«Квантовая электроника», 14, № 5 (1987) УДК 621.373.826:533.9

А. В. Боровский, В. В. Коробкин, В. Б. Мокров, Ч. К. Мухтаров

# УСИЛЕНИЕ СВЕТА НА ПЕРЕХОДАХ ГЕЛИЕПОДОБНЫХ ИОНОВ В СВОБОДНО РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕ

*Показано, что для усиления света с $\lambda<50$ нм представляет интерес переход $3^1D-2^1P$ в гелиеподобных ионах, для коэффициента усиления на котором получена аналитическая формула. Проанализирован временной ход коэффициента усиления в модели последовательной рекомбинации при разлете в вакуум первоначально полностью ионизованного плазменного шнура с учетом рекомбинационного нагрева электронов, реабсорбции радиационного перехода $2^1P-1^1S_0$, изменения ионного состава плазмы в процессе разлета. Показано, что максимальные коэффициенты усиления для иона CV($\lambda(3^1D-2^1P)=26{,}7$ нм) составляют $\sim 1$ см$^{-1}$.*

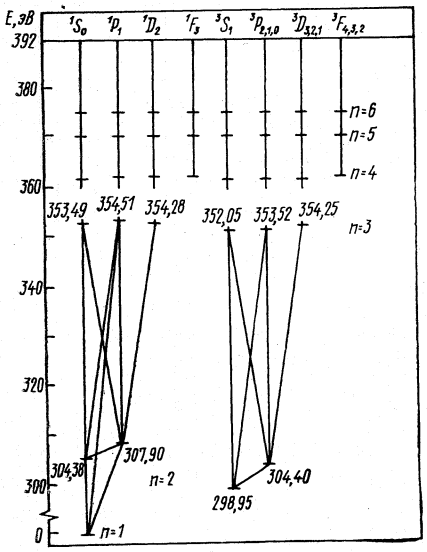
Одним из возможных механизмов создания инверсной населенности в дальнем УФ (ДУФ) диапазоне длин волн ($\lambda<50$ нм) является рекомбинационная накачка возбужденных уровней многозарядных ионов в плазме [1]. Для реализации этого механизма нужно сначала тем или иным способом образовать сгусток плотной плазмы,а затем быстро охладить свободные электроны, обеспечивая при этом рекомбинационную неравновесность плазмы. Такое охлаждение достигается, например, в процессе ее газодинамического разлета [2]. Наиболее естественной формой усиливающей среды является шнур.

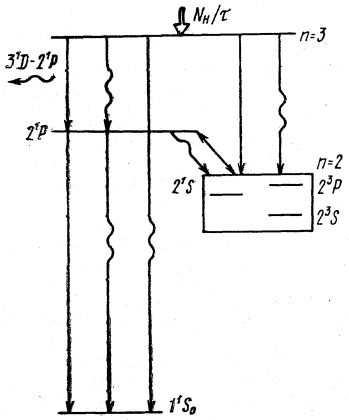
В настоящей работе рассматривается усиление на переходах гелиеподобных (He-) ионов. Чем же обусловлен интерес к He-ионам? Во-первых, экспериментальными фактами — спектральные линии He-ионов надежно регистрируются в разлетающейся лазерной плазме. Более того, в работах [3—6] наблюдалась инверсная населенность некоторых переходов He-ионов. Во-вторых, особенностями эволюции ионного состава разлетающейся плазмы. Максимальный интерес представляет ситуация, когда плазменный шнур разлетается из состояния полной ионизации вещества. Этот вариант обладает очевидными преимуществами, обусловленными тем, что полностью ионизованная плазма не меняет своего ионного состава при увеличении энерговклада, и тем, что имеется возможность варьирования исходной температуры шнура. В процессе разлета происходит последовательная рекомбинация ионов, в результате которой сначала получаются H-ионы, затем He-ионы и т. д. Из-за рекомбинационного нагрева последовательная рекомбинация не идет до конца (до образования атомов). Как правило, при условиях, представляющих интерес для усиления света, рекомбинация останавливается на He- или Li-ионах. По этой причине наиболее благоприятны для реализации рекомбинационной накачки именно H-, He- и Li-ионы.

Экспериментальному и теоретическому изучению рекомбинационной накачки H-ионов посвящена обширная литература (см. обзоры [7—11] и последние работы [12—18]). В то же время рекомбинационная накачка He-ионов изучена менее подробно. Отметим теоретическую работу [19], в которой методом стационарного стока рассчитывались населенности возбужденных уровней. Ниже строится аналитическая модель усиления, обладающая простотой и физической ясностью.

## 1. Коэффициент усиления

Для реализации усиления в коротковолновой области ($\lambda<50$ нм) привлекает внимание переход 3—2 He-ионов. Для него $\lambda_{32}\sim\lambda_{43}/3$. Диаграмма уровней энергии He-ионов на примере иона CV показана на рис. 1. Линия 3—2 состоит из 6 компонент; четыре из них ($3^3S-2^2P$, $3^3D-2^3P$, $3^3P-2^3S$, $3^1P-2^1S$) не пригодны для реализации усиления, так как окан-




◀ Рис. 1. Диаграмма уровней энергии иона CV [34]

Рис. 2. Упрощенная схема уровней He-иона, в рамках которой вычисляется коэффициент усиления на переходе $3^1D$—$2^1P$

чиваются на уровнях, из которых запрещены дипольные радиационные переходы в основное состояние. Две оставшиеся компоненты ($3^1S$—$2^1P$, $3^1D$—$2^1P$) отвечают переходам на уровень $2^1P$, который эффективно распадается радиационным образом в основное состояние He-иона. (Возможность усиления на интеркомбинационных переходах мы не рассматриваем [20].) Эти компоненты благоприятны для создания инверсной населенности. Из них наиболее интересен переход $3^1D$—$2^1P$. В самом деле, больший статвес верхнего уровня $g(3^1D)=5>g(3^1S)=1$ при равновероятном заселении подуровней состояния $n=3$ приводит к большему коэффициенту усиления $\varkappa$ [см$^{-1}$] для этого перехода. Ниже размерности вновь появляющихся величин будут указываться в квадратных скобках. Рассмотрим аналитическую теорию коэффициента усиления на этом переходе.

Максимальный по частоте в пределах спектрального контура линии коэффициент усиления равен

$$\max_{\omega} \varkappa_{\gamma'\gamma}(\omega) \equiv \varkappa_{\gamma'\gamma} = \frac{\pi^2 c^2}{\omega^2_{\gamma'\gamma}} \frac{A_{\gamma'\gamma}}{\Delta\omega_{\gamma'\gamma}} \Delta N_{\gamma'\gamma}, \tag{1}$$

где $\omega_{\gamma'\gamma}$ [с$^{-1}$] и $A_{\gamma'\gamma}$ [с$^{-1}$] — частота и скорость радиационного перехода $\gamma'\to\gamma$; $\Delta\omega_{\gamma'\gamma}$ — эффективная ширина линии этого перехода, равная обратному значению спектральной функции в максимуме; $\Delta N_{\gamma'\gamma}=N_{\gamma'}-g_{\gamma'}N_\gamma/g_\gamma$ — инверсная населенность; $g_{\gamma'}$, $g_\gamma$ — статвеса; $N_{\gamma'}$, $N_\gamma$ [см$^{-3}$] — населенности верхнего и нижнего лазерных уровней. Для нахождения коэффициента усиления нужно иметь выражения для $\Delta N_{\gamma'\gamma}$, $\Delta\omega_{\gamma'\gamma}$ как функций заряда ядра $Z$ и параметров плазмы — плотности $N_e$ [см$^{-3}$] и температуры $T_e$ [эВ] электронов, а также для $\omega_{\gamma'\gamma}$, $A_{\gamma'\gamma}$ как функций $Z$.

Специфика условий задачи (плотная плазма $N_e>10^{18}$ см$^{-3}$ для $Z\geqslant 6$ при температурах порядка энергетического зазора между подуровнями состояния $n=2$) позволяет рассмотреть упрощенную кинетическую схему (рис. 2). Будем считать, что все синглетные и триплетные подуровни состояния $n=3$ перемешаны электронными ударами, весь рекомбинационный поток падает на $n=3$, радиационной и диэлектронной рекомбинацией и возбуждением 2—3 можно пренебречь. Эти предположения подробно рассматривались в [21].

Для нахождения населенностей запишем уравнения (стационарный сток)

| Ион | $Z$ | $\lambda^*_{32}$ | $B$ | $\alpha$ | $\beta$ | $\delta$ | $\gamma$ | $\varepsilon$ | $\varkappa_c$ | $g_c$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| BeIII | 4 | 74,62 | 1,03—6 | 1,20 | 1,72 | 7,18—3 | 2,47—2 | 1,36 | 1,47+1 | 0,29 |
| CV | 6 | 26,73 | 4,20—6 | 1,63 | 1,96 | 1,12—2 | 1,33—2 | 1,46 | 1,53+1 | 0,25 |
| OVII | 8 | 13,58 | 8,28—6 | 1,92 | 2,11 | 1,39—2 | 0,99—2 | 1,51 | 1,52+1 | 0,22 |
| NeIX | 10 | 8,19 | 1,23—5 | 2,11 | 2,20 | 1,58—2 | 0,83—2 | 1,56 | 1,51+1 | 0,21 |
| MgXI | 12 | 5,48 | 1,60—5 | 2,26 | 2,27 | 1,72—2 | 0,74—2 | 1,59 | 1,49+1 | 0,20 |
| — | ∞ | — | 3,38—5 | 3,15 | 2,64 | 2,58—2 | 0,43—2 | 1,74 | 8,35 | 0,10 |

$$N_{\text{H}}/\tau_{\text{H}} - N_3K_3 = 0, \quad K_{32}N_3 - N_2^*K_{21}^* = 0, \tag{2}$$

где $N_3$ — суммарная населенность состояния $n=3$; $N_2^*$— населенность нижнего лазерного уровня $2^1P$; $N_{\text{H}}$ — концентрация H-ионов; $K_3=K_{31}+K_{32}$— скорость распада состояния $n=3$; $K_{31}=A_{31}+N_eV_{31}$, $K_{32}=A_{32}+N_eV_{32}$ — скорости переходов 3—1 и 3—2, усредненные по подуровням начального состояния $n=3$, причем скорость $K_{32}$ просуммирована также по подуровням конечного состояния $n=2$ (каждая скорость равна сумме столкновительной и радиационной); $K_{21}^*=A_{21}^*+N_eV_{21}^*$—скорость распада уровня $2^1P$ в основное состояние; $\tau_{\text{H}}^{-1}$— скорость рекомбинации H-ионов, в результате которой образуются He-ионы (см. ниже формулу (11)). Все величины, относящиеся к лазерным уровням $3^1D$ и $2^1P$, а также к переходу между ними, помечены звездочкой (например, $\Delta N_{3^1D-2^1P}=\Delta N_{32}^*$).

Поясним смысл уравнений (2). Первое означает, что весь рекомбинационный поток $N_{\text{H}}/\tau_{\text{H}}$ протекает через состояние $n=3$, подуровни которого перемешаны столкновениями, второе — что рекомбинационный поток, попадающий на все подуровни состояния $n=2$, протекает через нижний лазерный уровень $2^1P$, формируя его населенность.

Для инверсной населенности перехода $3^1D$—$2^1P$ получаем

$$\Delta N_{32}^* = N_{3^1D} - \frac{g(3^1D)}{g(2^1P)} N_{2^1P} = \frac{g(3^1D)}{g_3}\left[N_3 - \frac{g_3}{g(2^1P)} N_{2^1P}\right] =$$
$$= \frac{5}{36}\left(N_3 - 12N_2^*\right) = \frac{5}{36}\frac{N_{\text{H}}}{\tau_{\text{H}}K_3}\left(1 - 12\frac{K_{32}}{K_{21}^*}\right). \tag{3}$$

Скорости радиационных переходов как функции $Z$ возьмем в приближении Бейтса — Дамгаард из книги [22]; скорости столкновительных переходов возьмем в низкотемпературном пределе $T_e \ll \overline{\Delta E}_{32}=\overline{E}_3-\overline{E}_2$, где $\overline{E}_3$ и $\overline{E}_2$— средние энергии уровней для состояний с $n=3$ и $n=2$, из [23]; энергии уровней возьмем из [24].

Завышая коэффициент усиления, ширину линии положим доплеровской:

$$\Delta\omega_{32}^{*D} = \sqrt{\pi}\,\omega_{32}^* v_T/c, \quad v_T = \sqrt{2kT/m_i}, \tag{4}$$

где $m_i$ — масса иона. Поскольку время релаксации электронной и ионной температур [25] $\tau_{ei}^T = \frac{m_i}{2m_e}\left\{\frac{3}{4}\sqrt{\frac{m_e}{2\pi}}\frac{(kT_e)^{3/2}}{e^4Z^2N_i\Lambda'}\right\}$ мало по сравнению с характерными газодинамическими временами для рассматриваемой задачи, например $\tau_{ei}^T \sim 0{,}1$ нс при $Z=6$, $N_i=5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, $T_e=10$ эВ, в (4) положим $T_i=T_e=T$ ($\Lambda'$— кулоновский логарифм). Частота перехода связана с длиной волны $\omega=2\pi c/\lambda$. Величина $\lambda_{32}^*$ приведена в таблице. Согласно [22] $\pi^2c^2A_{32}^*/\omega_{32}^* = 6{,}78\cdot10^{-2}\varphi(Z)$, где $\varphi(Z)$ слабо отличается от единицы. Для целей настоящей работы достаточно положить $\varphi(Z)=1$.

Собирая формулы (1) — (4), получаем для коэффициента усиления на переходе $3^1D$—$2^1P$:

$$\varkappa_{32}^{0*} = B(Z)\,Z^{7,5}\,\frac{x^3}{\theta^{7/2}}\,\frac{(1-\alpha(Z)\,x)}{(1+\beta(Z)\,x)\,(1+\delta(Z)\,x)}, \tag{5}$$

$$B(Z)=3{,}18\cdot 10^{-4}\left(1-\frac{1}{Z}\right)^2\left(\frac{{}^5/_{36}\mathrm{Ry}}{\Delta E^*_{32}}\right)\frac{1}{\gamma^3(Z)}\left(\frac{Z^4}{A_3}\right)\left(1-12\frac{A_{32}}{A^*_{21}}\right);$$

$$\alpha(Z)=12\frac{V_{32}}{V^*_{32}}\frac{A^*_{32}}{A^*_{21}}\left(1-12\frac{V^*_{21}}{V_{32}}\right)\left(1-12\frac{A_{32}}{A^*_{21}}\right)^{-1};\quad \beta(Z)=\frac{V_3}{V^*_{32}}\frac{A^*_{32}}{A_3};$$

$$\delta(Z)=\frac{V^*_{21}}{V^*_{32}}\frac{A^*_{32}}{A^*_{21}};\quad x=\frac{N_eV^*_{32}}{A^*_{32}}\equiv\gamma(Z)\frac{N_e}{10^{12}Z^6\sqrt{T_e}}.$$

Здесь $\theta=T_e/Z^2$; $x$ — отношение скоростей столкновительного и радиационного переходов $3^1D$—$2^1P$. В низкотемпературной плазме ($T_e\ll\Delta\bar{E}_{32}$) столкновительные скорости $V\backsim 1/\sqrt{T_e}$, поэтому в выражения для констант $B$, $\alpha$, $\beta$, $\delta$, $\gamma$ (см. таблицу) температура не входит и они являются функциями только $Z$. Сильная зависимость от $Z$ выделена в виде сомножителя $Z^{7,5}$.

Формула (5) получена в предположении, что все частицы плазмы — центры рекомбинации и $N_e=N_{\mathrm{H}}(Z-1)$. Этот факт отмечаем индексом нуль. Если доля центров рекомбинации меняется на протяжении разлета плазмы, то $\varkappa^0$ следует умножить на $\alpha_{\mathrm{H}}=N_{\mathrm{H}}/N$, где $N$ — плотность тяжелых частиц.

Отметим, что при отыскании коэффициента усиления нельзя пренебречь триплетной системой термов. Дело в том, что в результате энергетического резонанса уровней $2^3P$ и $2^1S$ (рис. 1) при температурах и плотностях, представляющих интерес для усиления света (например, для иона CV $T_e\sim 10$ эВ и $N_e\sim 5\cdot 10^{18}$ см$^{-3}$), осуществляется столкновительная передача возбуждения $2^3S$—$2^3P$ — $2^1S$—$2^1P$ на нижний лазерный уровень $2^1P$. Можно показать, что этот отрицательный эффект снижает коэффициент усиления, найденный в пренебрежении триплетными состояниями, в 10—15 раз.

## 2. Временной ход коэффициента усиления $\varkappa_{\mathrm{He}}(t)$

Проанализируем временной ход коэффициента усиления (5) при разлете первоначально полностью ионизованного сгустка в вакуум. Ограничимся анализом автомодельного движения вещества. В этом случае газодинамические параметры задачи для каждой жидкой частицы (кольцевого слоя) зависят только от времени $t$ и эволюция этих параметров описывается обыкновенными дифференциальными уравнениями, содержащими лишь производную $d/dt$. В некоторых важных случаях эти уравнения имеют аналитические решения.

Использование автомодельных или близких к ним решений уравнений газовой динамики для анализа различных задач восходит к трудам Л. И. Седова и К. П. Станюковича [26, 27]. Подобный подход применялся при анализе сжатия микромишеней лазерным излучением [28, 29], а также для изучения разлета тонких проволочек [30, 31].

Итак, пусть в начальный момент времени кольцевой слой вещества обладает следующими параметрами: плотностью тяжелых частиц $N_0$ [см$^{-3}$] и температурой электронов $T_0$ [эВ], а радиус шнура — $R_0$ [см]. В дальнейшем для определенности будем говорить о поведении параметров плазмы на оси шнура.

В процессе разлета плазмы происходит последовательная рекомбинация ионов. Усиление на переходах He-ионов возникает в режиме развитой рекомбинации, поэтому, рассматривая разлет вещества, нужно учитывать выделение в электронном газе рекомбинационного тепла. С учетом этого эффекта температура электронов на оси шнура как функция радиуса при $R\geqslant 2R_0$ меняется следующим образом [13]:

при $R\geqslant 2R_0$

$$T=T_0(R_0/R)^{4/3}\left[1+(R/R')^{4,04}\right]^{0,178},\quad R'=5{,}0\cdot 10^8T_0^{1,51}\times$$
$$\times R_0^{0,75}/Z^{1,21}N_0^{0,55}. \qquad (6)$$

Учитывая цилиндрическую симметрию задачи,

$$N = N_0 (R_0/R)^2, \; R \approx R_0 + u_\infty t, \; u_\infty = 1{,}7 \cdot 10^6 \sqrt{T_0}, \tag{7}$$

где $u_\infty$ в см/с. Доля Н-ионов в ионном составе плазмы удовлетворяет при $t > t_р$ уравнению

$$\frac{d\alpha_Н}{dt} = \frac{\alpha_+(t)}{\tau_+(t)} - \frac{\alpha_Н(t)}{\tau_Н(t)}, \; \alpha_Н(t_р) = 0, \tag{8}$$

где $t_р$ — момент разбаланса скоростей ионизации и рекомбинации при разлете плазмы. Первый член в правой части описывает образование Н-ионов при рекомбинации ядер ($\alpha_+$ — доля ядер в ионном составе плазмы). Второй член описывает уход Н-ионов, обусловленный рекомбинацией, в результате которой образуются He-ионы. Линейное дифференциальное уравнение (8) имеет следующее решение:

$$\alpha_Н(t) = \exp\left[-\int_{t_р}^{t} \frac{dt'}{\tau_Н(t')}\right]\left\{\int_{t_р}^{t} \frac{\alpha_+(t')\,dt'}{\tau_+(t')} \exp\left[\int_{t_р}^{t'} \frac{dt''}{\tau_Н(t'')}\right]\right\}. \tag{9}$$

Число ядер убывает по экспоненциальному закону:

$$\alpha_+(t) = \exp\left[-\int_{t_р}^{t} \frac{dt'}{\tau_+(t')}\right]. \tag{10}$$

Подставим (10) в (9) и воспользуемся тем фактом, что в плотной плазме скорость рекомбинации в низкотемпературной области $T_e < Z^2 \cdot 0{,}7$ эВ для ионов различной кратности ионизации можно приближенно описать универсальной формулой

$$1/\tau_+ = 5{,}6 \cdot 10^{-27} Z^3 N_e^2 / T_e^{9/2}; \; 1/\tau_Н = ((Z-1)/Z)^3/\tau_+ \equiv \mu/\tau_+. \tag{11}$$

В результате для доли Н-ионов получим

$$\alpha_Н(t) = \left[\exp\left(-\mu \int_{t_р}^{t} \frac{dt'}{\tau_+(t')}\right) - \exp\left(-\int_{t_р}^{t} \frac{dt'}{\tau_+(t')}\right)\right] \Big/ (1-\mu). \tag{12}$$

Подставляя (6) и (7) в (5), найдем (индексы «*» и «32» опускаем):

$$\varkappa(t) = \varkappa^0(t)\,\alpha_Н(t); \; \varkappa^0(t) = Ax(t)^{1,73} \frac{[1-\alpha x(t)]}{(1+\beta x(t))(1+\delta x(t))};$$

$$\alpha_Н(t) = \frac{\{\exp[-\mu(D - Cx(t)^{0,14})] - \exp[-(D - Cx(t)^{0,14})]\}}{(1-\mu)};$$

$$A = 4{,}50 \cdot 10^{10} B(Z)\,\gamma(Z)^{1,27} Z^{4,56} \left[\frac{T_0}{N_0 R_0^2}\right]^{0,36}; \tag{13}$$

$$D = 1{,}84 \cdot 10^{-6} Z^{1,361} \frac{N_0^{0,351} R_0^{0,257}}{T_0^{0,463}}; \; C = 3{,}83 \cdot 10^{-3} Z^{1,842} \left[\frac{N_0 R_0^2}{T_0}\right]^{0,105};$$

$$x(t) = 3{,}98 \cdot 10^{-20}\,\gamma(Z)\,Z^{-5,44} \left[\frac{N_0 R_0^2}{T_0}\right]^{0,80} \frac{1}{t^{1,69}}, \; t \gg R_0/u_\infty.$$

Формулы (13) задают временной ход $\varkappa_{He}(t)$ при разлете шнура.

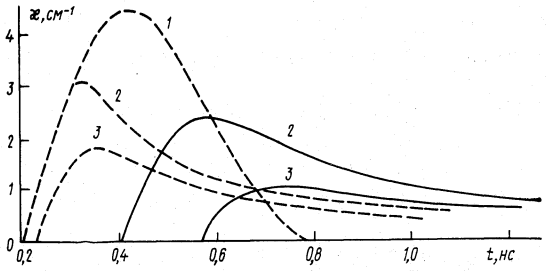
Оценим величину коэффициентов усиления в разлетающейся плазме. Учитывая, что максимумы функций $\varkappa_0(t)$ и $\alpha_Н(t)$ близки, находим

$$\varkappa^m \equiv \max_t [\varkappa^0(t)\,\alpha_Н(t)] \leqslant \max_t \varkappa^0(t) \max_t \alpha_Н(t) = \varkappa_c(Z)\,Z^{4,56} \left[\frac{T_0}{N_0 R_0^2}\right]^{0,365}. \tag{14}$$

Константа $\varkappa_c(Z)$ дана в таблице. Согласно (14) максимальные коэффициенты слабо зависят от начальных условий задачи. Обращает на себя внимание сильная зависимость оценки (14) от $Z$. Однако с ростом $Z$ увеличение $\varkappa^m$ в значительной мере компенсируется одновременным уменьшением времени жизни усиления в активной среде. В самом деле, для показателя усиле-

Рис. 3. Временные зависимости коэффициентов усиления на переходе 3—2 Н-иона (пунктир) и переходе $3^1D$—$2^1P$ Не-иона (сплошные линии) при начальных параметрах шнура $N_0=10^{20}$ см$^{-3}$, $T_0=150$ эВ, $R_0=10^{-3}$ см, $Z=6$:

*1* — адиабатический разлет плазменного шнура; *2* — разлет с учетом рекомбинационного нагрева электронов; *3* — разлет с учетом рекомбинационного нагрева и реабсорбции резонансного перехода $2^1P$ — $1^1S_0$




ния, определяющего интенсивность выходящего светового импульса, получаем

$$g=c\int\limits_{t_1}^{\infty}\varkappa^0(t)\,\alpha_{\text{H}}(t)\,dt\leqslant C\max_t\alpha_{\text{H}}(t)\int\limits_{t_1}^{\infty}\varkappa^0(t)\,dt=g_c(Z)\,Z^{1,34}\left[N_0R_0^2/T_0\right]^{0,108}. \tag{15}$$

Константа $g_c(Z)$ дана в таблице. Показатель усилении фактически не зависит от начальных условий задачи $g\backsim\left[N_0R_0^2/T_0\right]^{0,108}$ и с увеличением $Z$ возрастает $g\backsim Z^{1,34}$ существенно медленнее, чем коэффициент усиления.

Проведем численные оценки для иона CV. Полагаем $N_0=10^{20}$ см$^{-3}$, $T_0=150$ эВ, $R=10^{-3}$ см, $Z=6$. По формулам (14) и (15) получаем $\varkappa^m\leqslant$ $\leqslant 2{,}6$ см$^{-1}$ и $g\leqslant 50$. Выбор других начальных условий слабо влияет на $\varkappa^m$ и $g$. Временной ход $\varkappa_{\text{He}}(t)$ при указанных начальных условиях приведен на рис. 3.

## 3. Учет реабсорбции

Результаты, полученные выше, являются оценкой сверху при рассмотрении усиления на переходах Не-ионов в разлетающейся плазме. Реальный коэффициент усиления будет меньше из-за реабсорбции перехода $2^1P$—$1^1S_0$. Учтем этот эффект. Для этого при выводе формулы (5) скорость радиационного распада состояния $2^1P$ умножим на параметр реабсорбции $\Lambda$ (фактор Бибермана — Холстейна): $A_{21}^*=A_{21}^*\Lambda$. В плазме, не являющейся оптически тонкой ($\Lambda\neq 1$), получим

$$\varkappa^0=B(Z)\,Z^{7,5}\,\frac{x^3}{\theta^{7/2}}\,\frac{[1-\alpha(Z)\,x-\varepsilon(Z)\,(1-\Lambda)]}{\Lambda\,(1+\beta(Z)\,x)} \tag{16}$$

Множитель в знаменателе $(1+\delta x)$ опустим, так как $\delta\sim 10^{-2}$ и $x\lesssim 1$. Константа $\varepsilon(Z)$ приведена в таблице. Параметр реабсорбции для точки на оси шнура оценим по формулам:

$$\Lambda=\frac{1-e^{-\chi}}{\chi},\qquad \chi=\frac{\pi^2c^2}{\omega_{21}^{*2}}\,A_{21}^*\,\frac{\Delta N}{\gamma_{\text{H}}}R\,.$$

$$\gamma_{\text{H}}=\omega_{21}^*u_\infty/c,\quad \Delta N=\frac{g\,(2^1P)}{g\,(1^1S_0)}\,N_{\text{He}}-N_{2^1P}\approx 3N_{\text{He}}, \tag{17}$$

которые справедливы, если доплеровское смещение частоты кванта, испущенного на оси, по отношению к точке на периферии сгустка превосходит ширину линии, обусловленную локальными причинами [32] ($N_{\text{He}}$ — концентрация Не-ионов в основном состоянии).

При разлете шнура

$$\varkappa^0(t)=Ax(t)^{1,73}\,\frac{[1-\alpha x(t)-\varepsilon\,(1-\Lambda(t))]}{\Lambda(t)\,(1+\beta x(t))},\qquad \Lambda(t)=\frac{1-e^{-\chi(t)}}{\chi(t)};$$

$$\chi(t)=4{,}04\cdot 10^{-8}\gamma^{-0,59}(Z)\,\frac{Z^{2,21}}{(Z-1)}\left[\frac{N_0R_0^2}{T_0}\right]^{0,53}x(t)^{0,59}\,\alpha_{\text{He}}(t). \tag{18}$$

Существенное различие формул (18) и (13) заключается в появлении параметра реабсорбции $\Lambda(t)$. Доля He-ионов в модели последовательной рекомбинации (выражения (8)—(11)) будет равна

$$\alpha_{\mathrm{He}}=\frac{\mu}{1-\mu}\left[\frac{1}{\mu-\mu_1}\left(e^{-\mu_1 s}-e^{-\mu s}\right)-\frac{1}{1-\mu_1}\left(e^{-\mu_1 s}-e^{-s}\right)\right],$$

$$s=\int_{t_p}^{t}\frac{dt'}{\tau_+(t')}\approx D-Cx(t)^{0,14};\quad \mu=\left(\frac{Z-1}{Z}\right)^3;\quad \mu_1=\left(\frac{Z-2}{Z}\right)^3. \qquad (19)$$

При выводе (19) не учитываем влияния реабсорбции на скорости $\tau_+$, $\tau_{\mathrm{H}}$. Это справедливо только для случая умеренной реабсорбции, который рассматривается в настоящей работе. Сильная реабсорбция резонансных линий может приводить к накоплению частиц в возбужденных состояниях с $n=2$ для He- и H-ионов на временах, сравнимых с $\tau_+$, $\tau_{\mathrm{H}}$ (замораживание возбуждения [33]).

Временной ход $\varkappa_{\mathrm{He}}(t)$ с учетом реабсорбции показан на рис. 3. Реабсорбция уменьшает коэффициент усиления приблизительно в два раза.

## 4. Обсуждение и выводы

В работе получено аналитическое выражение для коэффициента усиления на переходе $3^1D$—$2^1P$ He-иона, представляющего интерес для усиления света с $\lambda<50$ нм. При выводе не учитывались фоторекомбинация, столкновительное возбуждение 2—3, считалось, что весь рекомбинационный поток падает на уровень с $n=3$, поэтому, полученное выражение дает оценку $\varkappa_{\mathrm{He}}$ сверху.

Обсудим подробнее временной ход $\varkappa_{\mathrm{He}}(t)$ в процессе свободного разлета в вакуум первоначально полностью ионизованного плазменного шнура. При разлете плазмы можно сначала реализовать усиление на H-ионах, затем на He-ионах. Рассмотрим начальные условия, при которых в разлетающемся шнуре достигаются максимальные $\varkappa_{\mathrm{H}}$ [13]. Пусть $N_0=10^{20}$ см$^{-3}$, $T_0=150$ эВ, $R_0=10^{-3}$ см, $Z=6$. Временной ход $\varkappa_{\mathrm{H}}(t)$ и $\varkappa_{\mathrm{He}}(t)$ показан на рис. 3 в случаях адиабатического разлета [13, 32], разлета с учетом рекомбинационного нагрева электронов, а также с учетом рекомбинационного нагрева и реабсорбции резонансного перехода $2^1P$—$1^1S_0$. Как видно из рис. 3, $\varkappa_{\mathrm{H}}$ и $\varkappa_{\mathrm{He}}$ имеют одинаковый порядок: $\sim 1$ см$^{-1}$. Меньшая ширина линии для He-ионов по сравнению с H-ионами не приводит к увеличению абсолютных значений $\varkappa_{\mathrm{He}}$. Это связано с менее благоприятными условиями, при которых возникает усиление на He-ионах, а именно: с заметным рекомбинационным нагревом плазмы, с меньшей долей центров рекомбинации в ионном составе плазмы. Выбор начальных условий слабо влияет на $\varkappa_{\mathrm{He}}$. Так, изменение $T_0$ или линейной плотности шнура $N_0R_0^2$ в два раза приводит к изменению $\varkappa_{\mathrm{He}}$ лишь на 30 %. Это связано с тем, что в условиях развитого рекомбинационного нагрева плазма «забывает» подробности дорекомбинационного периода жизни системы. Из формул (14) и (15) видно, что основные характеристики $\varkappa^m$ и $g$ зависят от начальных условий в виде единственной комбинации $N_0R_0^2/T_0$.

Сравнение $\varkappa_{\mathrm{He}}(t)$ при адиабатическом разлете шнура с $\varkappa_{\mathrm{He}}(t)$, учитывающим рекомбинационный нагрев, приводит к выводу, что для оценок $\varkappa_{\mathrm{He}}$ нельзя пользоваться моделью адиабатического разлета шнура. Существенное расхождение в температуре, которое возникает из-за рекомбинационного нагрева плазмы, приводит к завышению $\varkappa_{\mathrm{He}}$ в рамках адиабатического разлета шнура. Вместе с тем такое сравнение показывает, что имеется возможность повышения эффективности накачки He-ионов. Для этого нужно реализовать дополнительный канал охлаждения плазмы, компенсирующий рекомбинационный нагрев. В этом случае на $\lambda\sim 20$ нм возможно $\varkappa_{\mathrm{He}}\sim 10$—15 см$^{-1}$.

Сформулируем основные выводы работы. Получена аналитическая формула для коэффициента усиления на наиболее интересном коротковолновом переходе $3^1D$—$2^1P$ He-иона. В рамках автомодельного разлета в вакуум первоначально полностью ионизованного плазменного шнура рассмотрен временной ход $\varkappa_{He}(t)$ с учетом рекомбинационного нагрева, реабсорбции перехода $2^1P$—$2^1S_0$ и изменения во времени доли центров рекомбинации. Показано, что для иона CV ($\lambda$=26,7 нм) $\varkappa_{He}$ ~1 см$^{-1}$. Результат слабо зависит от начальных параметров шнура.


1. Б. Ф. Гордиец, Л. И. Гудзенко, Л. А. Шелепин. *Ж. прикл. мех. техн. физ.*, № 5, 115 (1966).
2. Л. И. Гудзенко, С. С. Филлипов, Л. А. Шелепин. *ЖЭТФ*, **51**, 1115 (1966).
3. В. А. Бойко, Б. А. Брюнеткин и др. *Письма в ЖТФ*, **7**, 665 (1981).
4. V. A. Bhagavatula. *IEEE J.* **QE-16**, 603 (1980).
5. V. A. Bhagavatula, B. Yacoby et al. *Optics Comms*, **24**, 331 (1978).
6. В. В. Корухов, Н. Г. Никулин, Б. И. Трошин. *Квантовая электроника*, **11**, 1364 (1984).
7. R. W. Waynant, R. C. Elton. *Proc. IEEE*, **64**, 1059 (1976).
8. Ф. В. Бункин, В. И. Держиев, С. И. Яковленко. *Квантовая электроника*, **8**, 1621 (1981).
9. В. А. Бойко, Ф. В. Бункин и др. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **47**, 1880 (1983).
10. G. J. Pert. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A*, **300**, 631 (1981).
11. P. L. Hagelstein. Preprint LLL, CA94550, 1984.
12. А. В. Боровский, В. В. Коробкин, Ч. К. Мухтаров. *Квантовая электроника*, **12**, 289 (1986).
13. А. В. Боровский, В. В. Коробкин, Ч. К. Мухтаров. *Квантовая электроника*, **12**, № 12 (1985).
14. А. В. Боровский, В. И. Держиев, С. И. Яковленко. *Квантовая электроника*, **11**, 49 (1984).
15. А. В. Боровский, В. В. Коробкин, Ч. К. Мухтаров. Препринты ИОФАН, М., 1984, № 157—159; 1985, № 143.
16. Н. С. Бахвалов, А. В. Боровский и др. Препринт ИОФАН, М., 1985, № 187.
17. И. Ю. Скобелев и др. Препринт ИОФАН, М., 1985, № 26/32.
18. Ф. В. Бункин, В. И. Держиев и др. Препринт ИОФАН, М., 1984, № 221.
19. F. Takashi, K. Tanako. *Phys. Rev. A.*, **30**, 379 (1984).
20. А. В. Виноградов, И. Ю. Скобелев, И. И. Собельман, Е. А. Юков. *Квантовая электроника*, **2**, 2189 (1975).
21. А. В. Боровский и др. Препринт ИОФАН, М., 1986, № 10.
22. И. И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. — М.: Наука, 1977.
23. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. — М.: Наука, 1978.
24. В. А. Базылев, М. И. Чибисов. *УФН*, **133**, 617 (1981).
25. В. П. Силин. Введение в кинетическую теорию газов. — М.: Наука, 1971.
26. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1981.
27. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. — М.: Наука, 1973.
28. R. E. Kidder. *Nucl. Fusion*, **14**, 797 (1974).
29. R. E. Kidder. *Nucl. Fusion*, **16**, 3 (1976).
30. G. J. Pert. *Plasma Physics*, **16**, 1051 (1974).
31. G. J. Pert, *J. Phys. B.*, **9**, 3301 (1976); **12**, 2067 (1979).
32. А. В. Боровский, В. В. Коробкин, Ч. К. Мухтаров. Препринт ИОФАН, М., 1985, № 21.
33. Л. И. Гудзенко, С. И. Яковленко. Плазменные лазеры. — М.: Атомиздат, 1978.
34. А. Р. Стриганов, Г. А. Одинцова. Таблицы спектральных линий атомов и ионов. — М.: Энергоатомиздат, 1982.



Институт общей физики
АН СССР, Москва



Поступила в редакцию
7 апреля 1986 г.



A. V. Borovskii, V. V. Korobkin, V. B. Mokrov, Ch. K. Mukhtarov.

**Light Amplification Due to Transitions in Helium-Like Ions in a Freely Expanding Plasma.**


The $3^1D$—$2^1P$ transition in helium-like ions is shown to be of interest for light amplification at $\lambda$<50 nm; an analytical formula is derived for the gain due to this transition. Time variation of the gain in the successive recombination model under the expansion of a fully ionized plasma column into vacuum is analyzed taking into account the recombinational heating of electrons, reabsorption of the radiative $2^1P$—$1^1S_0$ transition, variations in the ionic composition of the plasma in the course of expansion. The maximal gains for the C V ion ($\lambda^{(3^1D-2^1P)}$=26.7 nm) are shown to amount to ~1 cm$^{-1}$.