ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОТОК И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЖЁСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Опарин И.Д.¹, Чариков Ю.Е.², Овчинникова Е.П.², Шабалин А.Н.²

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

INFLUENCE OF THE ELECTRON-ELECTRON BREMSSTRAHLUNG ON SOLAR FLARE HARD X-RAY FLUX AND ENERGY SPECTRUM

Oparin I.D.¹, Charikov Yu.E.², Ovchinnikova E.P.², Shabalin A.N.²

¹Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

²Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia

The principal mechanism of Hard X-ray production in solar flares is the electron-nucleus bremsstrahlung. Generally the contribution of electron-electron bremsstrahlung is assumed to be neglected in non-relativistic approximation (photon energies below 300 keV). In this paper we present the Hard X-ray flux computation results, using relativistic electron-ion and electron-electron bremsstrahlung cross-sections. The focus is on the angular dependence of Hard X-ray flux, caused by pitch-angular anisotropy of accelerated electrons. It was shown that strongly beamed electron distributions with hard energy spectra can affect the Hard X-ray flux in energies about 100 keV. Also extremely powerful flare 28 October 2003 was studied using RHESSI observational data. Electron energy spectrum was recovered appreciating electron-electron bremsstrahlung.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-313-316

Электроны, ускоренные в ходе солнечной вспышки, могут рассеиваться как на ионах, так и на электронах тепловой плазмы вспышечных петель, генерируя жёсткое рентгеновское излучение. В отличие от электрон-ионного ($e-i$) тормозного излучения, являющегося по сути дипольным, дипольный момент системы электрон-электрон сохраняется, и, как следствие, электрон-электронное ($e-e$) тормозное излучение является квадрупольным. Спектральная энергия, излучаемая в интервале частот, в процессе электрон-электронного рассеяния в $(v/c)^2$ раз меньше дипольного излучения, возникающего при рассеянии на неподвижном ионе. Таким образом, $e-e$ механизм излучения становится эффективным и начинает быть сопоставимым с $e-p$ механизмом при энергиях электронов $E \geq 511$ кэВ.

В описании процесса электрон-электронного рассеяния существенную роль играет учёт энергии отдачи электрона-мишени и обменное взаимодействие. Сечения электрон-ионного и электрон-электронного тормозного излучения анизотропны, при этом степень продольной

анизотропии рентгеновского излучения увеличивается с ростом энергии излучающих электронов [1, 2]. Рассеяние пучка высокоэнергичных электронов в плазме с максвелловским распределением частиц удобно рассматривать в системе теплового электрона, считая его покоящимся. В отличие от $e-i$ механизма, где энергия излучающего электрона больше или равна энергии фотона, в случае $e-e$ рассеяния минимальная энергия излучающего электрона является функцией энергии фотона и угла рассеяния и оказывается выше энергии фотона. Для определения параметров ускоренных электронов по данным измерений спектров жёсткого рентгеновского излучения в высокоэнергичной области выше 300 кэВ, необходимо учитывать влияние $e-e$ рассеяния [3]. Питч-угловая анизотропия распределения ускоренных электронов, в свою очередь, может влиять на параметры фотонного спектра.

Рис. 1 Потоки тормозного рентгеновского излучения: электрон-ионный механизм (пунктирная линия) и с учётом потока $e-e$ излучения (сплошная линия) для различных углов наблюдения α и питч-угловых распределений (изотропного, квазипоперечного $g = \sin^8\theta$ и квазипродольного $g = \cos^8\theta$), соответствующие степенным энергетическим спектрам электронов $N(E) \sim E^{-\delta}$, при $n_i = n_e = 1 \text{ см}^{-3}$. Приведены показатели фотонного спектра γ_{EPB} для электрон-ионного механизма и для суммарного потока γ_{SUM} в области от 100 кэВ до 1.5 МэВ.

Анизотропия сечений тормозного излучения [2, 4] и питч-угловых распределений ускоренных электронов приводят к зависимости потока рентгеновского излучения от угла наблюдения – угла между волновым

вектором рентгеновского фотона и вектором магнитного поля в источнике излучения. Для вспышек в центре солнечного диска угол наблюдения α близок к 0° , для лимбовых событий $\alpha = 90^\circ$. Результаты расчёта потоков тормозного излучения в источнике приведены на рис. 1. Для жёстких электронных спектров с показателями $\delta \sim 2.5 - 3$ анизотропия может проявляться, начиная с энергий 100 кэВ. Из рис. 1 видно, что наибольшее влияние электрон-электронного рассеяния достигается при углах наблюдения α в интервале от 0° до 10° (т.е. события в центре диска): для изотропного и квазипродольного ($\cos^8\theta$) распределений разность показателей рентгеновских спектров $\Delta\gamma = \gamma_{ei+ee} - \gamma_{ei}$ в области от 100 до 1000 кэВ может превышать единицу. В случае квазипоперечного распределения ($\sin^8\theta$) максимальная разность показателей спектра с учётом и без учёта электрон-электронного рассеяния будет достигаться при углах наблюдения от 30 градусов и выше, при этом разность показателей будет пренебрежимо мала (показатели спектра практически совпадают), а угловая зависимость потока в этом случае обусловлена электрон-ионным механизмом излучения.

Рис. 2 Спектр вспышки 10 сентября 2003 года по данным спектрометра RHESSI, приведены результаты фитирования в модели *thin2+eeb* с учётом гамма-линий.

Вклад в поток жёсткого рентгеновского и гамма излучения электрон-электронного механизма излучения был оценен для чрезвычайно мощной вспышки 10 сентября 2003 года. Рентгеновский класс соответствовал X17.2. Для определения параметров ускоренных электронов использовался алгоритм forward-fitting с использованием аппроксимационной формулы для сечения $e-e$ рассеяния, проинтегрированного по углам [5].

По результатам фитирования определены параметры ускоренных электронов в модели тонкой мишени *thin2* и тонкой мишени с учётом *e-e* тормозного излучения *thin2+eeb* (см. рис. 2). В низкоэнергичной области обе модели дают одинаковый вид спектра с показателем степени $\delta_1 = 4.3$, но в диапазоне выше энергии излома $E_{br} = 625$ кэВ показатели отличаются уже на единицу: $\delta_{thin} = 2.1$, $\delta_{thin+eeb} = 3.1$. Стало быть, неучет электрон-электронной компоненты излучения приведет к переоценке количества ускоренных электронов, их энергии и более жесткому энергетическому спектру. В то время как недостающий поток компенсируется электрон-электронной составляющей механизма излучения.

Литература

1. Haug, E. // Sol. Phys., 1975, 45, p. 453.
2. Haug, E. // Zeitschrift für Naturforschung, 1975, 30 a, p. 1099.
3. Kontar, E.P. et al. // ApJ, 2007, 670, p. 857.
4. Bai, T., Ramaty, R. // ApJ, 1978, 219, p. 705.
5. Haug, E. // Sol. Phys., 1998, 178, p. 341.