

OPERATION PRINCIPLES  
AND APPLICATION  
PROSPECTS  
OF THE RECOMBINATION  
PLASMA LASERS

E. L. LATUSH

*The principles of laser level pumping and inversion population establishing in recombining plasma are considered. The performance mechanisms of the He–Sr ( $\lambda 430.5$  and  $416.2$  nm) and He–Ca ( $\lambda 373.7$  and  $370.6$  nm) recombination plasma ion lasers are described as well as their possible applications. The widespread appliance of the recombination mechanism of the laser level pumping is also shown.*

**Рассмотрены принципы накачки уровней и создания инверсии населеностей в условиях рекомбинирующей плазмы. Описаны механизмы работы He–Sr ( $\lambda 430,5$  и  $416,2$  нм) и He–Ca ( $\lambda 373,7$  и  $370,6$  нм) ионных рекомбинационных плазменных лазеров и возможные сферы их применения. Показана широкая распространенность рекомбинационного механизма накачки уровней лазеров.**

© Латуш Е.Л., 1999

## ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЙ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ЛАЗЕРОВ

Е. Л. ЛАТУШ

Ростовский государственный университет, Ростов-на-Дону

### ВВЕДЕНИЕ

Существующие типы лазеров [1] можно классифицировать по некоторым признакам. Прежде всего по агрегатному состоянию активной среды: газовые, жидкостные, твердотельные. Каждый из этих больших классов разбивается на более мелкие: по характерным особенностям активной среды, типу накачки, способу создания инверсии и т.д. Например, из твердотельных довольно четко выделяются обширный класс полупроводниковых лазеров, в которых наиболее широко используется инжекционная накачка, и класс лазеров на легированных кристаллах с оптическим способом создания инверсии. Из жидкостных наиболее известны и распространены перестраиваемые лазеры на растворах красителей.

Но самым обширным, пожалуй, является класс газовых лазеров. Именно они перекрывают наиболее широкий диапазон длин волн генерации от мягкого рентгеновского излучения до миллиметровых волн, именно им присуще большое разнообразие задействованных для накачки и создания инверсии интересных физических процессов и явлений, именно они обеспечивают наилучшее качество выходного лазерного излучения и обладают рекордными достижениями по энергетическим параметрам. Поэтому работы в области газовых лазеров пользуются неизменным вниманием физиков.

Существует много способов накачки таких лазеров, из которых наиболее распространенным и удобным является газоразрядный. Активной средой большинства газовых лазеров является вещество в состоянии плазмы. Поэтому правильнее было бы называть их лазерами на плазме (плазменные лазеры).

### ИОНИЗАЦИОННАЯ И РЕКОМБИНАЦИОННАЯ НЕРАВНОВЕСНОСТЬ

Для получения инверсии населеностей и генерации необходимо, чтобы активная среда была в существенно неравновесном состоянии, то есть чтобы распределение населеностей  $N_m$  по возбужденным уровням и ионным состояниям значительно отличалось от равновесного, задаваемого данной электронной температурой  $T_e$ . Для населеностей

возбужденных уровней такое равновесное распределение называется распределением Больцмана, оно имеет вид

$$\frac{N_j}{N_m} = \exp\left(-\frac{\Delta E_{jm}}{T_e}\right), \quad (1)$$

где энергетический интервал между  $j$ -м и  $m$ -м уровнями  $\Delta E_{jm}$  и  $T_e$  выражается в энергетических единицах – электронвольтах ( $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 11605 \text{ К}$ ). Соответствующее равновесное распределение по ионным состояниям называется распределением Саха.

В общем случае в плазме различают два типа неравновесности: ионизационную и рекомбинационную [2]. Ионизационной называется такая, когда электроны сильно перегреты ( $T_e$  велико) и степень ионизации плазмы еще не достигает равновесного значения для данной электронной температуры. Поэтому в данном режиме степень ионизации плазмы продолжает нарастать либо, если режим стационарный, наблюдается отток заряженных частиц, скажем за счет диффузии, на стенки трубы. Ионизационный режим характерен для лазеров, работающих на переднем фронте импульса возбуждения (самоограниченные лазеры [3]) или в непрерывном режиме в разреженных газах. Здесь преимущественный поток электронов по возбужденным состояниям идет снизу вверх по уровням энергии, и, таким образом, усиление света наблюдается в процессе ионизации газа.

Противоположным типом является рекомбинационная неравновесность, когда  $T_e$  мало и электроны оказываются переохлажденными и поэтому происходит уменьшение степени ионизации плазмы за счет слияния ионов разного знака, то есть ее рекомбинация. В этом случае преимущественный поток электронов по возбужденным состояниям происходит сверху вниз по уровням энергии и усиление света наблюдается при переходе от плазмы к состоянию нейтрального газа. Такие неравновесность и генерация преимущественно осуществляются после импульса возбуждения в послесвечении разряда, когда процессы рекомбинации преобладают над процессами ионизации. Возможен и стационарный рекомбинационный режим, когда накачка осуществляется пучком быстрых частиц (электронов или протонов), а основная масса электронов остается холодной и поэтому интенсивно рекомбинирует с ионами, а также при пространственном разделении зон создания и рекомбинации плазмы в так называемых плазмодинамических лазерах.

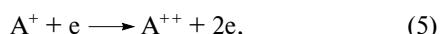
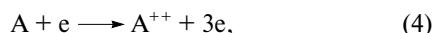
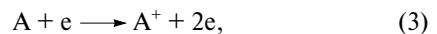
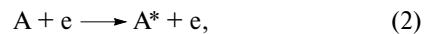
Лазеры, которые используют первый тип неравновесности, называют ионизационными, а второй тип – рекомбинационными. Поскольку большинство известных газовых лазеров до сравнительно недавнего времени можно было отнести к первому типу, то в работах Л.И. Гудзенко и С.И. Яковленко [2] было даже предложено называть их собственно

газовыми лазерами, так как в их активной среде происходит переход от газа к плазме, а лазеры второго типа – плазменными лазерами, подчеркивая, что здесь в активной среде происходит переход от плазмы к газу.

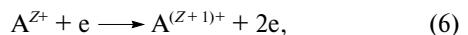
Казалось бы, ионизационная и рекомбинационная неравновесности должны обладать сопоставимыми потенциальными возможностями в создании инверсии населенности и генерации лазерного излучения. Более того, рекомбинационная неравновесность выглядит даже предпочтительнее, так как поток накачки идет сверху вниз, а не наоборот, как при ионизационной неравновесности. Тем не менее долго существовало предубеждение в отношении перспектив рекомбинационной накачки уровней. Но теоретическими работами Гудзенко и Яковленко с сотрудниками [2], рядом экспериментальных работ как у нас в стране, так и за рубежом [4, 5], и в частности работами нашей научной группы, это негативное предубеждение было опровергнуто, а сомнения в отношении больших возможностей рекомбинационных лазеров развеяны. Сейчас это обширный класс газовых лазеров, обеспечивающих генерацию когерентного излучения с хорошими выходными характеристиками от инфракрасного до рентгеновского диапазона, и число таких лазеров постоянно растет.

## ОБРАЗОВАНИЕ И РЕКОМБИНАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

Для работы рекомбинационных плазменных лазеров необходимо прежде всего создать плазму с заряженными частицами (электронами и ионами), в процессе рекомбинации которых впоследствии будут происходить накачка и инверсия населенности лазерных уровней. Проще всего создать газоразрядную плазму при протекании импульса тока через соответствующим образом подобранный смесь газов или паров химических элементов. В период электрического разряда за счет электрического поля происходит ускорение или, как говорят, разогрев электронов (электронного газа), так что становятся энергетически возможными процессы возбуждения и ионизации атомов и ионов:



.....



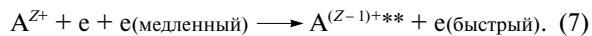
где  $A, A^*, A^+, A^{++}, A^{Z+}$  обозначают атомы в основном и возбужденном состояниях, однократный ион, двухкратный ион и ион кратности  $Z$ ,  $e$  – свободный электрон. Чем больше энергии вкладывается в разряд,

тем более высокой кратности ионы могут быть созданы. Причем, как правило, двух-, трех- и т.д. зарядные ионы создаются путем ионизации ионов предыдущей кратности, то есть ступенчато (реакции (5), (6)), что оказывается более эффективным. Процессы ионизации требуют энергии электронов  $\mathcal{E}_e$ , превышающей энергию связи (потенциал ионизации) внешнего электрона  $\mathcal{E}_i$ . Потенциал однократной ионизации у разных атомов составляет от 3,9 эВ у цезия до 24,6 эВ у гелия. Поэтому для эффективной ионизации и возбуждения электроны в газовом разряде должны быть с необходимостью разогреты до  $T_e \approx 3-20$  эВ  $\approx 10^4-10^5$  К. Потенциал ионизации с ростом кратности иона быстро увеличивается — примерно как  $\mathcal{E}_i^{Z+} \propto Z^2$ . Поэтому плазму с многозарядными ионами создать труднее.

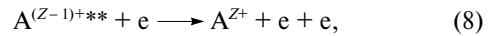
В течение импульса тока за счет ионизации идет эффективное размножение электронов и ионов, то есть концентрация их нарастает, достигая максимума к концу импульса. За счет электронного удара кроме ионизации создаются атомы и ионы в разнообразных возбужденных состояниях ( $A^*$ ,  $A^{+*}$  и т.д.), причем в зависимости от типа возбужденного уровня вероятность его заселения и распада может быть разной, что и является причиной создания инверсии населенности в период ионизационной неравновесности.

После прекращения тока разряда, то есть в послесвечении, электронный газ быстро остывает вначале за счет неупругих соударений типа (2)–(6), а потом за счет упругого обмена энергией с атомами и ионами, которые в типичной газоразрядной плазме всегда получаются значительно менее нагретыми, чем электроны, из-за своей массивности. И если в импульсе тока  $T_e$  составляет  $\sim 3-20$  эВ, то за время 0,1–1 мкс она падает до 0,5–0,3 эВ. И вот тогда включается процесс, обратный ионизации, — рекомбинация заряженных частиц.

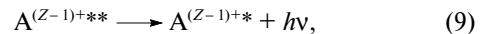
В физике известно много типов рекомбинации [2], но наиболее универсальным и эффективным в условиях одноатомных и не слишком плотных газов является процесс ударно-радиационной или тройной электрон-ионной рекомбинации, по существу обратный процессам ионизации и возбуждения электронным ударом (2)–(6). А именно, вначале положительный ион  $A^{Z+}$ , притягивая к себе отрицательный электрон, захватывает его на один из высоких возбужденных уровней  $A^{(Z-1)+**}$ . Но чтобы такой захват действительно состоялся, электрону по закону сохранения энергии нужно отдать куда-то избыток кинетической энергии. При тройной рекомбинации этот избыток отдается еще одному электрону, находящемуся в этот момент где-то поблизости, который и уносит прочь эту энергию:



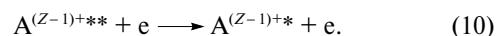
В дальнейшем захваченный электрон может либо вновь ионизоваться другим более энергичным электроном:



либо переместиться на более низкие уровни за счет излучения фотона:



или отдачи порции энергии еще одному медленно-му электрону (электронное девозбуждение):



Чем ближе расположен уровень к пределу ионизации и чем выше температура электронного газа, тем легче захваченный электрон отрывается вновь, и наоборот. Существует возбужденный уровень, спустившись ниже которого электрон уже с большей вероятностью захватывается и по лестнице более низких возбужденных состояний спускается вниз в основное состояние атома или иона меньшей кратности. Этот уровень называется узким местом или горлышком рекомбинационного стока [2]. Он располагается примерно на  $3/2 T_e$  ниже границы ионизации; по всем ниже его расположенным уровням идет каскад спускающихся электронов — рекомбинационная накачка  $W_r$ , заселяющая возбужденные уровни. Величина (скорость) этой накачки, как видно из (7), будет пропорциональна  $n_e^2$  и концентрации  $N_{Z+}$  ионов  $A^{Z+}$ :

$$W_r = \alpha n_e^2 N_{Z+}. \quad (11)$$

Величина  $\alpha$  называется коэффициентом тройной электрон-ионной рекомбинации и, как показывает подробный анализ, имеет вид

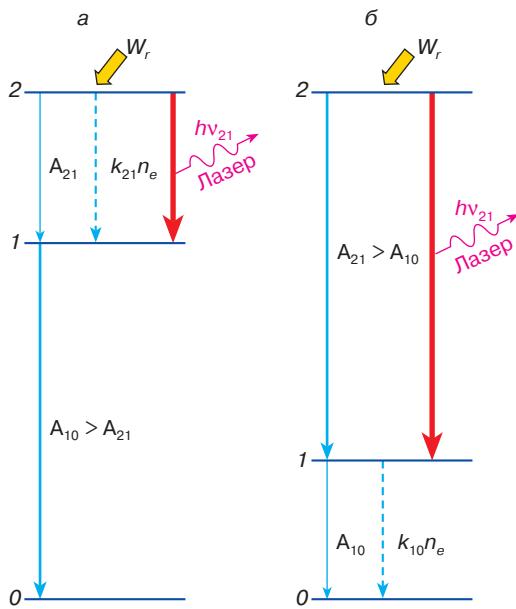
$$\alpha \approx 10^{-26} Z^3 \ln \sqrt{Z^2 + 1} T_e^{-9/2} [\text{см}^6 \cdot \text{с}^{-1}], \quad (12)$$

то есть рекомбинационная накачка  $W_r$  резко возрастает с уменьшением  $T_e$  и увеличением  $n_e$ , а также с ростом заряда иона  $Z$ .

### ОСОБЕННОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ ПЛАЗМЕ

Хорошая накачка лазерных уровней (в данном случае рекомбинационная) еще не обеспечивает получения генерации — необходима инверсия населенности [1]. И вот здесь рекомбинационная неравновесность, отличающаяся высокой  $n_e$  и низкой  $T_e$ , предоставляет некоторые дополнительные возможности по сравнению с ионизационным режимом. И связано это с возрастанием роли электронно-столкновительных переходов между возбужденными уровнями — электронного девозбуждения.

Электрон, находящийся на каком-то возбужденном уровне (2) (см. рис. 1), может спонтанно перейти на более низкий уровень (1), излучив при



**Рис. 1.** Два характерных случая расположения уровней, когда инверсия на переходе  $2 - 1$  создается за счет излучательного (а) и за счет электронно-столкновительного (б) распада населенности нижнего уровня. Штриховыми стрелками отмечены столкновительные переходы, преобладающие при больших  $n_e$  и малых  $T_e$

этом фотон  $h\nu = E_2 - E_1 = \Delta E_{21}$ . Вероятность таких переходов

$$A_{21} \propto \Delta E_{21}^2. \quad (13)$$

К тому же переход может произойти при передаче избытка энергии другому свободному электрону (реакция (10)). Вероятность такого сверхупругого соударения или электронного девозбуждения будет

$$k_{21}n_e \propto \frac{n_e}{\Delta E_{21}\sqrt{T_e}}, \quad (14)$$

то есть именно в условиях плотной (с большой  $n_e$ ) и низкотемпературной (с малой  $T_e$ ) плазмы роль электронного девозбуждения растет. Обратим внимание также на противоположную зависимость от  $\Delta E_{21}$  оптической (13) и столкновительной (14) вероятности.

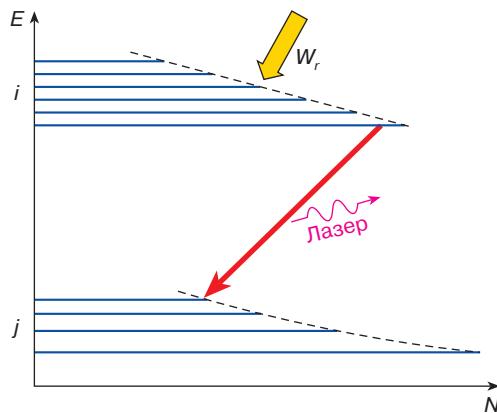
Теперь выделим условно из всего спектра возбужденных уровней три (рис. 1): основной  $0$ , первый возбужденный  $1$  и второй возбужденный уровень  $2$ . Предположим, что весь поток рекомбинационной накачки попадает вначале на уровень  $2$ , затем последовательно проходит  $1$ -й и попадает, наконец, на  $0$ -й уровень. Как должны располагаться уровни относительно друг друга, чтобы создалась инверсия населенности ( $N_2/N_1 > 1$ ) на переходе  $2 \rightarrow 1$ ? Если  $n_e$  мало, то столкновительными процессами расселения можно пренебречь и инверсия может возникнуть только за счет более быстрого оптического

распада нижнего уровня ( $A_{10} > A_{21}$ ), а поскольку  $A_{ij} \propto \Delta E_{ij}^2$ , то должно быть  $\Delta E_{10} > \Delta E_{21}$  (рис. 1, а). И наоборот, если мы увеличиваем энерговклад в плазму, а значит, и концентрацию электронов  $n_e$ , то выше определенной концентрации электронов  $n_e$  крит на первый план выходят столкновительные процессы расселения уровней, и если они становятся много больше излучательных, то инверсия возникает, когда  $N_2/N_1 \approx k_{10}/k_{21} > 1$ . Тогда целесообразным становится противоположное расположение уровней (рис. 1, б). Видно, что такое расположение более энергетически выгодно, так как, во-первых, лазерный квант света  $h\nu_{21} = \Delta E_{21}$  больше бесполезно теряется энергией  $\Delta E_{10}$ , во-вторых, такая схема позволяет накачивать больше энергии в плазму, не беспокоясь о срыве инверсии за счет столкновений, что обязательно произойдет с ростом  $n_e$  в схеме (рис. 1, а). И поэтому именно схема (рис. 1, б) более предпочтительна при рекомбинационной накачке уровней, так как с ростом  $n_e$  резко увеличивается и величина рекомбинационной накачки  $W_r$  (11). Излучательный механизм создания инверсии (рис. 1, а) тоже может эффективно сработать в условиях рекомбинационной накачки в спектрах многозарядных ионов, когда энергетический интервал между уровнями растет  $\Delta E_{ij} \propto Z^2$  и соответственно  $A_{ij} \propto Z^4$ , вероятность же столкновительных переходов (14) быстро падает.

В общем случае в атоме бесконечно много уровней и отдельное рассмотрение некоторых лишь полезная для понимания идеализация. Правда, возбужденные уровни в атоме или ионе часто располагаются более или менее тесными группами, сгущаясь в целом при приближении к границе ионизации. В период рекомбинационной неравновесности внутри таких тесных групп за счет электронного перемешивания скорее (то есть при меньших  $n_e$ ) установится больцмановское распределение (1), чем между группами. И тогда при малых  $T_e$ , как видно из рис. 2, создаются условия для инверсии населеностей между нижними уровнями верхней группы и верхними уровнями нижней группы. Именно на таких переходах и можно в первую очередь ожидать получения генерации в период рекомбинационной неравновесности.

## РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ПАРАХ СТРОНЦИЯ И КАЛЬЦИЯ

Лазерами, в которых с наибольшей полнотой реализуются описанные выше общие принципы создания инверсии и генерации, являются газоразрядные рекомбинационные плазменные лазеры на ионных переходах стронция ( $\lambda 430,5$  и  $416,2$  нм) и кальция ( $\lambda 373,7$  и  $370,6$  нм), открытые в нашей лаборатории еще в 70-х годах. Вплоть до настоящего времени они остаются простыми и эффективными источниками дефицитного коротковолнового когерентного излучения. Расположение уровней в

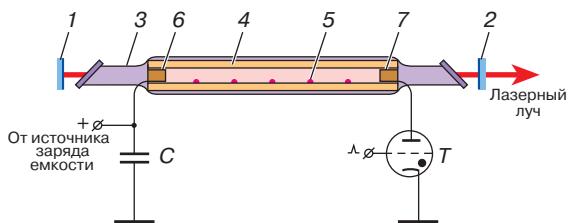


**Рис. 2.** Две группы уровней, внутри которых установилось больцмановское распределение населенности. Длина уровня пропорциональна его населенности

спектрах однократных ионов  $\text{Sr}^{+*}$  и  $\text{Ca}^{+*}$  подобно. Поэтому очень похожими оказались и механизмы их работы, то есть все, что будет рассказано о лазере на парах стронция, справедливо и для кальциевого лазера.

Генерация лазерного излучения осуществляется в послесвечении импульсного газового разряда в смеси паров стронция ( $p_{\text{Sr}} \approx 0,1\text{--}1 \text{ мм рт. ст.}$ ) с большим количеством гелия ( $p_{\text{He}} \approx 300\text{--}750 \text{ мм рт. ст.}$ ). Пары стронция получаются за счет нагревания лазерной трубки (рис. 3) до  $\sim 600^\circ\text{C}$ , внутри которой располагаются кусочки стронция. Так как стронций химически активен, то центральная часть трубки выполняется из стойкой к его парам керамики. Для разогрева трубки не требуется специальной печи. Дело в том, что лазер работает в режиме часто повторяющихся импульсов ( $f \approx 5\text{--}10 \text{ кГц}$ ). Поэтому за счет значительного среднего тока разряда трубка разогревается до нужной температуры (режим саморазогрева [3]); точно температурный режим подгоняется изменением  $f$ .

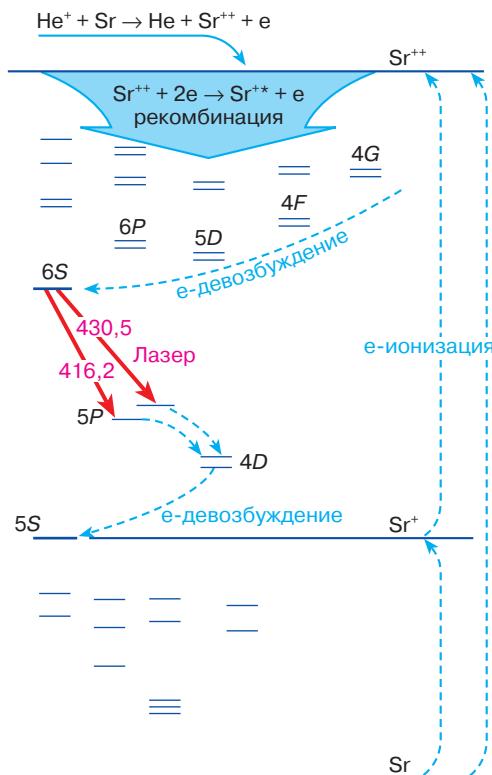
Последовательность процессов, ведущих к генерации в этом лазере, такова (рис. 4). В течение им-



**Рис. 3.** Упрощенная схема конструкции He-Sr лазера: 1, 2 – зеркала резонатора; 3 – кварцевая оболочка; 4 – керамическая разрядная трубка; 5 – кусочки стронция; 6, 7 – электроды;  $C$  – разряжаемая электрическая емкость;  $T$  – электронный ключ – тиатрон

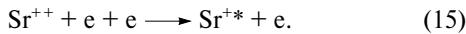
пульса тока разряда за счет прямой и ступенчатой ионизации электронным ударом создается много двукратных ионов стронция  $\text{Sr}^{++}$ , а также ионы гелия. К окончанию тока доля двукратных ионов достигает более 80% от общего ионного состава плазмы. Это объясняется низким потенциалом одно- и двукратной ионизации Sr (5,7 и 11 эВ), что в сумме (16,7 эВ) намного меньше потенциала ионизации гелия (24,6 эВ). Поэтому большие давления гелия не препятствуют практически полной двукратной ионизации стронция, так как энергия электронов почти не теряется на неупругие соударения с гелием, ибо им надо разогнаться до  $E_e \approx 30 \text{ эВ}$ , чтобы возбудить и ионизировать гелий, а до этого стронций уже успеет ионизироваться.

После прекращения импульса тока электроны быстро остывают до  $T_e \approx 0,3 \text{ эВ}$  за счет передачи энергии при упругих соударениях с холодными атомами гелия. И хотя доля отдаваемой электроном энергии при каждом таком соударении невелика:  $\delta \approx 2m_e/M_{\text{He}}$ , но, так как атомов гелия много, удары происходят часто. К тому же из инертных газов гелий наилегчайший и  $\delta$  для него максимально. Еще больше  $\delta$  только у водорода. Но у последнего потенциал ионизации мал (13,6 эВ), и он химически активен.



**Рис. 4.** Схема уровней с основными процессами накачки и создания инверсии в He-Sr рекомбинационном лазере

Как только электроны остынут, включается процесс рекомбинации



Заметим, что в соответствии с (12) скорость рекомбинации у двукратных ионов примерно в 20 раз больше, чем у однократных. Это приводит к появлению в раннем послесвечении интенсивного и кратковременного ( $\sim 0,3$  мкс) импульса рекомбинационной накачки (рис. 5), во время которого и происходит генерация на переходе  $6S-5P$  иона стронция с  $\lambda 430,5$  и  $416,2$  нм и на аналогичном переходе  $5S-4P$  иона кальция с  $\lambda 373,7$  и  $370,6$  нм.

Кроме процессов ионизации электронами ионы  $\text{Sr}^{++}$  создаются также за счет реакции перезарядки с ионизацией:



которая идет не только в импульсе тока, но и в течение относительно длительного времени в послесвечении разряда, потому что однократные ионы  $\text{He}^+$  рекомбинируют намного медленнее двукратных ионов  $\text{Sr}^{++}$ . Этот процесс приводит к существованию сравнительно слабого, но длительного ( $\sim 10$  мкс) рекомбинационного послесвечения линий иона стронция (рис. 5). При некоторых условиях в течение этого "хвоста" также может наблюдаться импульс генерации длительностью более 1 мкс (режим "длинных" импульсов).

Если посмотреть на расположение лазерных уровней в спектре иона стронция (рис. 4), то видно, что с точки зрения рекомбинационной неравновесности они скомпонованы очень удачно: верхний лазерный самый нижний в большой группе близко расположенных уровней, а нижний лазерный уровень, наоборот, самый верхний в группе  $5S$ ,  $4D$ ,  $5P$ -состояний. Поэтому за счет электронного девораждения поток рекомбинационной накачки стягивается на верхний лазерный уровень  $6S$ , а с уровня  $5P$  идет эффективный процесс электронно-столкновительного расселения.

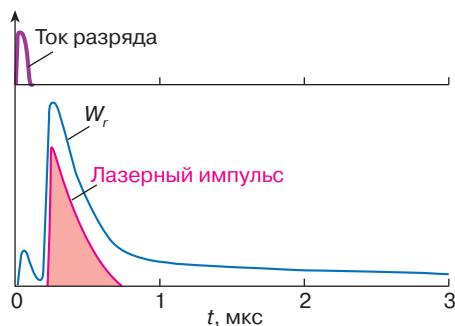


Рис. 5. Типичный вид импульсов тока разряда, рекомбинационной накачки и генерации на длинах волн 430,5 и 416,2 нм в He-Sr-лазере

Стронциевый и кальциевый лазеры типичных конструкций (диаметр трубы  $\sim 1$  см, длина  $\sim 50$  см) обеспечивают уровень средней мощности генерации 1–2 Вт, пиковой мощности в импульсе 1–2 кВт, энергию импульса генерации  $\sim 0,3$  мДж. В трубках специальной конструкции средняя мощность достигает  $\sim 4$  Вт (20 Вт в квазинепрерывном режиме), а энергия импульса генерации  $\sim 6$  мДж [4, 5].

## ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

Рекомбинационные плазменные лазеры на парах стронция и кальция излучают в коротковолновой области спектра, где не так уж много простых, дешевых и надежных источников когерентного излучения. Поэтому они представляют интерес для многих применений, и в частности для оптической накачки других лазерных сред с целью преобразования излучения в другие спектральные диапазоны. Нам удалось это осуществить несколькими способами. Облучив пары таллия в смеси с гелием сфокусированным излучением He–Ca-лазера ( $\lambda 373,7$  нм), мы без использования зеркал получили лазерное излучение (свексветимость) на зеленой линии таллия  $\lambda 535$  нм. Излучение He–Sr-лазера ( $\lambda 430,5$  нм) в парах димеров теллура было преобразовано в лазерное излучение на многих дискретных линиях в желто-красной области спектра, а при накачке жидкостного лазера на красителе – в непрерывно перестраиваемое когерентное излучение ( $\lambda 499$ – $557$  нм).

Излучение He–Ca-лазера можно использовать для засветки фоторезистов, специальных фоточувствительных материалов, применяемых при создании интегральных схем, длина волны  $\lambda 373,7$  нм как раз попадает в максимум полосы поглощения наиболее эффективных и широко используемых типов фоторезистов. Заметим, что такие же или подобные фоторезисты применяются сейчас для создания матриц лазерных компакт-дисков и рельефных голографий, с помощью которых затем осуществляется массовое тиражирование пластмассовых компакт-дисков с тонким отражающим слоем и коммерческих голографий.

Коротковолновое излучение этих лазеров представляет ценность для спектроскопии комбинационного рассеяния и флуоресцентной спектроскопии, что можно использовать, например, в экологии при экспресс-анализе загрязнений водных источников.

Особый интерес синий He–Sr-лазер ( $\lambda 430,5$  нм) представляет в цветных лазерных установках с проекцией изображения на большие экраны. В этом смысле он является удачным дополнением для зеленого лазера на парах меди и красного на парах золота. Этот лазер может использоваться также как усилитель яркости изображения в так называемых лазерных проекционных микроскопах – в сочетании с другими лазерами такие микроскопы из монохромных становятся цветными. Первые удачные

эксперименты по реализации таких возможностей уже проведены.

Длины волн He–Sr- и He–Ca-лазеров таковы, что можно прогнозировать их успешное применение в медицине, в частности для эффективной профилактики и лечения желтухи новорожденных, фотодинамической диагностики и терапии онкологических заболеваний.

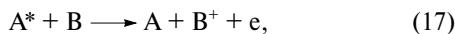
## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сейчас стало ясно, что рекомбинация является универсальным и весьма распространенным механизмом накачки лазеров. Только ионных лазерных переходов в парах различных химических элементов, открытых и исследованных в основном в нашей лаборатории, существует более сорока, и они перекрывают диапазон  $\lambda 1250$ – $370$  нм [4, 5].

Даже первый ионный лазер на ртути с  $\lambda 567,7$  нм, открытый еще в 1964 году Беллом (W.E. Bell) с сотрудниками, который предложил для него механизм накачки электронным ударом, как показали последующие исследования В.С. Алейникова, оказался рекомбинационным лазером с инверсией за счет более быстрого излучательного распада нижнего уровня (по схеме рис. 1, a).

Широко известные сейчас мощные эксимерные лазеры [2, 6], в частности на галогенидах инертных газов, например KrF\*-лазер с  $\lambda 248$  нм, тоже по существу являются рекомбинационными, но основной тип рекомбинации у них другой – диссоциативная или ион-ионная рекомбинация.

Не так давно появились пенниговские рекомбинационные плазменные лазеры, принцип которых предложен в [2]. В них инверсия создается быстрым расселением нижнего лазерного уровня за счет неупругих соударений с тяжелыми частицами типа реакции Пеннинга



при этом потенциал ионизации атома B должен быть меньше энергии возбуждения нижнего рабочего уровня  $A^*$ , тогда разница энергий уносится выделяющимся в реакции электроном. Наиболее известный лазер такого типа – на смеси Ne–H<sub>2</sub> с генерацией на желтой линии неона  $\lambda 585,3$  нм, где водород исполняет роль тушащей частицы B.

Газовый разряд хотя самый простой и удобный, но далеко не единственный способ приготовления рекомбинирующей плазмы. Существуют рекомбинационные лазеры на движущейся плазме: плазмодинамические лазеры, с ионизацией пучками быстрых электронов или ионов. В этих лазерах можно создать непрерывно рекомбинирующую плазму.

Плазма с многозарядными ионами эффективно создается сфокусированным на подходящую мишень излучением мощных импульсных лазеров. В процессе разлета такая плазма быстро охлаждается

и интенсивно рекомбинирует. Именно так были запущены одни из первых рентгеновских лазеров на переходах водородоподобного пятикратного иона углерода C<sup>5+</sup> с генерацией на  $\lambda 18,2$  и  $13,5$  нм [6, 7]. И даже ядерный взрыв может быть использован для создания рекомбинирующей плазмы – при этом реализуются суперкоротковолновые лазеры, так как благодаря большой вкладываемой энергии кратность ионов может быть очень высока. Есть сообщения о получении таким способом когерентного излучения с  $\lambda 1,4$  нм [7]. Хотя, конечно, такой способ плохо подходит для лабораторных рентгеновских лазеров. Поэтому пристальное внимание физиков приковано к ведущимся в настоящее время успешным работам по созданию лазеров мягкого рентгеновского диапазона на обычной газоразрядной плазме.

А если смотреть шире, не ограничивая себя только газообразными средами, то самые массовые и бурно развивающиеся в настоящее время полупроводниковые лазеры тоже являются по существу рекомбинационными плазменными лазерами, но на плазме твердого тела, состоящей из положительных дырок и отрицательных электронов [6], почти свободно движущихся в толще полупроводника. Именно излучательная рекомбинация этих частиц и обеспечивает генерацию полупроводникового лазера – основного компонента современных удивительных устройств оптоэлектроники и волоконной оптики.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Сэм М.Ф. Лазеры и их применение // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 6. С. 92–98.
2. Гудзенко Л.И., Яковенко С.И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978. 256 с.
3. Петраш Г.Г. Лазеры на парах металлов // Справочник по лазерам / Под ред. А.М. Прохорова. М.: Сов. радио, 1978. Т. 1. С. 183–197.
4. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. Ионные лазеры на парах металлов. М.: Энергоатомиздат, 1990. 256 с.
5. Ivanov I.G., Latush E.L., Sem M.F. Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges. Chichester; N.Y.: Wiley, 1996. 285 p.
6. Звельто О. Принципы лазеров. М.: Мир, 1990. 560 с.
7. Слабко В.В. Рентгеновский лазер. Возможности реализации // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 1. С. 79–86.

\* \* \*

Евгений Леонидович Латуш, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры квантовой радиофизики физфака Ростовского государственного университета. Область научных интересов – физика газовых лазеров, в том числе лазеров на парах металлов и рекомбинационных лазеров. Автор более 100 публикаций и двух коллективных монографий.