

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ
ПО ЭМИССИОННЫМ ЛИНИЯМ СЕРИИ БАЛЬМЕРА

Л. Н. КУРОЧКА

Поступила 20 октября 1965

Используя контуры линий, расширенных полями ионов и электронов [10], найдена связь электронной концентрации с предельно разрешаемой линией и с полушириной наблюдаемых линий.

1. Известный метод определения электронной концентрации по предельно разрешаемой линии основан на том, что в результате действия эффекта Штарка линии серии Бальмера, начиная с некоторого номера, сливаются, образуя непрерывный спектр. Номер m^* предельно разрешаемой линии зависит в основном от электронной концентрации. Эту зависимость пытались найти многие авторы [1 — 6]. Наибольшее распространение получила формула Инглиса-Теллера [3]

$$\lg n_e = 23.26 - 7.5 \lg m^*. \quad (1)$$

Вывод ее основан на полукачественных соображениях, поэтому и количественная связь n_e с m^* не является точной. Подобную зависимость можно вывести исходя из условий контрастности линий и основываясь на современной теории эффекта Штарка [7 — 11].

В настоящей работе использовались штарковские контуры, вычисленные Гримом [10] в предположении воздействия на излучающий атом полей ионов и электронов. Гриму удалось показать, что форма контура линии при различных n_e и T_e зависит от одного параметра $\gamma(n_e, T_e)$.

$$\gamma(n_e, T_e) = \frac{5.6 \cdot n_e^{1/2}}{10^8 T_e^{1/2}} \frac{(m^2 + 32)}{(m^2 - 4)} \left(6.48 + \lg T_e - \frac{1}{2} \lg n_e - 2 \lg m \right). \quad (2)$$

Контуры линий, расширенных полями ионов и электронов, вычислялись по формуле

$$T(\beta, \gamma) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma}{\gamma^2 + (\beta - \beta')^2} T(\beta') d\beta', \quad (3)$$

где $T(\beta)$ — штарковский контур в старой теории Хольтсмарка [12], которая учитывает только поля ионов ($T(\beta')$ задается в виде таблицы [13, 14]),

$$\beta = \frac{\Delta\lambda}{k_m F_0}. \quad (4)$$

Здесь $F_0 = 2.61 \cdot e \cdot n_e^{1/2}$ — нормальная напряженность поля по Хольтсмарку, а k_m — коэффициент, зависящий от номеров квантовых уровней, при переходах между которыми возникает рассматриваемая линия. Для серии Бальмера

$$k_m = 8.8 \cdot 10^{-4} \frac{m^4}{m^2 - 4}. \quad (5)$$

Штарковские контуры $T(\beta, \gamma)$, вычисленные Гримом [10] для $0 < \gamma \leq 10$, имеют точность 10—15%. Таблицу значений $T(\beta, \gamma)$ можно продлить для $\gamma > 10$, аппроксимируя штарковский контур дисперсионным, половина полуширины которого равна γ . Вычисленные таким методом штарковские контуры имеют точность не ниже 15—20%.

С целью определения номера предельно разрешаемой линии строились контуры $T(\beta, \gamma)$ линий серий Бальмера для фиксированных электронных концентраций и температуры ($10^{11} < n_e \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10000^\circ$). Считалось, что две линии наблюдаются отдельно, если суммарная интенсивность налагающихся крыльев не превышает 80% от центральной интенсивности. В результате были найдены значения m^* для указанных n_e . Оказалось, что связь электронной концентрации с предельно разрешаемой линией можно представить следующей интерполяционной формулой:

$$\lg n_e = 22.5\bar{5} - 7.7 \lg m^*. \quad (6)$$

Значения n_e , вычисленные по формуле Инглиса-Теллера, примерно на порядок больше, чем по данной формуле. Например: для $m^* = 30$, согласно (6), получаем $n_e = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а пользуясь соотношением (1)— $1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Зависимости m^* от n_e , приведенные в [1, 2, 4—6], дают еще большие значения электронной концентрации.

При построении контуров линий Бальмера выяснилось, что несколько последних наблюдаемых линий (3—4) в результате взаим-

ного наложения образуют непрерывный спектр, резко снижающий контрастность линий. Контурсы линий, благодаря переналожению, сильно искажены. Эквивалентные ширины их, измеренные от уровня непрерывного спектра, резко уменьшаются с приближением к предельно наблюдаемой линии.

2. В результате того, что интенсивности линий с номером падают (особенно резко у границы серии [6]), далеко не всегда наблюдается предельно разрешаемая линия. В связи с этим предполагается еще один способ определения электронной концентрации. Он основан на зависимости полуширин линий $\Delta\lambda_{1/2}$ от n_e .

При построении штарковских контуров найдено, что $\beta_{1/2}$ — приведенная штарковская полуширина линий — связана с параметром $\gamma(n_e, T_e)$ следующей зависимостью:

$$\beta_{1/2} = 4 + 0.8 \cdot \gamma(n_e, T_e). \quad (7)$$

Используя значения $\gamma(n_e, T_e)$ ($T_e = 10\,000^\circ$), вычисленные по формуле (2), можно найти $\beta_{1/2}$, а затем с помощью [4] получить $\Delta\lambda_{1/2}$ для любой линии. Из этих вычислений следует, что существует линейная связь между $\lg \Delta\lambda_{1/2}$ и $\lg n_e$ для каждой линии m в отдельности

$$\lg \Delta\lambda_{1/2} = a \lg n_e - b, \quad (8)$$

где

$$a = 6.63 \cdot 10^{-1} + 7.7 \cdot 10^{-3} m - 7.6 \cdot 10^{-5} m, \quad (9)$$

$$b = 10.356 - 2.72 \cdot 10^{-2} m. \quad (10)$$

По формулам [8 — 10] n_e определяется с точностью 10 — 20%, если только линия свободна от самопоглощения. Индикаторами того, что линия расширена эффектом Штарка, является форма ее контура и рост полуширин линий с увеличением номера.

Таким образом, определение электронной концентрации можно производить независимо по предельно наблюдаемой линии и по полуширинам линий.

В заключение выражаю благодарность Н. А. Яковкину за внимание, проявленное к настоящей работе.

Астрономическая обсерватория
Киевского университета

THE ELECTRON CONCENTRATION DETERMINATION BY
EMISSION BALMER LINES

L. N. KUROCHKA

Using profiles of the lines broadened by the electron and ion fields [10] the dependence of the limit resolving line and half-width of the observed line from the electron density have been found.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *M. Sugita*, Proc. Phys. Math. Soc. Japan, 16, 254, 1934.
2. *A. Pannekoek*, MN, 98, 694, 1938.
3. *D. R. Inglis, E. Teller*, Ap. J., 90, 439, 1939.
4. *A. Unsöld*, Z. f. Astrophys., 24, 355, 1948.
5. *Г. С. Иванов-Холодный, Г. М. Никольский, Р. А. Гуляев*, Астрон. ж., 37, 611, 1960.
6. *Г. С. Иванов-Холодный, Г. М. Никольский*, Астрон. ж., 38, 455, 1961.
7. *A. C. Kolb, H. R. Griem*, Rhys. Rev., 111, 514, 1958; 116, 416, 1959.
8. *M. Baranger*, Phys. Rev., 111, 481, 1958; 111, 494, 1959; 112, 855, 1958.
9. *H. R. Griem, A. C. Kolb, K. Y. Shen*, Phys. Rev., 116, 4, 1959.
10. *H. R. Griem*, Ap. J., 132, 361 1960; 136, 422, 1961.
11. *M. Lewis*, Phys. Rev., 121, 501, 1961.
12. *H. Holtzmark*, Z. Physik, 20, 162, 1919; 25, 73, 1924.
13. *E. Vandien*, Ap. J., 109, 452, 1949.
14. *C. de Jager*, Researches Astr. Obs. Utrecht, 13, n. 1, 1952.