

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАНОВСПЫШЕК МАЛОЙ МОЩНОСТИ

MEASUREMENT OF ENERGY DISTRIBUTION FOR LOW POWER NANOFLARES

С.А. Богачёв 

Институт космических исследований РАН,
Москва, Россия, bogachev.sergey@gmail.com
Самарский национальный исследовательский университет
им. академика С.П. Королева,
Самара, Россия

S.A. Bogachev

Space Research Institute of RAS,
Moscow, Russia, bogachev.sergey@gmail.com
Samara National Research University,
Samara, Russia

Н.Ф. Ерхова 

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия, erhovanf@lebedev.ru

N.F. Erkhova

P.N. Lebedev Physical Institute of RAS,
Moscow, Russia, erhovanf@lebedev.ru

Аннотация. В работе предложен метод измерения энергетического распределения вспышек малой энергии (нановспышек) в области ниже 10^{23} эрг. В качестве примера измерен спектр нановспышек в области 10^{21} – 10^{26} эрг для двух участков спокойной короны Солнца, наблюдавшихся телескопом SDO/AIA в канале 171 Å в мае 2019 г. Показано, что спектр нановспышек является степенным в области энергий 10^{22} – 10^{26} эрг. Наклон спектра в этой области является постоянным, т. е. не зависит от энергии. Ниже 10^{22} эрг начинается завал спектра. Для энергий менее 10^{21} эрг метод не дает статистически значимых результатов из-за высоких погрешностей. Результаты исследования указывают, что солнечные нановспышки могут быть обнаружены вплоть до энергий 10^{21} – 10^{22} эрг. Ранее сообщалось об измерениях спектра только в области 10^{23} эрг и выше. Полный поток энергии нановспышек в области выше 10^{22} эрг для исследованных участков короны составил $P \approx 2 \cdot 10^4$ эрг·см⁻²·с⁻¹, что примерно в 15 раз меньше, чем требуется для полной компенсации тепловых потерь короны.

Ключевые слова: солнечная активность, нановспышки, нагрев короны.

Abstract. We propose a method to measure the energy distribution of low-energy flares (nanoflares) in the energy range below 10^{23} erg. As an example, we measured the spectrum of nanoflares in the 10^{21} – 10^{26} erg range for two Sun's frames observed by the SDO/AIA telescope in the 171 Å channel. Nanoflares are shown to have the power law spectrum in the 10^{22} – 10^{26} erg range. The spectral index is approximately constant, i.e. energy-independent. For energies below 10^{22} erg, the spectrum begins to collapse. For lower energies, below 10^{21} erg, the method does not give statistically significant results due to major errors. The results of the study indicate that solar nanoflares can be detected up to 10^{21} – 10^{22} erg energies. Results have previously been reported only for 10^{23} erg and above. The total energy flux of nanoflares in the energy range above 10^{22} erg, according to our data, is $P \approx 2 \times 10^4$ erg cm⁻² s⁻¹, which is about 15 times less than heating losses of the solar corona.

Keywords: solar activity, nanoflares, coronal heating.

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о механизме нагрева короны является одним из основных в современной физике Солнца. В 1980-х гг. Паркером была разработана теория формирования горячей короны за счет вспышек малой энергии [Parker, 1983, 1988], которая привлекла внимание к так называемым нановспышкам на Солнце. К последним обычно относят вспышки с энергией от 10^{24} до 10^{27} эрг, что составляет 10^{-9} – 10^{-6} энергии крупной солнечной вспышки, равной 10^{33} эрг (см., например, обзор [Богачёв и др., 2020]).

Полная энергия, которая высвобождается в нановспышках, зависит от их энергетического распределения. В 1991 г. Хадсон [Hudson, 1991] предположил, что это распределение является степенным, т. е. описывается формулой

$$N(E) = AE^{-\varphi}. \quad (1)$$

Здесь N — число нановспышек в зависимости от их энергии E ; φ — индекс степенного распределения; A — множитель, определяемый из условия нормировки. В этом случае полная энергия нановспышек в области $[E_0, E_1]$ равна

$$P = \int_{E_0}^{E_1} AE^{-\varphi} E dE = \frac{A}{2-\varphi} (E_1^{2-\varphi} - E_0^{2-\varphi}). \quad (2)$$

Согласно собственным оценкам Хадсона, соответствующий темп энерговыделения составил $2 \cdot 10^{25}$ эрг/с. При этом радиационное охлаждение спокойной короны происходит с темпом $\sim 6 \cdot 10^{27}$ эрг/с (см., например, [Withbroe, Noyes, 1977]). Соответственно, энергии нановспышек в области 10^{24} – 10^{27} эрг оказываются недостаточно для компенсации потерь короны на излучение.

Из формулы (2) следует, что если спектр вспышек является степенным с показателем $\varphi > 2$, то основная

Измерения спектра солнечных нановспышек с 1998 по 2022 г.

| Работа | Прибор (канал) | Диапазон энергий, эрг | Показатель степени ϕ |
|---------------------------|-----------------------------------|-----------------------|---------------------------|
| Berghmans et al., 1998 | EIT (304, 195) | 10^{24} – 10^{27} | 1.9, 1.35 |
| Aschwanden et al., 2000 | TRACE (171/195) | 10^{24} – 10^{26} | 1.79 |
| Parnell, Jupp, 2000 | TRACE (171, 195) | 10^{23} – 10^{26} | 2.4 |
| Benz, Krucker, 2002 | EIT (171/195) | 10^{25} – 10^{27} | 2.3 |
| Aschwanden, Parnell, 2002 | TRACE (171, 195) | 10^{25} – 10^{27} | 1.86, 1.81 |
| Ульянов и др., 2019 | AIA (171) | 10^{23} – 10^{26} | 2.18–2.42 |
| Purkhart, Veronig, 2022 | AIA (94, 131, 171, 193, 211, 335) | 10^{24} – 10^{29} | 2.02–2.47 |

энергия будет высвобождаться во вспышках малых энергий. При $\phi < 2$ основная энергия высвобождается в больших вспышках. При $\phi = 2$ энергия распределена равномерно. В работе Хадсона было получено значение $\phi \approx 1.8$.

Впоследствии значение ϕ исследовалось рядом авторов. Основные полученные результаты приведены в таблице.

Эти данные не позволяют сделать однозначный вывод, какое условие выполняется: $\phi > 2$ (малые вспышки доминируют над большими вспышками) или $\phi < 2$ (большие вспышки доминируют над малыми). Отметим, однако, что в двух наиболее современных исследованиях, проведенных по данным телескопа SDO/AIA [Ульянов и др., 2019; Purkhart, Veronig, 2022], было получено значение $\phi > 2$. В то же время интегральное энерговыделение нановспышек в обоих случаях оказалось меньше, чем требуется для нагрева короны. Так, Ульянов и др. [2019] для диапазона 10^{23} – 10^{26} эрг получили значение энерговыделения $9 \cdot 10^3$ эрг·см⁻²·с⁻¹. Purkhart, Veronig [2022] для диапазона 10^{24} – 10^{29} эрг получили значение $3.7 \cdot 10^4$ эрг·см⁻²·с⁻¹. И в том и в другом случаях это оказалось меньше, чем потери энергии короной, составляющие $\sim 3 \cdot 10^5$ эрг·см⁻²·с⁻¹ [Withbroe, Noyes, 1977]. В целом, при $\phi \approx 2$ энерговыделение слабо зависит от пределов интегрирования.

Ульянов и др. [2019] предположили, что недостающая энергия может быть «найдена», если распределение нановспышек продолжается в область ниже 10^{23} эрг. Они оценили, что если продолжить распределение до энергий 10^{21} эрг, полное энерговыделение вспышек в области 10^{21} – 10^{26} эрг становится сравнимо с энергией, которую корона теряет через излучение. В то же время методы поиска нановспышек, использовавшиеся в работах [Ульянов и др., 2019; Purkhart, Veronig, 2022], не позволяют регистрировать вспышки в области ниже 10^{23} эрг, так как они становятся неотличимы от шума изображения.

Завершинский и др. [2022] предложили новый метод детектирования нановспышек, который не позволяет измерить энергию каждой отдельной нановспышки, но дает возможность оценки полного количества вспышек даже в области очень низких энергий. Используя этот метод, они, в частности, получили вывод о равномерном пространственном распределении нановспышек по гелиографическим широтам, что существенно отличает их от обычных вспышек, наблюдающихся в поясах активности. Мы предполагаем, что данный метод можно применить

также для оценки формы энергетического распределения нановспышек в области очень малых энергий, не доступных для иных методов.

В настоящей работе мы проводим такое исследование и представляем его результаты. Структура работы следующая. В разделе 1 мы перечисляем использованные данные наблюдений и кратко излагаем метод обработки. В разделе 2 изложены полученные результаты. Раздел 3 содержит обсуждение и выводы.

1. ДАННЫЕ И МЕТОД

В настоящее время основным источником данных для поиска нановспышек являются высокодетальные изображения короны Солнца в вакуумной УФ-области спектра (~ 100 Å). Нановспышки на таких изображениях наблюдаются как локальный всплеск излучения, часто происходящий всего в одном пикселе (иногда в нескольких смежных пикселях) изображения и продолжающийся не более нескольких десятков секунд. Мы использовали в исследовании такие данные, полученные телескопом AIA [Lemen et al., 2012] на борту космической обсерватории SDO в канале 171 Å.

Телескоп AIA предоставляет изображения полного диска Солнца размером 4096×4096 пикселей с угловым разрешением 0.6'' на пиксель и временным шагом между изображениями 12 с. Излучение в канале 171 Å формируется главным образом спектральной линией железа FeIX при температуре $\sim 0.6 \cdot 10^6$ К, что находится в хорошем согласии с температурой плазмы в солнечных нановспышках.

Для исследования нами были выбраны два фрагмента Солнца, показанные на рис. 1. Соответствующая серия изображений была получена AIA 20 мая 2019 г. в 12:00–13:00 UT. Число изображений в серии — 300, размеры фрагментов — 512×512 пикселей. Фрагменты расположены симметрично относительно центра видимого солнечного диска в северном и южном полушариях. Основным различием между фрагментами была разная яркость солнечного диска: северный фрагмент имел несколько более высокую яркость, чем южный. Мы нашли это полезным, чтобы проверить метод в разных условиях. В остальном период наблюдений был выбран относительно случайно, так как основной целью работы было исследование принципиальной возможности обнаружения нановспышек очень малых энергий, а не изучение конкретного периода или области на Солнце.

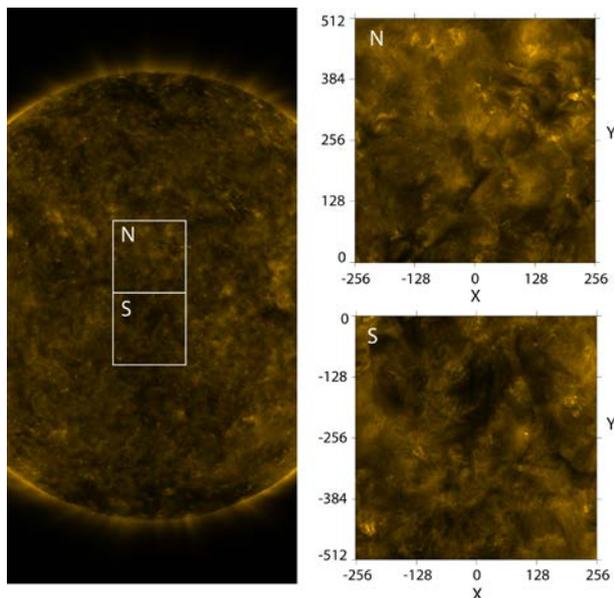


Рис. 1. Фрагменты спокойной короны Солнца, исследованные в работе: N — северный фрагмент, S — южный

При работе с данными космических телескопов часто требуется дополнительная обработка изображений: в частности, компенсация смещения солнечного диска из-за дрожания оси космического аппарата, компенсация дифференциального вращения Солнца, учет неоднородной чувствительности детектора (функция плоского поля), а также устранение следов заряженных частиц и сигнала в плохих пикселях на изображении. Поскольку мы использовали данные AIA уровня 1, в них предварительно проведена коррекция плоского поля, а также убраны поврежденные пиксели и следы частиц. Положение центра Солнца контролировалось нами по данным в заголовке FITS-файлов. Согласно этим данным, дрожание отсутствовало либо было предварительно устранено. Это подтвердилось и при визуальном изучении изображений. Мы пренебрегли также дифференциальным вращением Солнца, поскольку характерная продолжительность исследовавшихся событий составляла 12 с, и максимальное смещение изображения за такой промежуток времени составляло менее 0.06 размера пикселя. В целом, мы пришли к выводу, что предварительная обработка изображений уровня 1 достаточна для нашего исследования и дополнительная обработка не требуется. В работе [Завершинский и др., 2022] дополнительная обработка изображений также не проводилась. В [Purkhart, Veronig, 2022] проводилась только компенсация дифференциального вращения, так как изучались более продолжительные события.

Ниже мы излагаем метод анализа данных для северного фрагмента. Для южного фрагмента анализ данных проводился таким же образом. Для него мы приводим в работе только конечный результат.

В соответствии с методом, изложенным в работе Завершинского и др. [2022], мы преобразовали серии изображений в куб данных $I_i(x, y)$, где i — номер изображения от 1 до 300; x, y — координаты пикселя (от 1 до 512). Далее была вычислена разность

$$DI_i(x, y) = I_{i+1}(x, y) - I_i(x, y). \quad (3)$$

Величина $DI_i(x, y)$, таким образом, равна изменению (увеличению/уменьшению) сигнала в пикселе (x, y) при переходе от изображения с номером i к изображению с номером $i+1$.

В отсутствие вспышек и иных проявлений активности основной причиной изменения сигнала на изображениях AIA является фотонный шум. По этой причине можно предположить, что массив DI будет иметь нормальное (гауссово) распределение со средним значением около нуля и дисперсией σ , пропорциональной $\sim I^{0.5}$. Завершинский и др. [2022], используя сведения о калибровке телескопа AIA [Voerner et al., 2012], определили теоретическую зависимость $\sigma(I)$ для канала 171 Å

$$\sigma(I) \approx 1.08I^{0.5} \quad (4)$$

и показали, что она находится в хорошем согласии с экспериментальным значением

$$\sigma(I) \approx 1.06I^{0.52}. \quad (5)$$

Хотя формулы (4) и (5) почти идентичны, экспериментальное распределение не может полностью совпадать с теоретическим, поскольку изменения DI формируются не только фотонным шумом, но и в результате реальных физических процессов, влияющих на излучение. В частности, в спокойной короне Солнца в отсутствие крупных вспышек или иных существенных проявлений активности существенное влияние на форму распределения DI должны оказывать нановспышки.

Согласно экспериментальным данным, распределение нановспышек по энергиям имеет степенную форму. По этой причине отличие спектра DI от гауссовой формы должно быть особенно заметно при больших значениях DI , где степенное распределение должно доминировать над экспоненциальным. Соответствующую разницу между гауссовым распределением, формируемым шумом, и фактическим распределением, полученным из обработки данных, мы будем интерпретировать как возможный вклад событий малых энергий.

Для определения данного вклада мы разбили диапазон измерений на интервалы шириной 10 отсчетов и для каждого интервала определили функцию DI по формуле (3), после чего построили соответствующее нормальное распределение Гаусса и фактическое распределение. Был исследован диапазон сигнала от 130 до 320, поскольку предварительное исследование показало, что для данного фрагмента Солнца в нем содержится более 90 % всех событий. За пределами данного диапазона из-за малого числа событий возникают значительные статистические погрешности.

Пример проведенной обработки (для диапазона интенсивности от 200 до 210 отсчетов) показан на рис. 2. Фактически измеренные значения DI в данном диапазоне интенсивности лежали в области примерно ± 100 отсчетов. Теоретическое значение дисперсии для данного диапазона, определенное по формуле (4), $\sigma(I) = 15.46$. Фактическое значение составило $\sigma(I) = 16.28$. Область I показывает нормальное (гауссово) распределение для среднего значения $\mu = 0$ и дис-

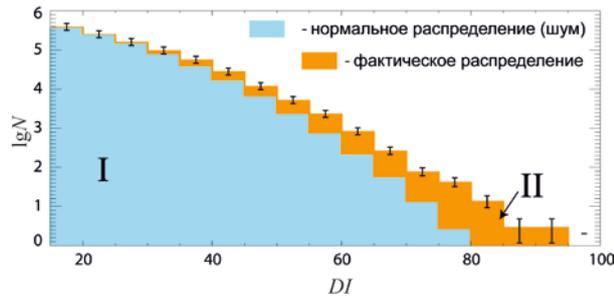


Рис. 2. Пример обработки изображения: область I — нормальное распределение сигнала, соответствующее шуму; область II — фактическое распределение, измеренное на изображении

персии $\sigma = 15.46$. Распределение нормировано на полное число событий в диапазоне от 200 до 210. Область II показывает фактическое распределение, т. е. экспериментальное число событий, найденных в соответствующем интервале значений.

Ошибка измерений, приведенная на рис. 2, определялась как суперпозиция статистической погрешности и погрешности, вызванной дискретностью измерений. Последнюю мы считали равной $1/5$, так как распределение DI было построено с шагом 5 отсчетов. Таким образом

$$err = \sqrt{(\sqrt{n})^2 + 0.2^2}, \quad (6)$$

где n — число событий в интервале.

Как и ожидалось, наиболее значительное расхождение между распределением шума и фактическим распределением наблюдается в области больших значений DI . В частности, для $DI > 70$ (соответствует уровню примерно 4.5σ) для распределения шума (область I) должно было наблюдаться всего 16 событий. Фактически же в этой области было обнаружено 149 событий (область II).

Разница между фактическим распределением (область II) и распределением шума (область I) показана на рис. 3. Отметим, что в области $DI < 30$ ошибки измерения становятся сравнимы с измеренными значениями. Аналогичная ситуация наблюдается в области $DI > 85$, но по иной причине — из-за малого числа событий в этой области.

Соответствующая процедура была выполнена для всех интервалов в диапазоне интенсивности от 130 до 320 (напомним, что на рис. 2, 3 показаны результаты только для интервала 200–210). Далее все распределения были просуммированы и получено интегральное распределение для всего диапазона значений I . Соответствующие распределения для северного и южного фрагмента Солнца, а также процедура их нормировки приведены в разделе 2.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4 показан график интегрального распределения всех событий, превышающих уровень шума, для северного фрагмента Солнца. Значения N (ось Y) приведены к единицам число событий $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Как уже отмечалось, вспышки малых энергий по современным представлениям имеют степенное распределение, которое описывается формулой (1).

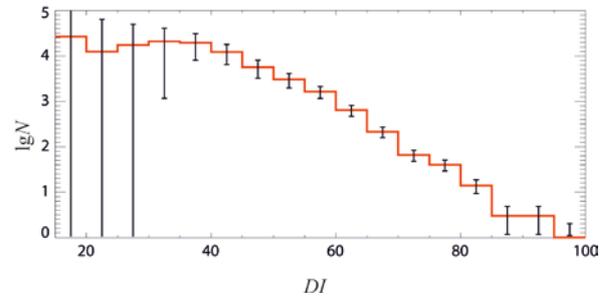


Рис. 3. Разница между фактическим распределением (область II на рис. 2) и нормальным распределением (область I на рис. 2)

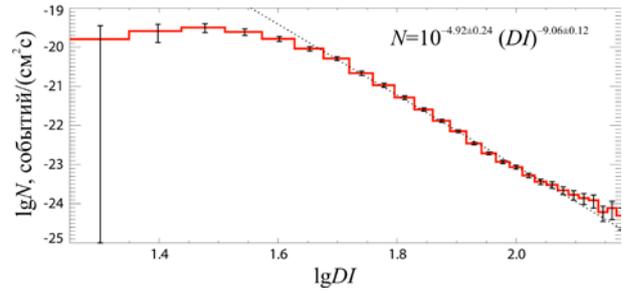


Рис. 4. Интегральное экспериментальное распределение событий малой энергии $N(DI)$, измеренное для северного фрагмента Солнца

В логарифмическом представлении степенная функция превращается в линейную:

$$\lg N = \lg A - \phi \lg E. \quad (7)$$

В соответствии с рис. 4, распределение $N(DI)$ имеет степенную форму в диапазоне DI от ~ 50 до 150 (в логарифмическом представлении от ~ 1.7 до 2.2). В области $DI < 50$ график отклоняется от степенной зависимости. Такой завал графика на малых энергиях является обычным для распределений нановспышек (см., например, [Ульянов и др., 2019; Purkhart, Veonig, 2022]) и связан с невозможностью детектирования нановспышек ниже порога чувствительности, зависящего от выбранного метода. В двух приведенных выше работах порог устанавливался на уровне 5σ , поскольку ниже этого уровня использованный метод не позволял отличить отдельные нановспышки от шума. В данной работе используется иной принцип — регистрируются не отдельные нановспышки, а полное число событий; по этой причине мы полагаем, что этот порог может быть смещен в сторону более низких энергий.

С целью сопоставления полученного распределения с работами других авторов мы произвели калибровку графика на рис. 4 для перехода $N(DI)$ к $N(E)$, т. е. к зависимости от энергии E . Прежде всего, поскольку распределение $N(DI)$ является степенным, так же как и распределение $N(E)$, мы предположили, что отсчеты DI и энергия E связаны соотношением

$$DI = BE^b. \quad (8)$$

Только в этом случае распределение при преобразовании сохранит степенную форму.

Степенная часть графика на рис. 4 описывается формулой

$$N = C(DI)^{-c}. \quad (9)$$

В соответствии с рис. 4, $C = 10^{-4.92 \pm 0.24}$, $c = -9.06 \pm 0.12$.

В этом случае, сравнивая формулы (1) и (9), можно записать

$$dN = C(DI)^{-c} d(DI) = AE^{-\varphi} dE. \quad (10)$$

Отсюда с учетом (8) получаем:

$$CB^{1-c} bE^{-(cb+1-b)} = AE^{-\varphi}. \quad (11)$$

Таким образом,

$$A = CB^{1-c} b, \quad (12)$$

$$\varphi = cb + 1 - b. \quad (13)$$

Для нормировки будем использовать работу [Ульянов и др., 2019], где было построено распределение по энергиям нановспышек в диапазоне энергий от 10^{23} до 10^{25} эрг в том же канале 171 \AA телескопа AIA в схожих условиях минимума солнечной активности. Форма распределения в [Ульянов и др., 2019] имела вид (мы преобразовали его в удобный нам формат)

$$N = 10^{7.4} E^{-2.18 \pm 0.2} [\text{событий см}^{-2} \text{ с}^{-1}]. \quad (14)$$

Отсюда $A = 10^{7.4}$, $\varphi = 2.18 \pm 0.2$. Погрешность для множителя A в работе [Ульянов и др., 2019] не приведена. Соответственно, из (12), (13) находим:

$$b = \frac{\varphi - 1}{c - 1} = 0.146, \quad (15)$$

$$\lg B = \frac{\lg A - \lg C - \lg b}{1 - c} = -1.63. \quad (16)$$

В соответствии с (8), определяем формулу для перенормировки оси X графика на рис. 4:

$$\lg E = \frac{1}{2}(\lg DI - \lg B) = 6.81 \lg DI + 11.2. \quad (17)$$

Перенормировка для оси Y может быть найдена из соотношения:

$$N(E)dE = N(DI)d(DI). \quad (18)$$

В литературе спектр нановспышек обычно строят не в единицах число событий $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а в единицах потока энергии P эрг $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Связь между $P(E)$ и $N(E)$ определяется как

$$P(E) = EN(E). \quad (19)$$

Переходя от N к P , формулу (18) можно записать как

$$P(E)dE = EN(DI)d(DI). \quad (20)$$

Подставляя (8) в (18) получаем искомое условие нормировки для оси Y графика на рис. 4:

$$\lg P(E) = \lg N(DI) + \lg(DI) + \lg b. \quad (21)$$

Результат — график, переведенный из единиц $N(DI)$ к единицам $P(E)$, показан на рис. 5. Для сопоставления на него нанесено распределение из [Ульянов и др., 2019] (см. рис. 7 в соответствующей работе).

На рис. 6 представлен спектр, полученный таким же способом для южного фрагмента Солнца.

3. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Вопрос о наличии на Солнце вспышек очень малых энергий в диапазоне ниже 10^{23} эрг все еще не имеет однозначного ответа. Современные наблюдения, осу-

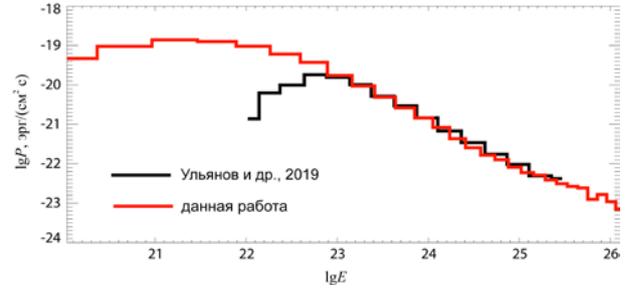


Рис. 5. Распределение $P(E)$ потока энергии, связанного с нановспышками, измеренное для северного фрагмента Солнца

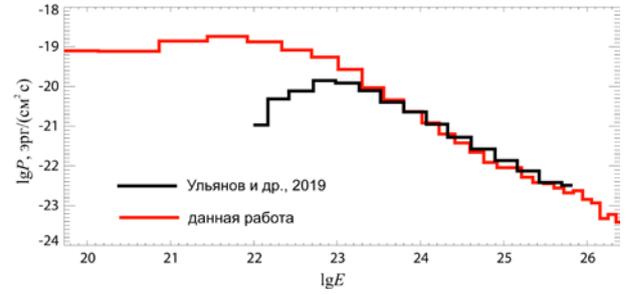


Рис. 6. То же для южного фрагмента Солнца

ществляемые с помощью телескопов AIA, не позволяют уверенно выделять события в этом диапазоне, так как их амплитуда оказывается сравнимой с амплитудой фотонного шума. В то же время наличие или отсутствие таких событий имеет существенное значение для проблемы нагрева короны, так как полной энергии нановспышек в исследованной области (выше 10^{23} эрг) не хватает для полной компенсации потерь короны на излучение. По этой причине в настоящее время широко исследуются объекты других типов с малым энерговыделением, например микровспышки [Кириченко, Богачев, 2013; Kirichenko, Bogachev, 2017; Mitra-Kraev, Del Zanna, 2019; Li et al., 2022], яркие точки [Ульянов и др., 2010], спикюлы и макроспикулы [Loboda, Bogachev, 2015, 2017, 2019; Cho et al., 2019; Shimojo et al., 2020], а также источники плазмы высокой температуры — как малоразмерные (например, рентгеновские точки [Reva et al., 2012, 2018; Madjarska, 2019]), так и крупные высокотемпературные области, формирующиеся во время вспышек, а также в спокойной короне [Гречнев и др., 2006]. Широко обсуждается также возможность нагрева плазмы во время выбросов корональной массы [Murphy et al., 2011; Reva et al., 2022].

Вместе с тем нельзя исключать и самое простое решение данной проблемы, а именно, поиск вспышек еще более низкой мощности, большое количество которых может хотя бы частично решить проблему недостающей энергии для нагрева короны.

В настоящей работе мы исследовали возможность статистического выделения малых событий (нановспышек) из фотонного шума на изображениях SDO/AIA в линии 171 \AA . Мы исходили из того, что распределение нановспышек, согласно исследованиям некоторых авторов, имеет степенную форму и по этой причине, начиная с какого-то порога, должно доминировать над распределением шума. Данное предположение заимствовано нами из работы [За-

вершинский и др., 2022]. Для решения поставленной задачи мы изучили два фрагмента спокойного Солнца, наблюдавшиеся SDO/AIA в минимуме солнечной активности в мае 2019 г. В обоих случаях мы, действительно, обнаружили расхождение между теоретическим распределением для фотонного шума и фактическим распределением сигнала. Разница между распределениями имеет степенную форму, т. е. согласуется с ожидаемым распределением солнечных вспышек малых энергий. Мы разработали метод калибровки спектра путем сравнения его с распределениями нановспышек, полученными другими авторами. В качестве спектра сравнения мы выбрали распределение нановспышек из работы [Ульянов и др., 2019], измеренное в ноябре 2010 г. Спектр был получен в том же диапазоне 171 Å, в котором проводились наши исследования, а также в схожих условиях — вблизи минимума солнечной активности.

Предварительные результаты исследования (рис. 5, 6 для разных фрагментов Солнца) показывают, что вклад вспышек малых энергий можно проследить как минимум до $\sim 10^{22}$ эрг, что примерно на порядок величины ниже, чем порог, до которого нановспышки обнаруживаются методами, основанными на поиске отдельных событий. В области энергий ниже 10^{22} эрг происходит завал спектра — это значит, что либо при таких энергиях число нановспышек начинает уменьшаться, либо точности метода становится недостаточно.

Полный поток энергии нановспышек в области от 10^{22} эрг до 10^{26} эрг, согласно нашим данным, составляет $P \approx 2 \cdot 10^4$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Отметим, что этого все еще недостаточно для компенсации радиационных потерь солнечной короны, составляющих $3 \cdot 10^5$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ [Withbroe, Noyes, 1977].

Несмотря на это, мы полагаем, что предложенный в работе метод является перспективным, а также предварительно подтверждает возможность обнаружения солнечных нановспышек вплоть до энергий 10^{22} эрг. Согласно нашим результатам, наклон спектра малых вспышек в области энергий от 10^{22} эрг до 10^{23} эрг не изменяется и совпадает с наклоном спектра в области от 10^{23} эрг до 10^{26} эрг. Мы считаем этот факт существенным для ведущейся дискуссии о сохранении формы спектра вспышек в области низких энергий или формировании здесь излома.

Работа частично (раздел 1, автор С.А. Богачёв) выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект 22-22-00879).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Богачёв С.А., Ульянов А.С., Кириченко А.С. и др. Микровспышки и нановспышки в короне Солнца. *Успехи физических наук*. 2020. Т. 190, № 8. С. 838–858. DOI: [10.3367/UFNr.2019.06.038769](https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.06.038769).

Гречнев В.В., Кузин С.В., Уралов А.М. и др. О долгоживущих горячих корональных структурах, наблюдавшихся на ИСЗ КОРОНАС-Ф/СПИРИТ в линии Mg XII. *Астрономический вестник. Исследования солнечной системы*. 2006. Т. 40. № 4. С. 314–322.

Завершинский Д.И., Богачёв С.А., Белов С.А., Леденцов Л.С. Метод поиска нановспышек и их пространственное распределение в короне Солнца. *Письма в Астрономический журнал: Астрономия и космическая физика*. 2022. Т. 48, № 9. С. 665–675. DOI: [10.31857/S0320010822090091](https://doi.org/10.31857/S0320010822090091).

Кириченко А.С., Богачёв С.А. Длительный нагрев плазмы в солнечных микровспышках рентгеновского класса A1. 0 и ниже. *Письма в Астрономический журнал: Астрономия и космическая астрофизика*. 2013. Т. 39, № 11. С. 884–884. DOI: [10.7868/S0320010813110041](https://doi.org/10.7868/S0320010813110041).

Ульянов А.С., Богачёв С.А., Кузин С.В. Динамика ярких точек и выбросов на солнце по наблюдениям прибора ТЕСИС на спутнике КОРОНАС-Фотон. *Астрономический журнал*. 2010. Т. 54, № 10. P. 1030–1040.

Ульянов А.С., Богачёв С.А., Рева А.А. и др. Распределение энергии нановспышек в минимуме и на фазе роста 24 солнечного цикла. *Письма в Астрономический журнал: Астрономия и космическая астрофизика*. 2019. Т. 45, № 4. С. 290–300. DOI: [10.1134/S0320010819040077](https://doi.org/10.1134/S0320010819040077).

Aschwanden M.J., Parnell C.E. Nanoflare statistics from first principles: fractal geometry and temperature synthesis. *Astrophys. J.* 2002. Vol. 572, no. 2. P. 1048. DOI: [10.1086/340385](https://doi.org/10.1086/340385).

Aschwanden M.J., Tarbell T.D., Nightingale R.W., et al. Time variability of the “Quiet” sun observed with TRACE. II. Physical parameters, temperature evolution, and energetics of extreme-ultraviolet nanoflares. *Astrophys. J.* 2000. Vol. 535, no. 2. P. 1047. DOI: [10.1086/308867](https://doi.org/10.1086/308867).

Benz A.O., Krucker S. Energy distribution of microevents in the quiet solar corona. *Astrophys. J.* 2002. Vol. 568, no. 1. P. 413. DOI: [10.1086/338807](https://doi.org/10.1086/338807).

Berghmans D., Clette F., Moses D. Quiet Sun EUV transient brightenings and turbulence. A panoramic view by EIT on board SOHO. *Astronomy and Astrophysics*. 1998. Vol. 336. P. 1039–1055.

Boerner P., Edwards C., Lemen J., et al. Initial calibration of the atmospheric imaging assembly (AIA) on the solar dynamics observatory (SDO). *Solar Phys.* 2012. Vol. 275. P. 41–66. DOI: [10.1007/s11207-011-9804-8](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9804-8).

Cho I.-H., Moon Y.-J., Cho K.-S., et al. A new type of jet in a polar limb of the solar coronal hole. *Astrophys. J. Lett.* 2019. Vol. 884, no. 2. P. L38. DOI: [10.3847/2041-8213/ab4799](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab4799).

Hudson H.S. Solar flares, microflares, nanoflares, and coronal heating. *Solar Phys.* 1991. Vol. 133, no. 2. P. 357–369. DOI: [10.1007/BF00149894](https://doi.org/10.1007/BF00149894).

Kirichenko A.S., Bogachev S.A. Plasma heating in solar microflares: Statistics and analysis. *Astrophys. J.* 2017. Vol. 840, no. 1. P. 45. DOI: [10.3847/1538-4357/aa6c2b](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa6c2b).

Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J., et al. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.* 2012. Vol. 275. P. 17–40. DOI: [10.1007/s11207-011-9776-8](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9776-8).

Li Z., Su Y., Veronig A.M., et al. Detailed thermal and nonthermal processes in an A-class microflare. *Astrophys. J.* 2022. Vol. 930, no. 2. P. 147. DOI: [10.3847/1538-4357/ac651c](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac651c).

Loboda I.P., Bogachev S.A. Quiescent and eruptive prominences at solar minimum: a statistical study via an automated tracking system. *Solar Phys.* 2015. Vol. 290, no. 7. P. 1963–1980. DOI: [10.1007/s11207-015-0735-7](https://doi.org/10.1007/s11207-015-0735-7).

Loboda I.P., Bogachev S.A. Plasma dynamics in solar macrospicules from high-cadence extreme-UV observations. *Astronomy and Astrophysics*. 2017. Vol. 597. P. A78. DOI: [10.1051/0004-6361/201527559](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527559).

Loboda I.P., Bogachev S.A. What is a macrospicule? *Astrophys. J.* 2019. Vol. 871, no. 2. P. 230. DOI: [10.3847/1538-4357/aafa7a](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aafa7a).

Madjarska M.S. Coronal bright points. *Living Reviews in Solar Physics*. 2019. Vol. 16, no. 1. P. 1–79. DOI: [10.1007/s41116-019-0018-8](https://doi.org/10.1007/s41116-019-0018-8).

Mitra-Kraev U., Del Zanna G. Solar microflares: a case study on temperatures and the Fe XVIII emission. *Astronomy and Astrophysics*. 2019. Vol. 628. P. A134. DOI: [10.1051/0004-6361/201834856](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834856).

Murphy N.A., Raymond J.C., Korreck K.E. Plasma heating during a coronal mass ejection observed by the solar and

heliospheric observatory. *Astrophys. J.* 2011. Vol. 735, no. 1. P. 17. DOI: [10.1088/0004-637X/735/1/17](https://doi.org/10.1088/0004-637X/735/1/17).

Parker E.N. Magnetic neutral sheets in evolving fields. I-General theory. *Astrophys. J.* 1983. Vol. 264. P. 635–647. DOI: [10.1086/160636](https://doi.org/10.1086/160636).

Parker E.N. Nanoflares and the solar X-ray corona. *Astrophys. J.* 1988. Vol. 330. P. 474–479. DOI: [10.1086/166485](https://doi.org/10.1086/166485).

Parnell C.E., Jupp P.E. Statistical analysis of the energy distribution of nanoflares in the quiet Sun. *Astrophys. J.* 2000. Vol. 529, no. 1. P. 554. DOI: [10.1086/308271](https://doi.org/10.1086/308271).

Purkhart S., Veronig A.M. Nanoflare distributions over solar cycle 24 based on SDO/AIA differential emission measure observations. *Astronomy and Astrophysics*. 2022. Vol. 661. P. A149. DOI: [10.1051/0004-6361/202243234](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202243234).

Reva A., Shestov S., Bogachev S., Kuzin S. Investigation of hot X-ray points (HXPs) using spectroheliograph Mg XII experiment data from CORONAS-F/SPIRIT. *Solar Phys.* 2012. Vol. 276, no. 1. P. 97–112. DOI: [10.1007/s11207-011-9883-6](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9883-6).

Reva A., Ulyanov A., Kirichenko A., et al. Estimate of the upper limit on hot plasma differential emission measure (DEM) in non-flaring active regions and nanoflare frequency based on the Mg XII spectroheliograph data from CORONAS-F/SPIRIT. *Solar Phys.* 2018. Vol. 293, no. 10. P. 1–15. DOI: [10.1007/s11207-018-1363-9](https://doi.org/10.1007/s11207-018-1363-9).

Reva A.A., Bogachev S.A., Loboda I.P., et al. Observations of current sheet heating in X-ray during a solar flare. *Astrophys. J.* 2022. Vol. 931, no. 2. P. 93. DOI: [10.3847/1538-4357/ac6b3d](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac6b3d).

Shimojo M., Kawate T., Okamoto T.J., et al. Estimating the temperature and density of a spicule from 100 GHz data obtained with ALMA. *Astrophys. J. Lett.* 2020. Vol. 888, no. 2. P. L28. DOI: [10.3847/2041-8213/ab62a5](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab62a5).

Withbroe G.L., Noyes R.W. Mass and energy flow in the solar chromosphere and corona. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1977. Vol. 15. P. 363–387. DOI: [10.1146/annurev.aa.15.090177.002051](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.15.090177.002051).

Как цитировать эту статью:

Богачёв С.А., Ерхова Н.Ф. Измерение энергетического распределения нановспышек малой мощности. *Солнечно-земная физика*. 2023. Т. 9, № 1. С. 3–9. DOI: [10.12737/szf-91202301](https://doi.org/10.12737/szf-91202301).