ОСОБЕННОСТИ ЖЁСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УСКОРЕННЫХ ВО ВСПЫШКАХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ РАЗВИТИИ ПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

THE PECULIARITIES OF THE HARD X-RAYS FROM ELECTRONS ACCELERATED IN FLARES WHICH TAKES INTO ACCOUNT THE BEAM INSTABILITY

Kudryavtsev I.V., Charikov Yu.E.

Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

Hard X-rays by fast electrons in solar flares is considered. The transformation of the electron distribution function results of interaction between electrons and Langmuir waves. The results of calculation of the spectra and the degree of polarization of x-ray are submitted. It is shown, that features of the spectra and the degree of polarization of x-rays can enable to define presence (or absence) Langmuir turbulence in the flare plasma. It is possible also to determine the maximum of energy of the electrons penetrating in the solar plasma. In this case the polarization of X-rays can increase with growth of the quanta energy up to 50–60%.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-263-266

Общепринято, что жесткое рентгеновское излучение (ЖРИ) солнечных вспышек является тормозным излучением высокоэнергичных электронов. Прямые измерения высокоэнергичных электронов в момент их ускорения невозможны. Поэтому информацию о функции распределения таких электронов приходится получать по вторичным излучениям и моделировании процессов распространения электронов в плазме вспышечных петель [1–5]. Даже если из наблюдений удастся определить энергетический спектр ЖРИ, то для определения вида функции распределения электронов по модулю скорости обычно используют методы прямого фитирования, либо решения обратной задачи [6–8]. При этомpitch-угловая часть распределения остается неопределенной, можно лишь качественно судить о степени анизотропии. Отметим, что при решении обратной задачи нахождения энергетических распределений электронов, возникают особенности [6–8] типа ступенек, а возможно, и инверсий. В то же время в спектрах измеряемого ЖРИ такого рода особенности не наблюдаются. Как известно, квазилинейная релаксация пучков электронов при взаимодействии с ленгмюровской турбулентностью приводит к образованию платообразных спектров по скоростям (например, [9]) с резким спадом при некоторой граничной скорости. Рассмотрим, какие особенности спектров ЖРИ следует ожидать при подобного рода функции распределения элек-

тронов. Количество квантов с энергиями от ε до $\varepsilon + d\varepsilon$, излучаемых единичным объёмом плазмы в единичный телесный угол, определяется выражением (см., например, [10])

$$dI(\varepsilon, \alpha) = Q(\varepsilon, \alpha) d\varepsilon, \quad (1)$$

$$Q(\varepsilon, \alpha) = \int_{\varepsilon}^{\infty} dE \int_{4\pi} N \sigma v f(E, \mathbf{n}) d\Omega_{\mathbf{n}}, \quad (2)$$

где ε , E – энергии рентгеновского кванта и электрона, v – скорость электрона, $\mathbf{n}$ – единичный вектор вдоль вектора импульса электрона, $d\Omega_{\mathbf{n}}$ – элементарный телесный угол, вдоль направления вектора $\mathbf{n}$, $\sigma(\varepsilon, E, \theta, \alpha)$ – релятивистское сечение тормозного излучения [11], α – угол наблюдения; угол θ – это угол между скоростью электрона и осью Oz , N – концентрация частиц плазмы.

В качестве функции распределения электронов по энергиям и углам выберем следующую модельную функцию

$$f(E, \theta) = A * F(E) * \chi(\theta), \quad (3)$$

$$\text{где } F(E) = \frac{1}{\sqrt{E/E_0}} \text{ при } E < E_0 \text{ и } F(E) = \frac{1}{\sqrt{E/E_0}} (E_0/E)^{\delta} \text{ при } E > E_0,$$

A – нормировочный множитель. Подобное энергетическое распределение соответствует платообразной функции распределения по скоростям со степенным спадом, начиная с v_0 (E_0). Поскольку вопрос об угловом распределении электронов остается открытым, рассмотрим изотропное распределение и распределения типа $\chi \sim \cos^{2n}(\theta)$ при $0 < \theta < 90^\circ$ и $\chi = 0$ при $90^\circ < \theta < 180^\circ$. Результаты расчета спектров ЖРИ для $\delta = 3$, $\delta = 6$ и $\delta = 8$ приведены на рисунке 1 для различных значений энергии E_0 и для трех углов наблюдения α (0 , 90° и 180°) при $n = 3$. В качестве угла α принят угол между волновым вектором рентгеновского кванта и осью OZ . Уже при $E_0 = 50$ кэВ и $\delta = 3$ наблюдается отличие спектра ЖРИ от степенного на малых энергиях при всех углах наблюдения α . При увеличении значения энергии E_0 отклонение спектра от степенного увеличивается (рисунок 1Б). В случае более резкого спада спектра электронов ($\delta = 6$ и $\delta = 8$) спектр искажается ещё сильнее. Таким образом, формирование платообразного распределения электронов по скоростям при их взаимодействии с ленгмюровскими волнами будет приводить к генерации ЖРИ с характерным спектром, который может быть зарегистрирован.

Расчеты степени линейной поляризации ЖРИ для данного энергетического и угловых распределений $\sim \cos^2\theta$ и $\cos^6\theta$ проводились аналогично работам [10, 12]. Для изотропного распределения электронов степень поляризации ЖРИ обращается в 0. Как следует из рис. 2 в случае, если энергия квантов ε превышает значение E_0 , то поляризация ЖРИ уменьшается с ро-

стом энергии квантов (рисунок 2, кривые 1). В обратном случае, при $\varepsilon < E_0$ поляризация возрастает с ростом энергии квантов (кривые 2–3). Такое поведение степени линейной поляризации с ростом энергии квантов тоже может быть измерено.

Рис. 1. Рассчитанные спектры жесткого рентгеновского излучения для различных значений угла наблюдения α и параметров спектра электронов E_0 , δ .

Рис. 2. Рассчитанная степень линейной поляризации тормозного жесткого рентгеновского излучения для различных параметров спектра электронов E_0 и δ .

1 – $E_0 = 20 \text{ кэВ}$; 2 – $E_0 = 50 \text{ кэВ}$;
3 – $E_0 = 70 \text{ кэВ}$
при $\chi \sim \cos^6 \theta$
и
4 – $E_0 = 20 \text{ кэВ}$; 5 – $E_0 = 50 \text{ кэВ}$;
6 – $E_0 = 70 \text{ кэВ}$
при $\chi \sim \cos^2 \theta$

Литература

1. Zharkova V.V., Gordovskyy M. // Astrophysical Journal, 2006, v. 651, P. 553.
2. Zarkova V.V. et al. // Astronomy & Astrophysics, 2010, V. 512, A8.
3. Melnikov V.F. et al. // Geomagn. and Aeronomy, 2013, v.53(7), p. 863.
4. Charikov Yu.E. et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2012, V. 52, P. 1021.
5. Piana M. et al. // Astrophysical Journal, 2003, V. 595, L127.
6. Моторина Г.Г. и др. // Журнал технической физики, 2012, Т. 82(12), С. 11.
7. Моторина Г.Г. и др. // Журнал технической физики, 2016, Т. 82(4), С. 47.
8. Kontar E.P. et. al. // Solar Physics, 2008, V. 252, P. 139.
9. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы – М.: Атомиздат, 1971. – 424 с.
10. Bai T. and Ramaty R. // Astrophysical J., 1978, V. 219, P. 705.
11. Gluckstern R.L., Hull M.H. // Physical Review, 1953, V. 90(6), P. 1030.
12. Charikov Yu.E. et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2012, V. 52, P. 1021.