

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛИНИЙ СВЕРХПЛОТНОЙ ПЛАЗМОЙ

А.В.Виноградов, И.Ю. Скобелев

В связи с развитием инерциальных систем для нагрева плазмы [1, 2] предложен новый метод диагностики горячей плазмы с электронной плотностью $N_e \gtrsim 10^{22} \text{ см}^{-3}$ по относительным интенсивностям рентгеновских линий многозарядных ионов.

В последнее время предложен и частично опробован в экспериментах с лазерной плазмой ряд методов определения электронной плотности в интервале $N_e \sim 10^{20} + 10^{23} \text{ см}^{-3}$ по относительным интенсивностям рентгеновских спектральных линий многозарядных ионов [3 — 12]. Однако использование этих методов для диагностики плазмы с $N_e \gtrsim 10^{23} \text{ см}^{-3}$ требует присутствия в плазме ионов с весьма большим потенциалом ионизации $I_i \gtrsim 3,5 \text{ кэВ}$, т. е. оказывается возможным лишь при довольно высокой электронной температуре плазмы.

В настоящей работе предлагается спектроскопический метод диагностики, который позволяет проводить измерения электронной плотности в области $N_e \sim 10^{22} + 10^{25} \text{ см}^{-3}$ по линиям ионов; имеющих гораздо меньшие потенциалы ионизации ($I_i \sim 0,74 + 2,4 \text{ кэВ}$) и, следовательно, существующих при гораздо более низких температурах.

Очевидно, для диагностики сжатой плазмы можно использовать лишь линии, начинающиеся с уровней, для которых отличие населенностей от бальмановской сохраняется при сверхвысоких плотностях. Рассмотрим в связи с этим изменение относительных интенсивностей диэлектронных спутников резонансной линии Н-подобного иона при переходе от разреженной к плотной плазме. Излучение таких линий происходит при радиационном распаде дважды возбужденных состояний Не-подобного иона, т. е. при радиационных переходах типа $2l2l' \rightarrow 1s2l''$ (схема уровней дана на рис. 1). В случае сильно разреженной плазмы (например, солнечная корона) населенность уровней, лежащих за границей непрерывного спектра пропорциональна произведению статистического веса уровня g на фактор $F = \Gamma/(A + \Gamma)$ [3], где A и Γ — вероятности излучательного и автоионизационного распада уровня. При увеличении плотности плазмы до значений $N_e \gtrsim N_1 = A/C$ (где C — скорость столкновительных переходов без изменения мультиплетности) внутри синглетной

и триплетной систем уровней устанавливается больцмановское равновесие [6]. При этом населенность уровней по-прежнему остается пропорциональной фактору F . Однако, теперь уже под A и Γ следует подразумевать вероятности распада, усредненные соответственно по триплетным и синглетным состояниям, и, следовательно, значения фактора F будут одинаковыми для всех триплетных и, соответственно, всех синглетных уровней. Наконец в плазме очень высокой плотности $N_e \gtrsim N_2 = A/C_{TS}$ (где C_{TS} — скорость столкновительных интеркомбинационных переходов) все уровни будут характеризоваться одним и тем же фактором F (в который теперь войдут вероятности, усредненные по всем уровням), а населенности всех состояний станут просто пропорциональными их статистическим весам, что и соответствует распределению Больцмана. Поскольку скорость столкновительных интеркомбинационных переходов значительно меньше, чем скорость переходов без изменения спина ($C_{TS} \ll C$) то $N_1 \ll N_2$.

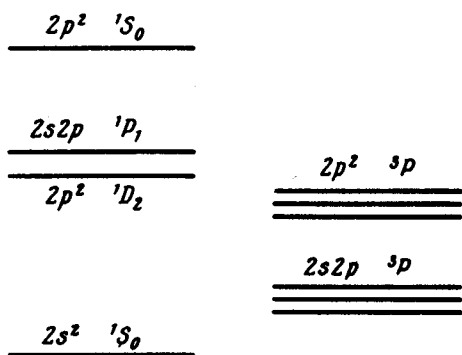


Рис. 1. Схема дважды возбужденных уровней He-подобного иона

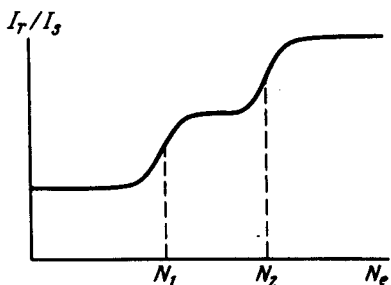


Рис. 2. Зависимость отношения интенсивностей I_T/I_S триплетной и синглетной линий от электронной плотности плазмы

Таким образом, зависимость отношения интенсивностей любой пары линий, одна из которых начинается с триплетного, а другая — с синглетного уровня от электронной плотности имеет следующий характер (рис. 2). Имеются три области, в которых отношение интенсивностей практически постоянно и соответствует трем указанным выше случаям.

Между ними имеются две переходные области $N_e \sim N_1$ и $N_e \sim N_2$ в которых относительные интенсивности являются функциями электронной плотности плазмы и могут быть использованы для ее определения. Первая переходная область была подробно рассмотрена в работе [6]. В настоящей статье мы рассматриваем вторую переходную область, которая, естественно, является более подходящей для диагностики сверхплотной плазмы.

Для расчета относительных интенсивностей в области $N_e \sim N_2$ была решена система уравнений баланса, в которой учитывались процессы автоионизационного и радиационного распада, дизлектронный захват, ионизация, тройная рекомбинация и столкновительные переходы между дважды возбужденными состояниями. При этом для отношения населенностей триплетных (N_T) и синглетных (N_S) уровней была получена следующая формула:

$$N_T/N_S = (B_1 + B_2 N_e + B_3 N_e^2 + B_4 N_e^3) / (1 + B_5 N_e + B_6 N_e^2 + B_7 N_e^3), \quad (1)$$

где константы B_i выражаются через вероятности элементарных атомных процессов.

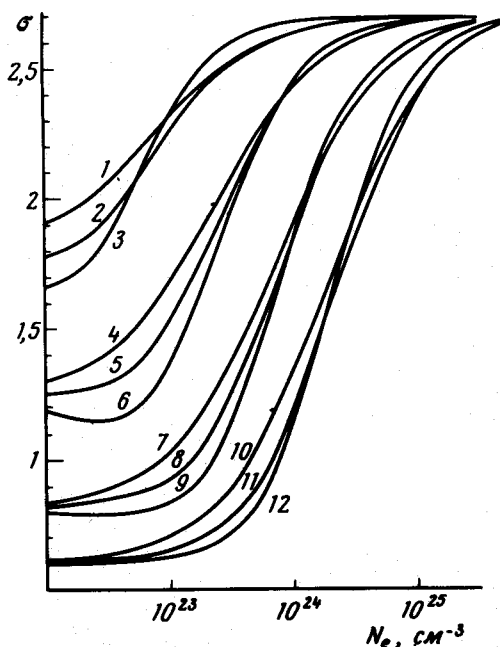


Рис. 3. Зависимость $\sigma(N_e)$ при различных значениях электронной температуры плазмы для ионов: OVII [1 - $kT_e = 41$ эв, 2 - $kT_e = 81$ эв, 3 - $kT_e = 121$ эв]; NeIX [4 - $kT_e = 67$ эв, 5 - $kT_e = 134$ эв, 6 - $kT_e = 201$ эв]; MgXI [7 - $kT_e = 100$ эв, 8 - $kT_e = 200$ эв, 9 - $kT_e = 300$ эв]; SiXIII [10 - $kT_e = 140$ эв, 11 - $kT_e = 280$ эв, 12 - $kT_e = 420$ эв]

На рис. 3 приведены построенные с помощью формулы (1) зависимости от N_e отношения интенсивностей $\sigma = I_T/I_S$ для ионов OVII, NeIX, MgXI и SiXIII. Здесь I_T есть сумма интенсивностей нескольких близлежащих триплетных линий, а I_S - интенсивность наиболее сильной синглетной линии (величины, на наш взгляд, наиболее удобные для экспериментального определения), именно: $I_S = I(2p^2 \ ^1D_2 \rightarrow 1s 2p \ ^1P_1)$; $I_T = I(2p^2 \ ^3P_1 \rightarrow$

$+ 1s2p^3P_0) + \sum_{J=0}^2 [I(2p^2^3P_J \rightarrow 1s2p^3P_1) + I(2s2p^3P_J \rightarrow 1s2s^3S_1)] +$
 $+ \sum_{J=1}^2 I(2p^2^3P_J \rightarrow 1s2p^3P_2)$. Как видно из приведенного рисунка, зависи-
 мости $\sigma(N_e)$ позволяют при использовании ионов OVII + Si VIII проводить
 измерения плотности в области $N_e \sim 10^{22} + 10^{25} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что ве-
 личина перепада отношения интенсивностей уменьшается с уменьшени-
 ем заряда иона. Это обстоятельство затрудняет диагностику по линиям
 элементы легче кислорода, т. е. исследование плазмы с еще более низ-
 кой температурой (см. рис. 3).

Авторы благодарны Л.А.Вайнштейну, Б.Я.Зельдовичу и Е.А.Юкову
 за обсуждения работы и замечания.

Физический институт
 им. П.Н.Лебедева
 Академии наук СССР

Поступила в редакцию
 1 декабря 1977 г.

Литература

- [1] Proc. of the VI Int. Conf. on Plasm. Phys. and Contr. Nucl. Research. Berchtesgarden, 6 – 13 oct, 1976, Vienna, 1977.
- [2] Труды международного совещания по технологии инерциально удерживающих систем, Дубна, 19 – 23 июля 1976, ИАЕА, Vienna, 1977.
- [3] Е.В.Аглицкий, В.А.Бойко, А.В.Виноградов, Е.А.Юков. Квантовая электроника, 1, 579, 1974.
- [4] А.В.Виноградов, Ю.И.Скобелев, Е.А.Юков. Квантовая электроника, 2, 1165, 1975.
- [5] А.В.Виноградов, И.Ю.Скобелев, Е.А.Юков. Физика плазмы, 3, 686, 1977.
- [6] А.В.Виноградов, И.Ю.Скобелев, Е.А.Юков. ЖЭТФ, 72, 1762, 1977.
- [7] В.И.Баянов, С.С.Гулидов, А.А.Мак, Г.В.Перегудов, И.И.Собельман, А.Д.Стариков, В.А.Чирков. Квантовая электроника, 3, 2253, 1976.
- [8] В.И.Баянов, В.А.Бойко, А.В.Виноградов, С.С.Гулидов, А.А. Илюхин, В.А.Катулин, А.А.Мак, В.Ю.Носач, А.Л.Петров, Г.В.Перегудов и др. Письма в ЖЭТФ, 24, 352, 1976.
- [9] V. Yaakobi, A. Nee. Phys. Rev. Lett., 36, 1077, 1976.
- [10] В.А.Бойко, С.А.Пикуз, А.Я.Фаенов. Препринт ФИАН №26, 1977.
- [11] Ю.С.Касьянов, М.А.Мазинг, В.К.Чевочкин, А.П.Шевелько. Письма в ЖЭТФ, 25, 373, 1977.
- [12] A. Ziegler, H. Zmora, Y. Komet. Phys. Lett., 60A, 319, 1977.