

Г. В. ШОЛИН, А. Г. КИТАЙНЕР

ИНТЕНСИВНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В ПЛАЗМЕ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В РЕЖИМЕ ВЫГОРАНИЯ

(Представлено академиком Е. К. Завойским 22 VII 1971)

1. Лабораторные исследования высокотемпературной плазмы в квазистационарных установках показали, что плотность N_0 атомов в основном состоянии может на много порядков превышать равновесную и даже при температурах электронов T_e выше потенциала ионизации I_0 может быть сравнимой с плотностью заряженных частиц (^{1, 2}). Это означает, что процессы ионизации атомов электронным ударом балансируются не процессами объемной рекомбинации, а притоком нейтральных частиц со стенок камеры. В то же время приток концентрации электронов за счет процессов объемной ионизации балансируется диффузией плазмы на стенки камеры. Степень ионизации в этих условиях должна определяться из решения соответствующей граничной задачи, связывающей потоки заряженных частиц из центра объема к периферии с потоком нейтральных атомов от стенок внутрь камеры (^{3, 4}).

Если времена релаксации заселенностей возбужденных уровней много меньше d/v_{Ta} , где v_T — тепловая скорость атомов, а d — минимальный из характерных масштабов изменения N_0 , N_e и T_e , заселенности N_i возбужденных состояний определяются только локальными значениями N_0 , N_e и T_e и при расчете заселенностей можно считать эти величины заданными.

В такой постановке расчеты для водородной плазмы были выполнены в работе (⁵), причем оказалось, что при $T_e \gg I_0$ в широком диапазоне N_0/N_e заселенности N_i прямо пропорциональны N_0 и при $N_e \gg 10^{14}$ см⁻³ слабо зависят от N_e и T_e . Этот результат существенно отличается от предсказаний двухуровневого подхода (⁶) и получен с помощью столкновительно-излучательной модели (⁷), учитывающей практически все процессы ионизации и возбуждения уровней электронным ударом, а также радиационные распады и процессы трехчастичной рекомбинации. Громоздкость использованной модели не позволила авторам (⁵) выявить качественную причину такого поведения N_i .

Эти закономерности, однако, могут найти естественное объяснение в односторонней направленности элементарных процессов. В рассматриваемых случаях N_0 на много порядков превышает равновесную концентрацию. Поэтому в однородных условиях нейтральный газ должен «выиграть», так как скорость объемной ионизации превалирует над скоростью рекомбинации. Постоянство N_0 и N_e достигается за счет процессов переноса.

Пренебрегая процессами заселения из континуума, рассмотрим двухуровневую модель, в которой сечение столкновительной ионизации возбужденного уровня намного превышает сечение столкновительного девозбуждения*. Будем также считать, что N_0 , N_e и T_e поддерживаются постоянными. В этом случае нетрудно убедиться, что при $N_e > A_{10} / \langle \sigma_{10n} v \rangle$ стационарное значение N_1 будет определяться балансом между возбуж-

* Это предположение отражает реальное соотношение сечений столкновительных переходов между возбужденными состояниями и переходов из основного состояния в высоковозбужденные и обратно.

лением из основного состояния и переходами в непрерывный спектр: $N_1 = N_0 \langle \sigma_{01} v \rangle / \langle \sigma_{1 \text{ ion}} v \rangle$ (здесь $\langle \sigma_{01} v \rangle$ и $\langle \sigma_{1 \text{ ion}} v \rangle$ — скоростные коэффициенты возбуждения и ионизации электронным ударом 1-го уровня, A_{10} — вероятность радиационного распада его). Таким образом, отмеченные в (5) особенности заселения возбужденных состояний при больших плотностях электронов можно объяснить на основе этой простейшей модели ионизационным характером девозбуждения уровней при преимущественном возбуждении электронным ударом из основного состояния. В целом такой высокотемпературный режим, когда концентрация N_0 сильно превышает равновесную и процессы ионизации преобладают над рекомбинацией, можно охарактеризовать как «режим выгорания», поскольку в однородных условиях нейтральный газ должен ионизоваться за время $\tau_{\text{ion}} \approx \approx (N_e \langle \sigma_{0 \text{ ion}} v \rangle)^{-1}$.

2. Предположение о несущественности в процессах заселения переходов из континуума в дискретный спектр было проверено нами при рассматриваемых значениях N_0 , N_e и T_e прямым расчетом для водородной плазмы. На основании этого результата удается сформулировать весьма простую модель («модель выгорания») для расчета заселенностей в режиме выгорания, которая во многих случаях позволяет вычислять N_i для уровней, интересных с точки зрения спектроскопии, без привлечения ЭВМ. При этом учитываются все наиболее важные процессы заселения как радиационного, так и столкновительного характера, за исключением переходов из континуума.

Стационарная система уравнений баланса для заселенностей возбужденных состояний имеет вид:

$$N_0 N_e \langle \sigma_{0i} v \rangle + N_e \sum_{j \neq i} N_j \langle \sigma_{ji} v \rangle + \sum_{j > i} N_j A_{ji} - N_j \left(N_e \sum_{j \neq i} \langle \sigma_{ij} v \rangle + N_e S_i + \sum_{j < i} A_{ij} \right) = 0. \quad (1)$$

Здесь A_{ij} — вероятность радиационного перехода $i \rightarrow j$; $\langle \sigma_{ij} v \rangle$ — скоростной коэффициент для столкновительного перехода $i \rightarrow j$; S_i — коэффициент прямой ионизации уровня i . Простота модели обусловлена малостью вклада высших состояний в заселение низших. Этот вклад легко оценивается приближенно, и, учитывая точность (~ 10 — 30%) наших знаний скоростных коэффициентов, можно ограничиться достаточно малым числом уравнений в системе (1). Для водорода, например, при точности расчета $\sim 30\%$ достаточно взять число уравнений лишь на единицу большим номера уровня i^* , заселенность которого представляет интерес для спектроскопических целей.

3. Для нейтрального гелия, имеющего синглетную и триплетную системы термов, можно ожидать в режиме выгорания существенной зависимости отношения интенсивностей синглетных и триплетных линий от температуры электронов. Это легко понять из анализа простой модели, которую можно рассматривать как естественное обобщение двухуровневой модели с ионизацией на более сложные атомы. В этой модели у атома существуют кроме основного два возбужденных состояния, столкновительные переходы между которыми отсутствуют, но имеется возможность перехода с них в непрерывный спектр. При достаточно высокой концентрации электронов

$$N_e > \max \left\{ \frac{A_{10}}{\langle \sigma_{1 \text{ ion}} v \rangle}; \frac{A_{20}}{\langle \sigma_{2 \text{ ion}} v \rangle} \right\}$$

заселенности возбужденных состояний практически не зависят от N_e .

$$N_1 = N_0 \frac{\langle \sigma_{01} v \rangle}{\langle \sigma_{1 \text{ ion}} v \rangle}, \quad N_2 = N_0 \frac{\langle \sigma_{02} v \rangle}{\langle \sigma_{2 \text{ ion}} v \rangle}.$$

Поэтому относительные интенсивности линий, возникающих при радиационных переходах с возбужденных уровней на основной, должны быть функциями только T_e .

Зависимость возбуждения синглетных и триплетных уровней гелия от энергии электронов различна ⁽⁸⁾, а скоростные коэффициенты ионизации их, напротив, практически одинаковы. Поэтому естественно ожидать, что в режиме выгорания отношение интенсивностей таких линий будет чувствительной функцией T_e . Расчеты с помощью модели выгорания полностью

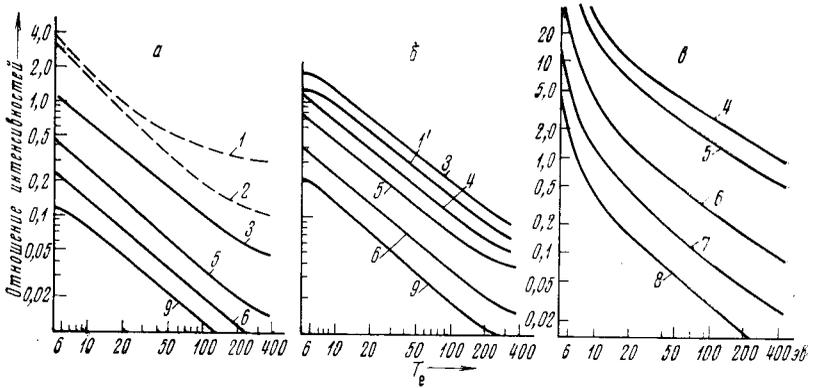


Рис. 1. Отношения интенсивностей линий нейтрального гелия He I 4713 Å и 4922 Å (а), 7065 Å и 7281 Å (б), нейтрального He I 5876 Å и ионизированного He II 4686 Å (в), рассчитанные по модели выгорания. 1, 2 вычислены с функциями возбуждения, измеренными в ⁽¹²⁾, см. ⁽¹³⁾ — 1 и

	1'	3	4	5	6	7	8	9
$N_e, 10^{12} \cdot \text{см}^{-3}$	5	10	$5 \cdot 10$	10^2	10^3	10^4	10^5	$> 10^4$

подтвердили это предположение. На рис. 1 а, б приводятся результаты расчета относительных интенсивностей некоторых пар линий нейтрального гелия He I в оптически тонкой плазме в зависимости от T_e . В расчетах использованы экспериментальные данные ⁽⁸⁾ по сечениям возбуждения из основного состояния и радиационные вероятности ⁽⁹⁾, полученные в кулоновском приближении. Зависимость сечений столкновительных переходов между возбужденными уровнями от энергии была выбрана, как в ⁽¹⁰⁾. Видно, что в режиме выгорания отношение интенсивностей линий может быть использовано для измерения T_e с таким же успехом, как и в режиме мгновенного высвечивания, если только N_e определено независимо.

Однако существенно, что в отличие от режима мгновенного высвечивания в режиме выгорания заселенность N_i определяется функциями возбуждения как в i -е состояние, так и в другие состояния данной системы термов.

Следует указать, что предпочтительнее использовать для измерения T_e линии, верхний уровень которых имеет главное квантовое число $n = 3$, поскольку в этом случае возможное нарушение LS -связи для уровней с $L \geq 3$ ⁽¹⁴⁾ и возникающие из-за этого переходы между уровнями синглетной и триплетной системы практически не сказываются на отношении интенсивностей. Представляет также интерес зависимость от T_e отношения интенсивностей спектральных линий нейтрального (He I) и ионизованного (He II) гелия, излучаемых из плазмы, находящейся в режиме выгорания. На рис. 1в приводятся результаты соответствующих расчетов для линий He I 5876 Å и He II 4686 Å, выполненные для оптически тонкой плазмы при фиксированных значениях N_+/N_0 (N_+ — концентрация He II в основном состоянии).

4. Границы применимости модели выгорания можно найти путем сравнения вклада в заселение рассматриваемого уровня от возбуждения из ос-

повного состояния с вкладом континуума. Вклад возбуждения из основного состояния представляется заселенностью N_i , рассчитанной по модели выгорания. Вклад континуума можно связать с заселенностью N_i^E , даваемой формулой Саха. Например, для уровней $i \leq i_0$ водорода и водородоподобных ионов модель выгорания применима, если $N_i \gg N_{i_0}^E$.

На рис. 2 показаны границы применимости модели выгорания для уровней с $i \leq 4$ атомов водорода H, нейтрального He I гелия и однократно-ионизированного He II иона гелия. Области применимости модели выгорания расположены выше соответствующих кривых на рис. 2. Поскольку N_i пропорциональны N_0 , а в выражение N_i^E входит величина N_+ / Σ_+ (N_+ — концентрация ионов в следующей стадии ионизации, Σ_+ — статистическая сумма для этих ионов), область применимости модели представлена в координатах $\Sigma_+ N_0 / N_+ - N_e$. Для водорода и ионизированного гелия $\Sigma_+ = 1$. Для нейтрального гелия Σ_+ можно оценить обычными методами.

5. Для стационарной, но неоднородной плазмы расчет заселенностей для фиксированных N_0 , N_e и T_e справедлив при условии, что времена релаксации заселенностей возбужденных уровней много меньше d/v_{1a} . Для плазмы в режиме выгорания максимальное время релаксации равно $N_{i \max} \times (N_0 N_e \langle \sigma v \rangle_{\max})^{-1}$, где $N_{i \max}$ — заселенность уровня с максимальным временем релаксации, а $\langle \sigma v \rangle_{\max}$ — полный коэффициент возбуждения на этот уровень с учетом как прямых, так и ступенчатых переходов.

Модель выгорания может быть применена также и к нестационарной плазме, если только времена релаксации возбужденных уровней оказываются меньше времен изменения N_0 , N_e и T_e . В этом случае возбужденные состояния успевают «подстраиваться» к N_0 , N_e и T_e и при расчете снова можно полагать эти величины постоянными.

В заключение авторы выражают признательность акад. Е. К. Завойскому за постоянный интерес к работе и благодарят Г. Е. Смолкина за плодотворные дискуссии в ходе постановки задачи.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило
27 V 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Э. И. Кузнецов, Н. Д. Виноградова, Письма ЖЭТФ, 8, 59 (1968).
² L. S. Johnson, E. Hinnoy, Phys. Rev., 187, 143 (1969). ³ K. Bergstedt, Zs. Naturforsch., 24A, № 3, 299 (1969). ⁴ О. В. Константинов, В. И. Перль, ЖЭТФ, 30, 1485 (1960). ⁵ В. А. Абрамов, Э. И. Кузнецов, В. И. Коган, Атомная энергия, 26, 516 (1969). ⁶ В. И. Коган, Атомная энергия, 4, 178 (1958). ⁷ D. R. Bates, A. E. Kingston, R. W. P. McWhirter, Proc. Roy. Soc. A, 267, 297 (1962). ⁸ R. M. St. John, C. Lin, R. G. Fowler, Phys. Rev., 134A, 888 (1964). ⁹ A. H. Gabriel, D. W. O. Heddle, Proc. Roy. Soc. A, 258, 124 (1960). ¹⁰ H. W. Drawin, Zs. Naturforsch., 19a, 13 (1964). ¹¹ C. Lin, R. G. Fowler, Ann. Phys., 15, 461 (1961). ¹² J. H. Lees, Proc. Roy. Soc. A, 137, 173 (1932). ¹³ P. C. Thonemann, In: Optical Spectrometric Measurements of High Temperatures, Chicago, 1961, p. 56.

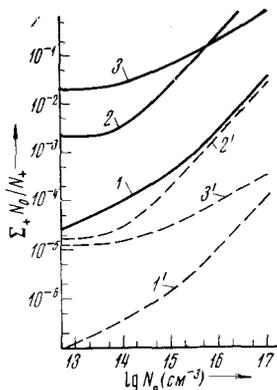


Рис. 2. Границы применимости модели выгорания для уровней с главным квантовым числом $i \leq 4$. 1, 2, 3 — соответствуют $T_e = 10$ эв; 1', 2', 3' — $T_e = 100$ эв; 1, 1' — H, 2, 2' — He I, 3, 3' — He II