Об особенностях моделирования высокоэнергетического гамма-излучения в атмосфере Солнца

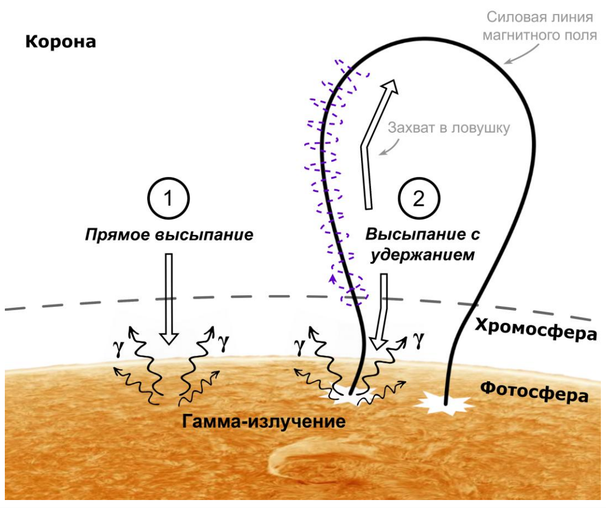
Кузьмицкий А. В.[1], Кочанов А. А.[1]

[1]Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

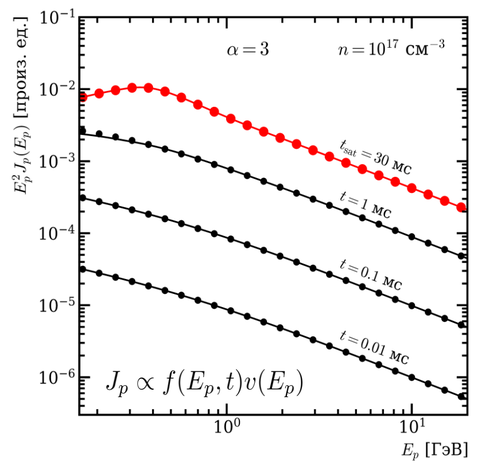
В работе проведено моделирование высокоэнергетического γ-излучения с энергией >100 МэВ, формируемого в результате неупругих соударений ускоренных протонов и более тяжёлых ионов в фотосфере и более глубоких слоях атмосферы Солнца. Форма спектра излучения напрямую зависит от первичного спектра ускоренных ионов и параметров среды, в которой они оказались. На основе **решения кинетического уравнения** в рамках модели толстой мишени с постоянной инжекцией показаны процесс быстрой эволюции спектра ускоренных ионов в среде и формирование итогового спектра γ-излучения. Помимо потерь энергии на кулоновские столкновения, в расчёте учтены неупругие ядерные реакции генерации вторичных протонов, а также процессы рождения нейтральных пионов – источников высокоэнергетического γ-излучения. Рассмотрено удержание частиц в магнитной ловушке.

I – Спектры ускоренных частиц:

Сценарии высыпания протонов



Эволюция спектра протонов при непрерывной инжекции (сценарий 1):



Красным цветом отмечен **режим насыщения** с формированием излома при 400 МэВ ввиду действия двух основных механизмов потерь энергии.

Эволюция спектров ускоренных частиц рассматривается в рамках **уравнения переноса** Гинзбурга-Сыроватского в приближении «leaky box» (Ginzburg V. L., Syrovatskii S. I. *Origin of cosmic rays*, 1963; Gaisser T.K. *Cosmic rays and particle physics*, 1990):

$$\frac{\partial f(E_p,t)}{\partial t} = \overset{1}{-\frac{\partial}{\partial E_p}\big(b(E_p)f(E_p,t)\big)} \overset{2}{-\frac{f(E_p,t)}{\tau_{\rm inel}(E_p)}} \overset{3}{-\frac{f(E_p,t)}{\tau_{\rm esc}(E_p)}} \overset{4}{+Q^{\rm p}(E_p,t)} \overset{5}{+Q^{\rm s}(E_p,t)}, \qquad (1)$$

где $f(E_p,t)$ – функция распределения частиц, **1** – описывает непрерывные потери энергии на кулоновские столкновения, **2** – описывает дискретные потери энергии на неупругие столкновения, описываемые средним временем жизни $\tau_{\rm inel}(E_p)^{-1} = nc\beta(E_p)\sigma^{pA}_{\rm inel}(E_p)$, **3** – $\tau_{\rm esc}(E_p)$, время высыпания протонов из магнитной ловушки (например, корональной петли), **4** – первичная функция инжекции $Q^{\rm p}(E_p,t) \propto E_p^{-\alpha}\Theta(E_p - E_p^{\max})r(t)$, **5** – вторичная функция инжекции частиц, учитывающая процесс регенерации протонов.

Нестационарное уравнение переноса частиц (1) может быть решено аналитически с помощью **метода функции Грина**, регенерация протонов может быть учтена посредством **метода последовательных приближений**. Однако решение такого уравнения является технически сложным → предпочтительно численное решение, например, по неявной **схеме типа Кранка-Николсон**, где решение на следующем шаге по времени $j+1$ в матричной записи имеет вид: $f^{j+1} = \hat{\mathbf{A}}^{-1}\left(\hat{\mathbf{B}}f^j + (Q^{\rm p}+Q^{\rm s})\Delta t\right)$, где $\hat{\mathbf{A}}$, $\hat{\mathbf{B}}$ – тридиагональные матрицы, коэффициенты которых конструируются с использованием членов уравнения **1-3**, Δt – шаг на сетке времени.

Рассматриваются **два сценария высыпания** ускоренных частиц в атмосферу Солнца (см. схему слева):

Сценарий 1 – прямое высыпание в плотный слой атмосферы

Решается одно уравнение без учёта магнитной ловушки. В приближении *толстой мишени* и *непрерывных потерь энергии* решение в режиме насыщения при постоянной инжекции имеет вид:

$$f(E_p,t) = \frac{1}{\bar{b}(E_p)}\int_{E_p}^{E_p^{\max}} Q^{\rm p}(E_p')\,{\rm d}E_p', \quad t = \int_{E_p}^{E_p^{\max}} \frac{{\rm d}E_p'}{\bar{b}(E_p')}.$$

где $\bar{b}(E_p) = ({\rm d}E_p/{\rm d}t)_{\rm coll} + E_p/\tau_{\rm inel}(E_p)$.

Для импульсной инжекции необходимо решать уравнение (1) без члена **3**.

← на графике слева показаны аналитический счёт (сплошные кривые) для толстой мишени и численное решение уравнения (кружки) для фотосферного значения плотности.

Сценарий 2 – высыпание с предварительным удержанием

Решается два уравнения: **I** – в короне без потерь энергии с учётом $\tau_{\rm esc}$ и **II** – в фотосфере, где функция первичной инжекции заменяется на $Q^{\rm p}(E_p,t) \to f(E_p,t)/\tau_{\rm esc}(E_p)$.

Численная модель счёта времени удержания частиц в магнитной петле, $\tau_{\rm esc}(E_p)$, взята из работы Kocharov L. et al. *ApJ* **519**, 2000.

Решение в короне получается аналитически и имеет вид:

$$f(E_p,t) = Q^{\rm p}(E_p)\int_{-\infty}^{t} r(t')\exp\left[-\frac{t-t'}{\tau_{\rm esc}(E_p)}\right]{\rm d}t'$$

При больших временах удержания (>40 мин) и плотных магнитных петлях (>10^{10} см$^{-3}$) потери энергии *начинают модифицировать* спектр, необходимо также решать **полное уравнение (1)**.

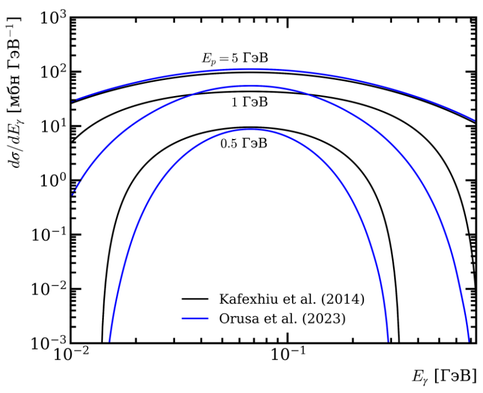
II – Спектры излучения:

В области энергий E_γ > 100 МэВ в излучении доминирует широкая линия распада нейтральных пионов, рассчитываемая по формуле:

$$\Phi_\gamma(E_\gamma,t) = \mathcal{C}\sum_{A,B} Y_p^{\,A} Y_t^{\,B} \int_{E_p^{\rm th}(A,B)}^{\infty} \frac{{\rm d}\sigma_\gamma^{AB}}{{\rm d}E_\gamma}(E_p,E_\gamma) f(E_p,t)\beta(E_p)\,{\rm d}E_p\,,$$

где $Y_p^{\,A}$, $Y_t^{\,B}$ – доли ядер налетающих частиц (A) и частиц мишени (B).

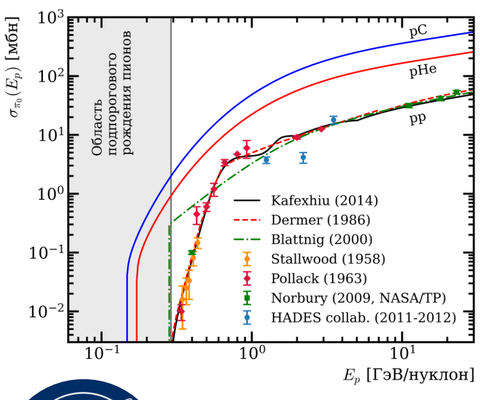
Учёт состава налетающих частиц проводится в рамах *модели «суперпозиции»*, в которой ионы рассматриваются как набор независимых нуклонов. Спектры ионов повторяют спектры нуклонов, т.е. имеют один и тот же степенной индекс.



Дифференциальные сечения генерации излучения в *pp*-столкновениях

В *численной модели расчёта сечения* Kafexhiu E. et al. *Phys. Rev. D* **90**, 2014 учтены низкоэнергетич. вклады (разные каналы генерации π^0).

Orusa L. et al. *Phys. Rev. D* **107**, 2023 фокусируется на диапазоне энергий >1 ГэВ с учётом вклада в сечение от других мезонов, барионов и гиперонов.



Полное сечение генерации нейтрального пиона

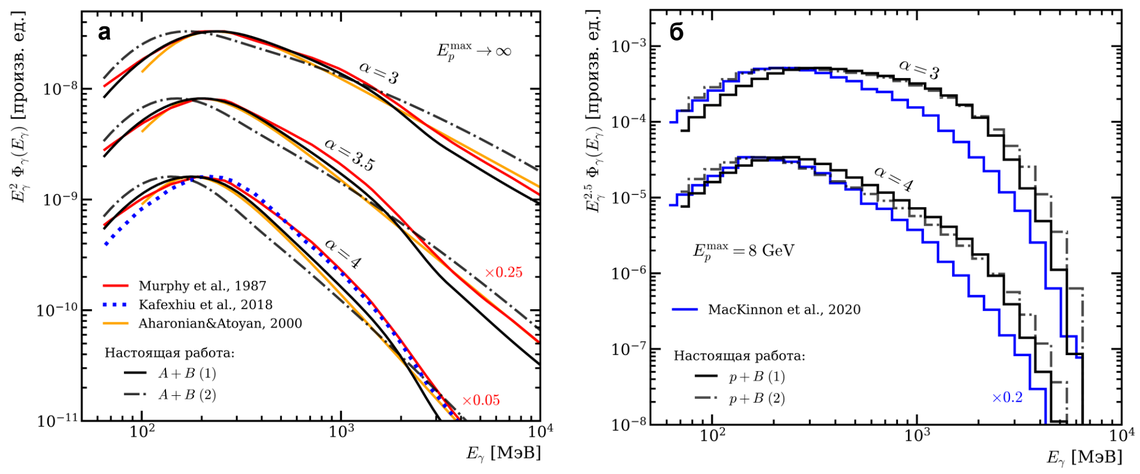
По параметризации Kafexhiu E. et al. *Phys. Rev. D* **90**, 2014: ${\rm d}\sigma_\gamma^{AB}/{\rm d}E_\gamma \propto \sigma_{\pi^0}(E_p)$ при E_γ < 2 ГэВ. При больших энергиях форма итогового спектра излучения определяется, в том числе, зависимостью **полного неупругого сечения** *pp*-столкновений от энергии.

При ядерных столкновениях учитывается вклад от подпорогового рождения пионов.

Результаты расчёта:

(а) Спектры излучения, соответствующие счёту в рамках сценария 1, показаны в сравнении с расчётами других авторов (Murphy R. J. et al. *ApJS* **63**, 1987; Aharonian F., Atoyan A. *A&A* **362**, 2000; Kafexhiu E. et al. *ApJ* **864**, 2018);

(б) Те же спектры в рамках сценария 1 в сравнении с расчётом Монте-Карло из MacKinnon A. et al. *Sol.Phys.* **295**, 2020 с учётом обрезания спектра при 8 ГэВ.



Дифференциальные сечения из: (1) – Kafexhiu E. *Phys. Rev. C* **94** (6), 2016, (2) – Orusa L. et al. *Phys. Rev. D* **107**, 2023

Выводы:

- Приведено численное моделирование эволюции спектров протонов в атмосфере Солнца и связанного с ними γ-излучения с E_γ > 100 МэВ;
- Продемонстрирована чувствительность спектров γ-излучения к выбору параметризаций сечений. Из сравнения полученных спектров с расчётами других авторов видно, что до сих пор сохраняется неопределённость в результатах моделирования, что может влиять на отождествление спектров вторичного излучения со спектрами ускоренных частиц;
- Планируется использовать полученные результаты для интерпретации данных Fermi/LAT и будущих миссий Gamma-400, HERD или SPARK.

a.kuzmitskiy@iszf.irk.ru

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации