

ВОЗМОЖНОСТЬ УСИЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ
 $\lambda = 1776 \text{ \AA}$ В РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ ПЛАЗМЕ

Л. И. Гудзенко, В. В. Евстигнеев, С. И. Яковленко

УДК 621.373.8

Проводится расчет характеристик усиления излучения в вакуумно - ультрафиолетовой области спектра на переходе иона бериллия $3s - 2p$ в переохлажденной (интенсивно рекомбинирующей) плотной бериллиевой плазме.

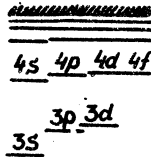
В коротковолновом диапазоне особенно четко выявляются преимущества /1/ рекомбинационного наполнения верхнего рабочего уровня (принцип плазменного лазера) по сравнению с осуществляемым в газовых лазерах /2/ заселением этого уровня из основного состояния атомов и ионов. Очищение нижнего рабочего уровня в плазменном лазере может осуществляться, например, ударами холодных электронов /3/. Именно такая схема недавно реализована /4/ - запущены плазменные лазеры на ряде переходов щелочноподобных ионов. Тем самым рассмотрены возможности усиления на переходе $3s-2p$ иона Be II (принципиальная возможность такого усиления отмечена в /1/) приобрело непосредственный практический интерес. Уровень Be II ($2p$) расположен столь низко (рис. 1), что его столкновительное очищение в основное состояние может успешно конкурировать с наполнением его за счет переходов с вышележащих уровней. Для выявления области параметров плазмы - температуры T_e и плотности N_e свободных электронов - при которых реализуется достаточная для генерации инверсия, проведен расчет заселенностей $N_{n,1}$ возбужденных уровней Be II.

Рассматривалась система уравнений "стационарного стока"*)

*) В различных приближениях в теории рекомбинации см., например, в работе /5/.

$$\sum_{n,1} K_{n,1;n',1'} \cdot N_{n',1'} + V_{n,1;e} N_e^2 \cdot N_{++} = 0.$$

Здесь $K_{n,1;n',1'} = N_e V_{n,1;n',1'} + A_{n,1;n',1'}$ при $1 \neq 1$, или $n' \neq n$,
 $K_{n,1;n,1} = - \sum_{n',1' \neq n,1} K_{n,1;n',1'}$; $\|K_{n,1;n',1'}\|$ - релаксационная
 матрица, $V_{n,1;n',1'}$ - скорость перехода из состояния с главным кванто-

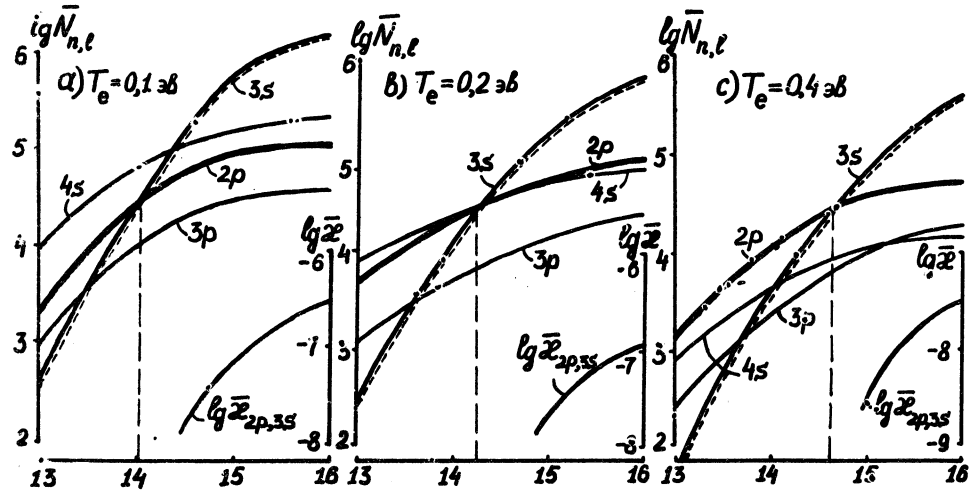


2p

2s

Р и с. I. Схема уровней Be II.

вым числом n' и орбитальным числом l' в состоянии $n,1$ при соударении иона Be II со свободным электроном, $A_{n,1;n',1'}$ - коэффициент Эйнштейна для того же перехода, $V_{e;n,1}$ - скорость ионизации из состояния $n,1$ электронным ударом, $V_{n,1;e}$ - скорость обратного акта (тройной рекомбинации), N_{++} - концентрация ионов Be III. Система уравнений (I) решалась для возбужденных уровней с $n \leq 4$ в приближении, проверенном при детальных расчетах других атомов (см., например, /6/). Предполагалось, что "узкое место" рекомбинационного потока существенно выше, чем $n = 4$, поэтому из переходов вверх учитывались только переходы с уровня $3s$ в состояния $3p$ и $3d$. Состояния с $n = 4$, а также $3p$ и $3d$ считались распределенными - каждое внутри своего n - по локальному бальмовскому закону с температурой T_e . Наконец, считалось, что рекомбинационный по-



Р и с. 2. Зависимости заселенности $N_{n,l}$ нижних возбужденных уровней Be II и коэффициента усиления $\alpha_{2p,3s}$ от концентрации N_0 свободных электронов при заданной их температуре T_e :

$$\bar{N}_{n,l} = C_{n,l} N_0^{-1}, \quad \bar{\alpha}_{2p,3s} = C_{2p,3s} N_0^{-1}, \quad C = (\beta N_0 N_{++})^{-1}. \quad \text{По оси абсцисс отложен } \lg N_0.$$

ток проходит целиком через уровни $n = 4$, т.е. пренебрегалось "перескоками" $n' - n$ при $n' > 4$, $n < 4$. В этих предположениях $N_4 = \beta N_e^2 / K_{4,4}$, где β - коэффициент (тройной) рекомбинации. Остальные заселенности получены решением системы (I). Данные для вычисления $\Lambda_{n,1;n',1'}$ взяты из /7/, для столкновительных переходов (с учетом оптически запрещенных) использовались данные /8/.

На рис. 2 заселенности уровней и коэффициент $\alpha_{2p,3s}$ погонного ненасыщенного усиления построены как функции N_e ; для наглядности нанесен также масштаб в единицах βN_e^2 , обратных времени распада плазмы (β (см⁶/сек) = $z^2 8,75 \cdot 10^{-27}$ (эв)/5/, $z = 2$ - кратность рекомбинировавшего иона). Заселенности приведены к статистическим весам уровней. И заселенности, и коэффициент усиления даны в единицах $\beta N_e^2 N_{++} / N_e$, обратных времени распада плазмы. Расчет показал, что инверсность достигается только при $N_e \geq 10^{14}$ см⁻³, когда столкновительное очищение состояния $Be II (2p)$ становится не менее эффективным, чем его радиационное наполнение.*) Значения коэффициента усиления при параметрах плазмы, осуществляемых в настоящее время, достаточны для генерации. Так при $N_e = 10^{15}$ см⁻³, $T_e = 0,2$ эв, $N_{++} / N_e = 10^{-2}$ ($\beta N_e^2 = 10^8$ сек⁻¹) имеем $\alpha_{2p,3s} = 3 \cdot 10^{-2}$ см⁻¹.

Авторы благодарны Е. Л. Латушу за полезное обсуждение.

*) Как видно из рис. 2а и 2б, инверсная заселенность возникает также на переходе $4s \rightarrow 2p$. Она обусловлена радиационным распадом состояния $2p$ (в данной работе реабсорбция излучения не учитывалась), т.е. ее наличие существенно зависит от геометрии разряда.

Поступила в редакцию
18 июля 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. Л. И. Гудзенко, С. И. Яковленко. Краткие сообщ. по физике ФИАН, № 7, 3 (1970).
2. В. Беннет. Сборник "Газовые лазеры", стр. 27, Мир, М., 1968г.
3. Б. Ф. Гордиец, Л. И. Гудзенко, Л. А. Шелепин. ЖЭТФ, 55, 942 (1968).
4. Е. Л. Латуш, М. Ф. Сэм. ЖЭТФ, 64, 2017 (1973).
5. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов. УФН, 107, 353 (1972).
6. Л. И. Гудзенко, В. В. Евстигнеев, Ю. И. Сыцько, С. С. Филиппов, С. И. Яковленко. Препринт Ин-та Прикл. Матем. № 63, 1971 г.
7. Г. Грим. Спектроскопия плазмы. Атомиздат, М., 1969 г.
8. И. Л. Бейтман, Л. А. Вайнштейн. Труды ФИАН, 51, 8 (1970).