quad \Delta I(t) = I(t) - \langle I(t) \rangle \quad (13)$$

(скобки означают усреднение по времени) связана с шириной спектра  $\Delta\nu$  соотношением

$$k(\tau) = \langle I(t) \rangle^2 |\gamma(\tau)|^2, \quad (14)$$

где  $|\gamma(\tau)|^2 = \exp(-\tau\pi\Delta\nu)$ . Из измерений  $k(\tau)$  можно получить информацию о ширине спектра  $\Delta\nu$ . Сужение спектра должно проявиться в возникновении корреляций с характерным временем  $\tau_{cor} \approx 1/\pi\Delta\nu \gg (\Delta\nu_D)^{-1}$ , где  $\Delta\nu_D$  – доплеровская ширина усиливающего перехода. Корреляционная методика выгодна для таких измерений еще по ряду причин.

Во-первых, сужение спектра приводит к соответствующему росту яркостной температуры излучения и, следовательно, увеличивает отношение  $S/N$  (сигнал/шум). Действительно, при наблюдении корреляции интенсивностей некогерентного источника, имеющего площадь  $\Sigma_s$  и удаленного от приемника на расстояние  $R$  [83], отношение

$$\frac{S}{N} = \kappa(t_r\tau_0)^{1/2} \Delta\nu \frac{\Sigma_s \Sigma_d}{\lambda^2 R^2} \left[ \exp\left(\frac{\hbar\omega_{32}}{kT_{br}}\right) \right]^{-1}, \quad (15)$$

где  $\kappa$  – квантовый выход фотодетектора;  $t_r$  – время измерения;  $\tau_0$  – задержка при измерении автокорреляции;  $\Sigma_d$  – площадь приема излучения телескопом;  $T_{br}$  – яркостная температура. Из (15) видно, что увеличение яркостной температуры существенно увеличивает отношение  $S/N$ . Абсолютная величина  $S/N$  также лежит в пределах экспериментальных возможностей. Действительно, например, при  $R = 10^{20}$  см (100 световых лет),  $\kappa = 10^{-1}$ ,  $t_r \approx 10^3$  с,  $\Sigma_s = 4\pi r^2 \approx 10^{23}$  см<sup>2</sup>,  $\Sigma_d \approx 10^4$  см<sup>2</sup>,  $\Delta\nu = 10^6$  с<sup>-1</sup>,  $\hbar\omega_{32}/kT_{br} \approx 10^{-4}$  и  $\tau_0 \approx 10^{-7}$  с получаем  $S/N \sim 100$ .

Во-вторых, при приеме излучения в двух независимых пространственных точках корреляционный метод может быть использован для измерения размера области генерации, т.е. критического радиуса  $r_0$  (метод Брауна – Твисса [79]). Минимальная база  $b_0$  (расстояние между точками наблюдения), необходимая для разрешения источника с линейным размером  $r_0$ , удаленного от приемников на расстояние  $R \gg r_0$ , определяется выражением [80]

$$b_0 = \frac{3.8\lambda R}{r_0}. \quad (16)$$

Например, при  $\lambda = 8446$  Å,  $R = 10^{20}$  см,  $r_0 = 10^{11}$  см необходима база  $b_0 \approx 5 \times 10^5$  см (5 км).

Наиболее удобным методом реализации такого эксперимента является его гетеродинный вариант; подобный эксперимент был осуществлен Ч.Таунсом с сотрудниками в области 10 мкм [84]. Прогресс перестраиваемых лазеров, волоконной оптики и малоинерционных приемников света позволяет осуществить такой эксперимент по схеме, приведенной на рис.15. Эта схема дает возможность достичь максимальной чувствительности, спектрального и пространственного разрешения одновременно. Кроме того, эксперимент по корреляционной методике нечувствителен к неизбежным сдвигам спектральных линий из-за различных локальных скоростей АФЛ.

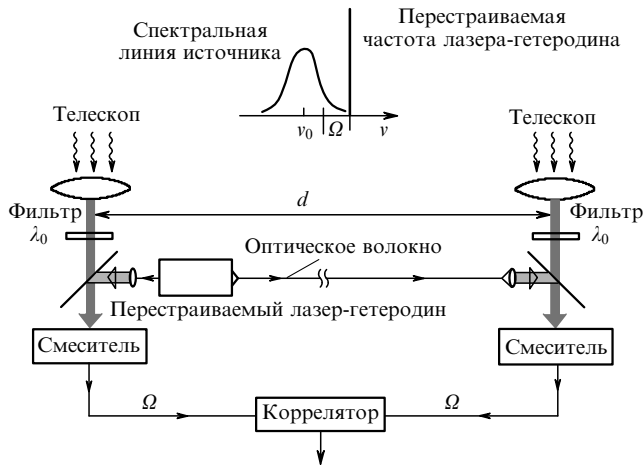


Рис.15. Схема корреляционного наблюдения ширины узких линий АФЛ с использованием двух пространственно разнесенных телескопов и гетеродинного приема с общим перестраиваемым лазером-гетеродином.

## 10. Заключение

Астрофизический лазер – это экстремальное по размерам природное «устройство» квантовой электроники, которое находится на краю диаграммы размер–плотность активных частиц среды лазера, представленной на рис.16. В середине диаграммы расположены первые лабораторные мазеры и лазеры, в открытие которых Н.Г. Басов внес основополагающий вклад и, отходя от научного языка, вложил всю душу. На одном ее конце находятся полупроводниковые лазеры, также начавшиеся с пионерских работ Н.Г.Басова и его сотрудников на заре квантовой электроники, которые, благодаря открытию и реализации Ж.И.Алферовым гетеропереходов [85], превратились в самый распространенный в квантовой электронике и ее многочисленных применениях тип лазера. Наконец, на противоположном конце этой диаграммы находятся астрофизические мазеры и лазеры, в которых, вероятно, действует рассеивающая некогерентная обратная связь, также открытая в 60-е годы в исследованиях под руководством Н.Г.Басова. Образно говоря, масштаб громадной и многомерной личности моего учителя Н.Г. Басова сравним с масштабом рис.16, охватывающим 20 порядков величины.

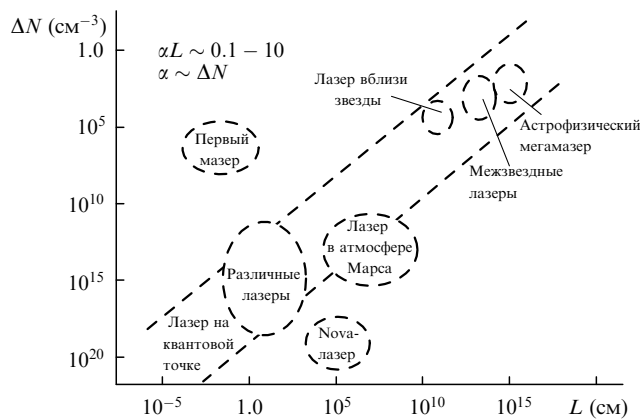


Рис.16. Различные лабораторные и астрофизические мазеры и лазеры на диаграмме плотность активных частиц среды – размер активной среды.

Автор благодарит проф. С.Йоханссона за совместную работу, результаты которой использованы в разд.5, и информацию о работе [58], а также А.А.Макарова за полезные замечания, сделанные в процессе подготовки рукописи.

1. Басов Н.Г., Прохоров А.М., Таунс Ч. *УФН*, **85**, 585 (1965).
2. Maiman T. *Nature*, **187**, 493 (1960).
3. Javan A., Bennett W. Jr., Herriott D.R. *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 106 (1961).
4. Weinreb S., Meeks M.L., Carter J.C., Barrett A.H., Rogers A.E.E. *Nature*, **206**, 440 (1965).
5. Cheung A.C., Rank D.M., Townes C.H., Thornton O.D., Wehl W.J. *Nature*, **22**, 626 (1969).
6. Bowen I. *Astrophys. J.* **81** (1935).
7. Bowen I.S. *Publ. Astronom. Soc. Pacific.*, **46**, 146 (1934).
8. Thackeray A.D. *Astrophys. J.*, **81**, 467 (1935).
9. Siegman A. *Lasers* (University Science Book, 1986).
10. Woodbury G.J., Ng W.R. *Proc. IRE*, **50**, 2347 (1962).
11. Lamb W.E. Jr., Scully M.O. *Phys. Rev.*, **159**, 208 (1967).
12. Alzetta G.A., Gozzini L., Moi L., Orriols G. *Nuovo Cimento B*, **36**, 5 (1976).
13. Arimondo E. *Progress in Optics*. Ed. by E. Wolf (Amsterdam: Elsevier, 1996, v. XXXV, p. 25).
14. Harris S.E. *Phys. Today*, **50**, 36 (1997).
15. Zibrov A.S., Lukin M.D., Nikonov D.E., Hollberg L., Scully M.O., Velichansky V.L., Robinson H.G. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 1499 (1995).
16. Padmabandu G.G., Welch G.R., Shubin I.N., Fry E.S., Nikonov D.E., Lukin M.D., Scully M.O. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 2053 (1996).
17. Letokhov V.S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **8**, 615 (1972); *Препринт ИСАН № 9* (Троицк, 1972).
18. Йоханссон С., Летохов В.С. *Письма в ЖЭТФ*, **75**, 591 (2002).
19. Gould G. *Appl. Opt. Suppl. on Chem. Las.*, **384**, 350 (1965).
20. Schmid H. *Astron. Astrophys.*, **211**, L31 (1989).
21. Sorokin P.P., Glowina J.H. *Astron. Astrophys.*, **384**, 350 (2002).
22. Унзольд А. *Физика звездных атмосфер* (М.: ИИЛ, 1949).
23. Мерилл П. *Линии химических элементов в астрономических спектрах* (М.: Физматгиз, 1959).
24. Горбачкий В.Г. *Спектры нестационарных звезд в теории звездных спектров* (М.: Наука, 1966).
25. Sletteback A. *Astrophys. J.*, **113**, 436 (1951).
26. Bowen J.S. *Publ. Astronom. Soc. Pacific.*, **59**, 196 (1947).
27. Burbidge E.N. *Astrophys. J.*, **115**, 418 (1952).
28. Merrill P.W. *Astrophys. J.*, **114**, 37 (1951).
29. Merrill P.W. *Astrophys. J.*, **116**, 22 (1952).
30. Басов Н.Г., Прохоров А.М. *ЖЭТФ*, **28**, 249 (1955).
31. Bloembergen N. *Phys. Rev.*, **104**, 324 (1958).
32. Летохов В.С. *ЖЭТФ*, **53**, 1442 (1967).
33. Ambartsumian R.V., Basov N.G., Kriukov P.G., Letokhov V.S. *Progress in Quantum Electron.*, **1**, 107 (1971).
34. Лавринович Н.Н., Летохов В.С. *ЖЭТФ*, **67**, 1609 (1974).
35. Letokhov V.S. In *Amazing Light*. Ed. by R.Y. Chiao (Berlin: Springer, 1996, pp. 409–443).
36. Таунс Ч. *Квантовая электроника*, **27**, 1031 (1997).
37. Strelitski V., Haas M.R., Smith H.A., Erikson E.F., Colgan S.W.J., Hollenbach D.J. *Science*, **272**, 1459 (1996).
38. Betz A.L., McLaren R.A., Sutton E.C., Townes C.H. *Astrophys. J. Lett.*, **208**, L145 (1976).
39. Mumma M.J., Buhl D., Chin G., Deming D., Espenak F., Kostink T., Zipoy D. *Science*, **212**, 45 (1981).
40. Johansson S., Davidson K., Ebbets D., Weigelt G., Balick B., Frank A., Haman F.H., Humphreys R.M., Morse J., White R.L. In *Science with Hubble Space Telescope-II*. Ed. by R. Benvenuti, F.D. Macchetto, E.J. Schreier (Paris: ESA, 1996, p. 361).
41. Johansson S., Letokhov V. *Astron. Astrophys.*, **378**, 266 (2001).
42. Klimov V., Johansson S., Letokhov V. *Astron. Astrophys.*, **385**, 313 (2002).
43. Schawlow A.L., Townes C.H. *Phys. Rev.*, **112**, 1940 (1958).
44. Kimble R.A., et al. *Astrophys. J.*, **492**, L83 (1998).
45. Gull T.R., Ishibashi K., Davidson K. In *Eta Carinae at the Millennium*. Ed. by J.A. Morse, R.M. Humphreys, A. Damineli (ASP Conf. Ser., 1999, v. 179, p. 144).
46. Weigelt G., Ebersbergen J. *Astron. Astrophys.*, **163**, L5 (1986).

47. Davidson K., Humphreys R.M. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **35**, 1 (1997).
48. Stromgren B. *Astrophys. J.*, **89**, 526 (1932).
49. Gull T., Ishibashi K., Davidson K., Collins N. In *Eta Carinae and Other Mysterious Stars*. Ed. by T.Gull, S.Johansson, K.Davidson (ASP Conf. Ser., 2001, v. 242, p. 391).
50. Johansson S., Jordan C. *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **210**, 239 (1984).
51. Johansson S., Hammann F. *Phys. Scripta*, **47**, 157 (1993).
52. Johansson S., Zethson T., Hartman H., Letokhov V. In *Eta Carinae and Other Mysterious Stars*. Ed. by T.Gull, S.Johansson, K.Davidson (ASP Conf. Ser., 2001, v. 242, p. 297).
53. Bennett W.R. Jr., Faust W.L., McFarlane R.A., Patel C.K.H. *Phys. Rev. Lett.*, **8**, 470 (1962).
54. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. *Сечения возбуждения атомов и ионов электронами* (М.: Наука, 1973).
55. Аллен К.У. *Астрофизические величины* (М.: ИИЛ, 1960).
56. Боярчук А.А. *Астрон. ж.*, **34**, 193 (1957).
57. Мустель Э.Р. *Астрон. ж.*, **18**, 297 (1941); **21**, 133 (1944).
58. Münch G., Taylor K. *Astrophys. J.*, **192**, L93 (1974).
59. Gull T., Goad L., Chin N.-Y., Maran S.P., Hobbs R.W. *Publ. Astronomic. Soc. Pacific*, **85**, 526 (1973).
60. Casperson L.W., Yariv A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **8**, 80 (1972).
61. Allen L., Peters G.I. *Nature. Phys. Sciences*, **235**, 143 (1972).
62. Litvak M.M. *Phys. Rev. A*, **2**, 2107 (1970).
63. Cook A.H. *Celestial Masers* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1977).
64. Reid J.J., Moran J.M. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **19**, 231 (1981).
65. Elitzur M. *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 1225 (1982).
66. Barrett A.H., Rogers A.E.E. *Nature*, **210**, 188 (1966).
67. Летохов В.С., Чеботаев В.П. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения* (М.: Наука, 1990).
68. Прохоров А.М. *ЖЭТФ*, **34**, 1658 (1958).
69. Амбарцумян Р.В., Басов Н.Г., Крюков П.Г., Летохов В.С. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 261 (1966); *ЖЭТФ*, **51**, 274 (1966); *IEEE J. Quantum Electron.*, **2**, 442 (1966).
70. Ambartsumian R.V., Basov N.G., Kryukov P.G., Letokhov V.S. *Progress in Quantum Electronics*. Ed. by K.W.N.Stevens, J.H.Sanders (London: Pergamon Press, 1970, v. 1, p. 105).
71. Амбарцумян Р.В., Крюков П.Г., Летохов В.С. *ЖЭТФ*, **51**, 1669 (1966).
72. Амбарцумян Р.В., Крюков П.Г., Летохов В.С., Матвеев Ю.А. *Письма в ЖЭТФ*, **5**, 378 (1967); *ЖЭТФ*, **53**, 1955 (1967).
73. Летохов В.С. *ЖЭТФ*, **53**, 2110 (1967).
74. Летохов В.С. *Письма в ЖЭТФ*, **5**, 262 (1967); *ЖЭТФ*, **53**, 1442 (1967).
75. Lawandy N.M., Balachandran R.M., Gomes A.S.L., Sauvarn E. *Nature*, **368**, 436 (1994).
76. Маркушев В.М. и др. *Квантовая электроника*, **13**, 427 (1986); **17**, 854 (1990); Cao H., Xu S.T., Chang S.-H., Ho S.T. *Phys. Rev.*, **61**, 1985 (2000).
77. Летохов В.С. *Письма в ЖЭТФ*, **4**, 477 (1966); *Астрон. ж.*, **49**, 737 (1972).
78. Truitt P., Strelnitskii V. *Meeting 197 Amer. Astronom. Soc* (January, 2001).
79. Hanberry Brown R., Twiss R.Q. *Proc. Roy. Soc. A*, **242**, 300 (1957); **243**, 291 (1958); **248**, 199 (1958).
80. Mandel L. *Progress in Optics*. Ed. by E.Wolf (Amsterdam: Elsevier, 1963, v. 2, p. 181).
81. Лавринович Н.Н., Летохов В.С. *Квантовая электроника*, **3**, 1948 (1976).
82. Dravins D. In *Eta Carinae and Other Mysterious Stars*. Ed. by T. Gull, S. Johansson, K. Davidson (ASP Conf. Ser., 2001, v. 339).
83. Goldberger M.L., Lewis H.W., Watson K.M. *Phys. Rev.*, **142**, 25 (1966).
84. Johnson M.A., Betz A.L., Townes C.H. *Phys. Rev. Lett.*, **33**, 1617 (1974).
85. Alferov Zh.I. *ZI. Rev. Mol. Phys.*, **73**, 767 (2001).



Н.Г.Басов, Ч.Таунс, А.М.Прохоров в ФИАНе, 1965 г.