УДК 523.985.3, 523.9-7 DOI: 10.62955/0135-3748-2024-54

ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРА ПРОТОНОВ В СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКЕ: СЛУЧАЙ ТОНКОЙ И ТОЛСТОЙ МИШЕНИ

А.В. Кузьмицкий, А.А. Кочанов

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия,
a.kuzmitskiy@iszf.irk.ru

PROTON SPECTRUM EVOLUTION IN SOLAR FLARE: THIN AND THICK TARGET REGIMES

A.V. Kuzmitskiy, A.A. Kochanov

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia, a.kuzmitskiy@iszf.irk.ru

Аннотация. Одной из актуальных задач физики солнечных вспышек является выяснение механизмов ускорения заряженных частиц, особенностей их генерации и временной эволюции их спектра. Единственным источником информации об ускоренных в атмосфере Солнца протонах с энергиями ≥ 300 МэВ является широкая линия гамма-излучения распада пионов. Для решения задачи восстановления спектра протонов по наблюдаемому спектру гамма-излучения необходимо иметь надежные теоретические расчеты спектра протонов для набора входных параметров: показатель спектра, величина магнитного поля, плотность мишени и др. В работе рассмотрено решение транспортного уравнения ГинзбургаСыроватского для двух предельных режимов — «тонкой» и «толстой» мишени, показаны результаты численного счета эволюции спектра ускоренных протонов в хромосфере Солнца.

Ключевые слова: солнечная вспышка, спектр протонов

Abstract. One of the important tasks in physics of solar flares is to elucidate the mechanisms of charged particle acceleration, the features of their production and the temporal evolution of their spectrum. The only source of information about protons accelerated in the atmosphere of the Sun to energies ≥ 300 MeV is the broad gamma-ray emission line from pion decay. To address the problem of reconstructing the proton spectrum from the observed gamma-ray spectrum, it is necessary to have reliable theoretical calculations of the proton spectrum for a set of input parameters: spectral index, magnetic field strength, target density, and others. This work considers the solution of the Ginzburg-Syrovatsky transport equation for two limiting regimes — "thin" and "thick" targets, presenting the results of numerical calculations of the evolution of the accelerated proton spectrum in the solar chromosphere.

Key words: solar flare, proton spectrum, gamma rays

ВВЕДЕНИЕ

Мощные солнечные вспышки часто являются источником частиц, ускоренных до высоких энергий. Выяснение механизмов ускорения частиц, уточнение особенностей их генерации и временной эволюции их спектра является актуальной задачей. В отличие от электронов, проявляющихся во всем диапазоне электромагнитного излучения, протоны можно удаленно обнаружить лишь по γ-излучению. Протоны с энергией <10 МэВ и между 30 и 300 МэВ невидимы в солнечной атмосфере, поскольку отсутствуют ядерные реакции для генерации γ-излучения. Информация об ускорении протонов до 10–30 МэВ основана на наблюдениях линий γ-квантов в диапазоне энергий 2–7 МэВ. Появление же протонов с энергиями >300 МэВ можно идентифицировать по появлению специфической особенности в спектре высокоэнергетического γ-излучения — широкой линии распада пионов $p+A\rightarrow\pi^0+A;\ \pi^0\rightarrow\gamma\gamma$ [Murphy et al., 1987].

Спектр гамма-излучения зависит от спектра ускоренных протонов и характеристик той среды, в которой они оказались. В случае прямой инжекции ускоренных протонов в нижние, более плотные слои атмосферы Солнца, происходит сравнительно быстрая потеря их энергии за счет ионизации атомов и кулоновских столкновений со свободными электронами среды. При энергиях > 300 МэВ протоны теряют энергию преимущественно за счет генерации пионов. В сценарии захвата протонов в магнитную ловушку (рис. 1), эволюция их спектра может происходить длительное время непосредственно в ней с постепенным высыпанием частиц в хромосферу [Mandzhavidze, Ramaty, 1992; Hudson, 2018]. В этом случае гамма-излучение вспышки имеет продолжительный характер. В качестве ловушки могут выступать корональные петли, имеющие магнитную связь с областью вспышки.

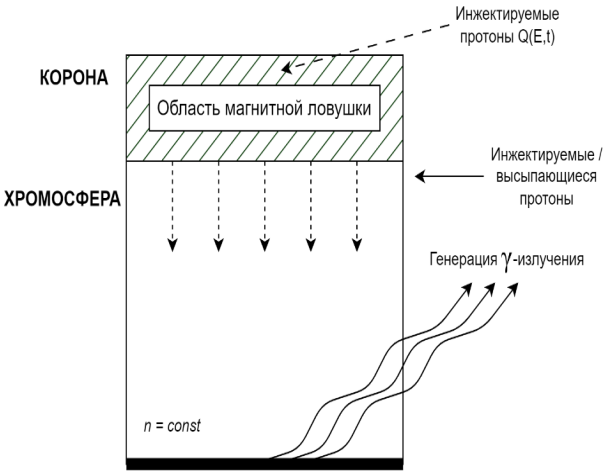

Рис. 1.

КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА

Перенос частиц в атмосфере Солнца можно описать с помощью кинетического уравнения Гинзбурга-Сыроватского [Гинзбург, Сыроватский 1963], имеющего смысл уравнения непрерывности в фазовом пространстве с учетом столкновений:

$$\frac{\partial N(E,t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E}(b(E)N(E,t)) + \frac{N(E,t)}{\tau_{ext}} = Q(E,t),$$

где $N(E,t)$ — локальная энергетическая функция распределения протонов, коэффициент $b(E)$ равен среднему приращению энергии частицы в единицу времени ($b < 0$ — частица отдает свою энергию):

$$b(E) = \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle \approx \frac{E}{\tau_{loss}},$$

τ_{ext} — среднее время пребывания ускоренных протонов в области взаимодействия или в области ловушки, $Q(E,t)$ — интенсивность источников или скорость инжекции частиц в единицу времени в единицу объема. Время τ_{ext}, складывается из времени жизни протонов τ_{pp}до их неупругого столкновения с ядрами среды и времени τ_{esc}удержания частиц в области захвата:

$$\frac{1}{\tau_{ext}} = \frac{1}{\tau_{pp}} + \frac{1}{\tau_{esc}}.$$

В работе [Kafexhiu et al., 2018] дается оценка времени удержания частиц в магнитной петле с характерным полем 100 Гс: $\tau_{esc} \approx 50$ с. В работе [Kocharov et al., 2000] приведены оценки τ_{esc} в зависимости от энергии и параметров магнитной петли (пробочное отношение магнитного поля, высота петли и т.д.).

Уравнение записано для частиц одного сорта, без учета флуктуаций энергии (для протонов и тяжелых ядер ввиду малой поправки можно пренебречь этим членом). Полагается случай однородного в пространстве процесса, где интенсивность источников не зависит от координат $\boldsymbol{x}$. В общем виде, кулоновские потери энергии в частично ионизованной среде можно рассматривать как сумму вкладов от взаимодействия со связанными и свободными электронами. Так, для непрерывных потерь $b(E)$ можно использовать формулу Бете-Блоха [Workman et al., 2022] с поправкой на степень ионизации χ плазмы [Emslie 1978; Belyaev 1996]. В расчетах ниже рассматривался случай полностью ионизованной среды, т.е. $\chi = 1$ (см. рис. 2). Вклад радиационных (синхротронных) потерь протонов пренебрежимо мал.

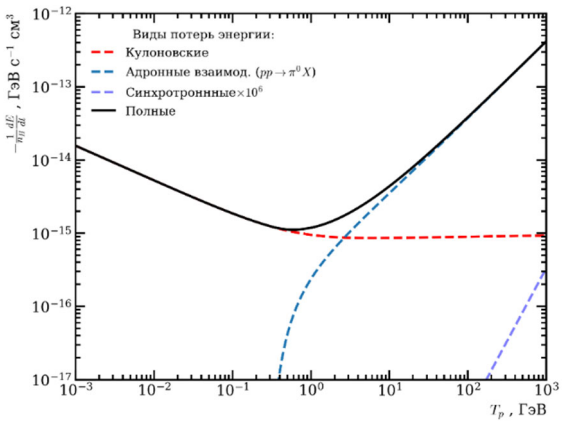

Рис. 2. Полные потери (сплошная линия) протонов и два основных вклада: кулоновские потери за счет взаимодействия со свободными электронами среды и потери на ядерные взаимодействия

Полученное с помощью метода функции Грина решение уравнения имеет вид (см., например, [Cheng, 1972]):

$$N(E,t) = \frac{1}{|b(E)|}\int_E^{\infty} dE_0 Q(E_0, t-\tau)$$

$$exp\left(-\int_{E_0}^{E} \frac{dE}{\tau_{ext} b(E)}\right)\Theta(\tau),$$

$$\tau(E,E_0) = \int_{E_0}^{E} \frac{dE}{b(E)},$$

где τ имеет смысл времени, за которое энергия протона уменьшится с E до E_0, $\Theta(\tau)$ — функция Хэвисайда.

От общего решения можно перейти к двум разным предельным случаям [Ramaty et al., 1975] тонкой и толстой мишени. Будем рассматривать непрерывную инжекцию частиц $Q(E,t) = Q(E)$. В режиме «тонкой» мишени время покидания частицами фазового объема τ_{ext} меньше времени потерь ими энергии τ_{loss} ($\tau_{loss} > \tau_{ext}$). Ускоренные частицы быстро покидают область взаимодействия, так что за время τ_{ext} источник $Q(E)$ не сильно изменяется в интервале энергии δE, где δE — потери энергии за время τ_{ext}. В этом же интервале энергий произведение $\tau_{ext} \cdot b(E)$ также является постоянной величиной. Тогда решение имеет вид:

$$N(E) \underset{\text{тонкаямишень}}{\approx} Q(E)\tau_{ext},$$

В режиме «толстой» мишени время потерь энергии частицами τ_{loss} меньше времени покидания области взаимодействия τ_{ext} ($\tau_{loss}\tau_{loss} < \tau_{ext}$). Решение в этом случае:

$N(E,t) \underset{\text{толстаямишень}}{\approx} \frac{1}{|b(E)|}\int_E^{E_{max}} dE_0 Q(E_0, t-\tau)$, где E_{max} из $t = \int_E^{E_{max}} \frac{dE}{b(E)}$.

На рис. 3 представлен расчет спектра протонов по формуле в сравнении с результатом из [Kafexhiu et al., 2018]. На графике «катастрофические потери» энергии (рождение нейтральных пионов) включены как непрерывные, что, вообще говоря, неверно, т.к. рассматриваются протоны в том числе с энергиями <1 ГэВ, где при единичном акте взаимодействия протон выбывает из рассматриваемого фазового пространства. Однако видно, что асимптотика решения совпадает с [Kafexhiu et al., 2018], где эти потери учтены как «катастрофические».

Как видно из рис. 3, с течением времени спектр протонов приходит в состояние насыщения

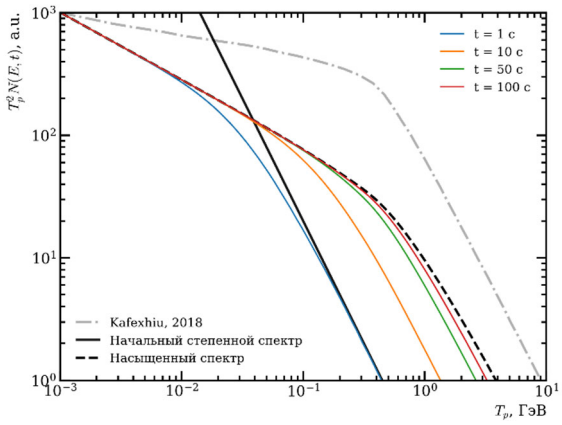

Рис. 3. Эволюция степенного спектра протонов в режиме толстой мишени

(через $t \approx 200$ с). Также наблюдается эффект излома и ужесточение спектра за счет эволюции, т.е. уменьшения показателя степени спектра с течением времени.

$$\text{с } Q(E) = C \cdot E^{-\alpha},\ \alpha = 4,\ n = 10^{13}\ \text{см}^{-3}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе транспортного уравнения Гинзбурга-Сыроватского для двух предельных режимов – «тонкой» и «толстой» мишени были сделаны расчеты спектра энергичных протонов. Предполагалась непрерывная инжекция частиц. Полученный результат можно использовать для расчета спектров гамма-излучения и анализа экспериментальных данных.

Авторы благодарят В.В. Гречнева и В.И. Киселева за полезные советы и обсуждение работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И. Происхождение космических лучей. Москва: Изд–во АН СССР, 1963. 385 с.

Belyaev G. et al. Measurement of the Coulomb energy loss by fast protons in a plasma target // Phys. Rev. E. 1996. V. 53, N 3. P. 2701–2707.

Cheng C.C. Theoretical studies of the flux and energy spectrum of gamma radiation from the Sun // Space Sci. Rev. 1972. V. 13, N 1. P. 3–123.

Emslie A.G. The collisional interaction of a beam of charged particles with a hydrogen target of arbitrary ionization level // Astrophys. J. 1978. V. 224. P. 241–246.

Hudson H.S. The relationship between long-duration gamma-ray flares and solar cosmic rays // in Space Weather of the Heliosphere: Processes and Forecasts, IAU Symp., Cambridge University Press, Cambridge 2018. V. 335. P. 49–53.

Hulot E., Vilmer N., Trottet G. Relative timing of solar prompt gamma-ray line and X-ray emission expected from a trap plus precipitation model for protons and electrons // A&A. 1989. V. 213, N 1–2. P. 383–396.

Kocharov L., Kovaltsov G.A., Torsti J. Trapping and precipitation of protons during stochastic acceleration in magnetic loops // Astrophys. J. 2000. V. 543. P. 438–446.

Kafexhiu E., Romoli C., Taylor A.M., Aharonian F. Energetic Gamma-Ray Emission from Solar Flares // Astrophys. J. 2018. V. 864, N 2. P. 148.

Mandzhavidze N., Ramaty R. Gamma rays from pion decay-Evidence for long-term trapping of particles in solar flares // Astrophys. J. Part 2-Letters. 1992. V. 396, N 2. P. L111–L114.

Murphy R. J., Dermer C. D., Ramaty R. High-energy processes in Solar flares // Astrophys. J. 1987. V. 63. P. 721–748.

Ramaty R., Kozlovsky B., Lingenfelter R.E. Solar gamma rays // Space Sci. Rev. 1975. V. 18, N 3. P. 351–388.

Workman R. L. et al. Review of Particle Physics // Prog. Theor. Exp. Phys. 2022. V. 2022. P. 083C01.