

04

Самопоглощение линии H_{β} в облаках пеллетов, испаряющихся в установках с магнитным удержанием высокотемпературной плазмы

© И.А. Шаров, В.Ю. Сергеев, И.В. Мирошников

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
E-mail: I.Sharov@spbstu.ru

Поступило в Редакцию 18 декабря 2013 г.

Получена оценка оптической глубины для линии H_{β} в облаках вторичной плазмы вблизи пеллетов, испаряющихся в высокотемпературной плазме установок с магнитным удержанием. Показано, что при всех значениях плотности ($10^{16} - 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) и температуры ($2 - 5 \text{ eV}$) электронов, измеренных в облаках примесных пеллетов, поглощение пренебрежимо мало. В то же время оно может быть существенным в случае более плотных облаков ($10^{17} - 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) с температурой $1 - 2 \text{ eV}$, характерных для криогенных топливных пеллетов.

Знание пространственных распределений параметров в облаках пеллетов, испаряющихся в высокотемпературной плазме, необходимо как для диагностических применений пеллет-инжекции, например, РСХ (Pellet Charge eXchange) диагностики, так и для совершенствования существующих моделей испарения и экстраполяции их области применения до параметров будущих термоядерных установок, таких как ITER. Изображающая спектроскопия на сегодняшний день является единственным методом получения таких сведений о пеллетных облаках. Восстановление пространственных распределений коэффициента испускания по двумерным изображениям, т. е. значениям коэффициента испускания, проинтегрированным вдоль хорды наблюдения, возможно лишь при оптической прозрачности облака в используемом для измерений спектральном диапазоне. Данная работа посвящена анализу прозрачности облака для спектральной линии H_{β} .

Выражение для переноса излучения вдоль направления x в плазме записывается следующим образом [1]:

$$\frac{d}{dx} I(\omega, x) = \varepsilon(\omega, x) - k'(\omega, x)I(\omega, x), \quad (1)$$

где $\varepsilon(\omega, x)$ — коэффициент испускания с учетом спонтанных переходов, $k'(\omega, x)$ — коэффициент эффективного поглощения, представляющий собой разность между коэффициентом поглощения и коэффициентом индуцированного испускания,

$$k'(\omega, x) = 2\pi^2 r_0 c f_{24} n_{H^{*2}}(x) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{h\omega}{kT_e(x)}\right) \right\} L(\omega, x). \quad (2)$$

Здесь $r_0 = e^2/4\pi\varepsilon_0 mc^2 \approx 2.82 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона, $c = 2.99 \cdot 10^{10}$ см/с — скорость света, $n_{H^{*2}}$ — плотность поглощающих атомов в нижнем состоянии перехода $n = 2$, $f_{24} = 0.1193$ — сила осциллятора при поглощении, $L(\omega, x)$ — нормированный спектральный контур поглощения линии. В плазме с преобладающей ролью столкновений можно считать его совпадающим с контуром испускания. Интенсивность излучения на выходе из слоя плазмы конечной толщины может быть описана следующим образом:

$$I(\omega, b) = \int_a^b \varepsilon(\omega, x) \exp(-\tau(\omega, x)) dx + I(\omega, a) \exp(-\tau(\omega, a)). \quad (3)$$

Величина

$$\tau(\omega, x) = \int_x^b k'(\omega, x) dx \quad (4)$$

называется оптической глубиной плазмы и отсчитывается от b к a . В пеллетном облаке температура и концентрация электронов, ионов и атомов водорода могут существенно меняться. В результате излучение проходит слои с различными параметрами. Имеющиеся на данный момент сведения о пространственных распределениях параметров пеллетных облаков весьма скудны, и провести интегрирование в [4] не представляется возможным. Поэтому будем оценивать оптическую глубину для однородного слоя плазмы толщиной 1 см, с плотностью n_e

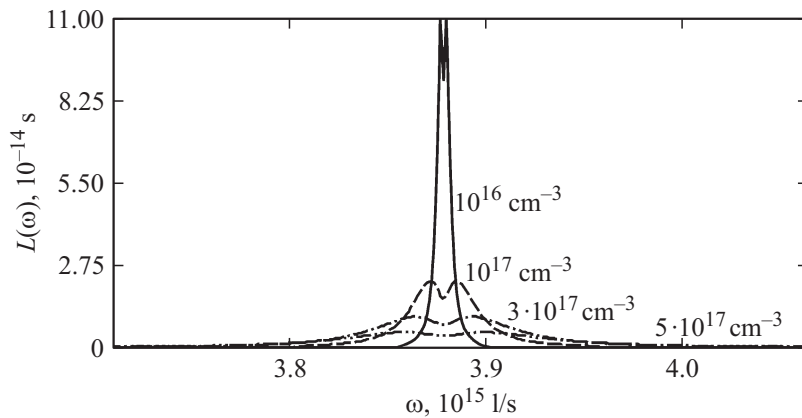


Рис. 1. Спектральные профили $L(\omega)$ линии H_β при различных значениях плотности электронов.

в интервале $10^{16} - 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ и температурой T_e в интервале 1–5 eV, характерных для облаков примесных [2] и водородных [3,4] пеллетов. В заявленном интервале параметров плазмы линия H_β значительно уширена. Доминирующим механизмом является штарковское уширение, которое сильно зависит от плотности электронов. Зависимость его от температуры пренебрежимо мала. На рис. 1 приведены нормированные спектральные профили линии, рассчитанные в [5]. Из графиков видно, что максимум поглощения будет находиться не в центре линии, а в стороне от нее, а его положение и значение $L(\omega_{\max})$ в нем будут зависеть от плотности электронов. Оценка оптической глубины будет проводиться для этого максимума. В случае однородного слоя интегрирование в [4] может быть заменено умножением $k'(\omega, x)$ на толщину слоя

$$\tau(\omega) = 2\pi^2 r_0 c f_{mn} n_{H^{\ast 2}}(T_e(x), n_e(x)) \times \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{h\omega}{kT_e(x)}\right) \right\} L(\omega, n_e(x))\Delta, \quad (5)$$

где Δ — толщина слоя в сантиметрах.

В предположении существования локального термодинамического равновесия для любого n_e и T_e , $n_{H^{\ast 2}}$ можно оценить с помощью

уравнений Саха–Больцмана:

$$\frac{n_e n_{H^+}}{n_{H^{+2}}} = \frac{2Z_H^1}{g_2} \left(\frac{m_e k T_e}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{(E_H^i - E_2)}{k T_e} \right), \quad (6)$$

$$\frac{n_e n_{C^{(z+1)+}}}{n_{C^{(z)+}}} = \frac{2Z_C^{z+1}}{Z_C^z} \left(\frac{m_e k T_e}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_C^{zi}}{k T_e} \right), \quad z = 0 \dots 5. \quad (7)$$

Здесь g_2 — статистический вес второго уровня в атоме водорода, Z — статистические суммы соответствующих ионизационных состояний атомов, E_H^i , E_C^{zi} — энергии ионизации соответствующих атомов и ионов водорода и углерода, E_2 — энергия возбуждения второго уровня атома водорода, z — заряд соответствующего иона. При этом также используются условия квазинейтральности

$$n_e = n_{H^+} + \sum_{z=1}^6 z \times n_{C^{z+}} \quad (8)$$

и постоянства химического состава облака

$$n_{H^0} + n_{H^+} = \gamma \sum_{z=0}^6 n_{C^{z+}}, \quad (9)$$

где $\gamma = 1$ в случае пеллета из полистирола и $\gamma = 2$ в случае пеллета из полиэтилена.

Как будет показано далее, описываемая плазма прозрачна для излучения линии H_β , что говорит о несоблюдении принципа детального равновесия, для которого требуется равенство скоростей всех взаимно обратных процессов. В связи с этим применение формулы Саха требует пояснений. В плазме с высокой плотностью заселенность возбужденных состояний в атомах и ионах определяется преимущественно столкновениями. В этом случае свободный выход излучения из плазмы слабо влияет на заселенность уровней атомов и ионов. Если скорость определяющих заселенность столкновительных процессов превышает скорость радиационных в 10 и более раз, то заселенность уровней в атоме будет отличаться от вычисленной по формулам Саха–Больцмана не более чем на 10%. Соответствующий критерий (10) и его вывод приведены в [1]:

$$n_e \geq 7 \cdot 10^{18} \frac{z^7}{n^{17/2}} \left(\frac{k T_e}{z^2 E_H^i} \right)^{1/2}, \quad \text{см}^{-3}, \quad (10)$$

где n — номер уровня, для которого проверяется наличие „равновесной“ заселенности относительно верхних уровней, а также относительно количества свободных электронов. Для выполнения этого критерия для второго уровня атома водорода необходима плотность не менее $5.2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ при температуре 1 eV и не менее $1.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ при 5 eV, что выполняется для светящихся облаков как полистироловых, так и водородных пеллетов. Как показывают оценки [1], заселенность основного состояния в рассматриваемом диапазоне параметров плазмы может отличаться от равновесной. В этом случае основное состояние будет „перезаселено“ по сравнению с оценкой по уравнениям Саха–Больцмана за счет заселения его излучательными переходами из верхних состояний и дефицита обратных „расселяющих“ переходов при захвате фотонов. Поскольку полное количество атомов неизменно, это означает, что реальная заселенность всех возбужденных состояний, в том числе и искомого, входящего в выражение (5), будет ниже заселенности, оцененной по уравнениям Саха–Больцмана. Таким образом, приводимые оценки оптической толщины останутся верны в качестве оценок „сверху“.

На рис. 2 приведены зависимости коэффициента пропускания излучения $\exp(-\tau)$ однородного слоя плазмы толщиной 1 см от n_e , T_e при различных соотношениях водорода и углерода: a — для $n_H : n_C \sim 1 : 1$, что соответствует плазме, образующейся при испарении полистироловых пеллетов $(C_8H_8)_n$; b — для $n_H : n_C \sim 2 : 1$, что соответствует плазме, образующейся при испарении полиэтиленовых пеллетов $(C_2H_4)_n$, c — результаты, полученные для водородной плазмы без примеси. Из графиков видно, что оптическая глубина однородного слоя плазмы возрастает с увеличением плотности электронов и убывает с ростом температуры. Поэтому, подставив наиболее неблагоприятные с точки зрения оптической прозрачности параметры, можно получить верхнюю оценку возможного поглощения излучения линии H_β выходящего с противоположной от наблюдателя стороны пеллетного облака.

Для всех значений концентрации электронов, наблюдаемых в экспериментах с полистироловыми $(C_8H_8)_n$ пеллетами (до $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), поглощение излучения не превышает 5%, даже если температура будет 1 eV. Для измеренных экспериментально значений температуры (2–5 eV) поглощение будет еще меньше. В случае использования пеллетов из полиэтилена $(C_2H_4)_n$ поглощение не будет превышать 10% при тех же значениях концентрации и температуры. Таким образом, можно сделать вывод, что предположение об оптической прозрачности облака

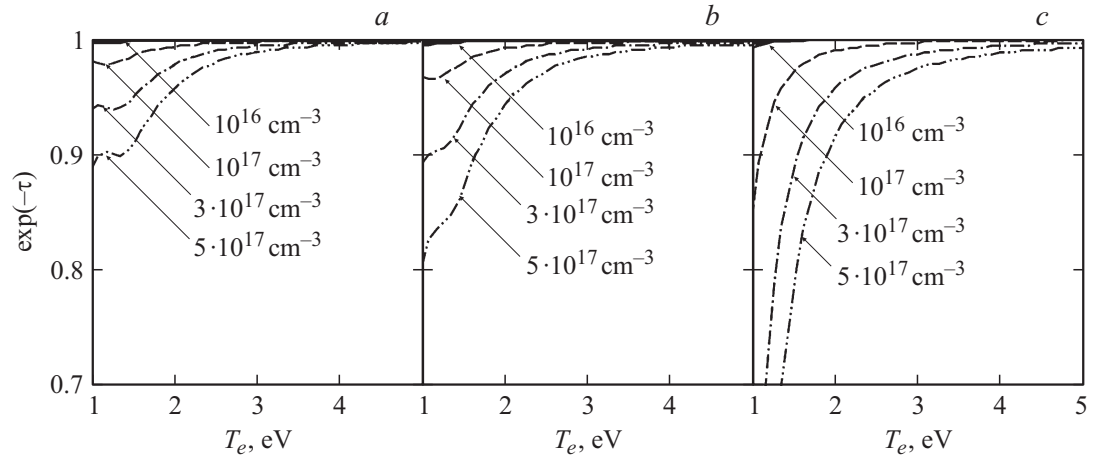


Рис. 2. Зависимость коэффициента пропускания слоя плазмы толщиной в 1 см от постоянных в слое значений n_e и T_e : *a* — для $n_H : n_C \sim 1 : 1$ — плазма полистиролового пеллета, *b* — для $n_H : n_C \sim 2 : 1$ плазма пеллета из полиэтилена, *c* — плазма водородного пеллета.

для линии H_{β} выполняется с хорошей точностью во всем диапазоне параметров исследуемой плазмы облаков углеводородных пеллетов. В случае же криогенных пеллетов из чистого водорода поглощение линии H_{β} может стать существенным и требуется учитывать это при восстановлении пространственного распределения коэффициента испускания. Существование в водородном пеллетном облаке зон, в которых излучение линий заперто, обсуждалось в [6]. Сделанные оценки подтверждают полученные в [6] результаты.

Работа выполнялась при частичной поддержке гранта правительства России согласно постановлению № 220 в рамках договора № 11.G34.31.0041 с Минобрнауки России, грантов РФФИ # 13-02-01409 А и # 12-02-01100-а.

Список литературы

- [1] *Hans R. Griem* Plasma Spectroscopy. McGraw-Hill, 1964.
- [2] *Sharov I.A., Sergeev V.Yu., Miroshnikov I.V., Tamura N., Sudo S., Kuteev B.V.* // IEEE Transactions on Plasma Science. Nov. 2011. V. 39. Iss. 11.
- [3] *Goto M., Sakamoto R., Morita S.* // IOP Publishing, Plasma Physics and Controlled Fusion. 2007. V. 49. P. 1163–1176.
- [4] *McNeill D.H., Greene G.J., Newburger J.D., Owens D.K.* // AIP. Phys. Fluids. B. 1991. V. 3(8). P. 1994–2009.
- [5] *Stehl'e C., Hutcheon R.* // Astron. Astrophys. Suppl. 1999. Ser. 140. P. 93–97.
- [6] *Sergeev V.Yu., Miroshnikov I.V., Sudo Shigeru, Lisitsa V.S., Namba C.* // J. Plasma Fusion Res. Series. 2001. V. 4. P. 605–608.