

МЕТОД ПОИСКА НАНОВСПЫШЕК И ИХ ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В КОРОНЕ СОЛНЦА

© 2022 г. Д. И. Завершинский^{1,2*}, С. А. Богачёв^{1,3}, С. А. Белов^{1,2}, Л. С. Леденцов^{1,4}

¹Самарский национальный исследовательский университет им. акад. С.П. Королева, Самара, Россия

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

³Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

⁴Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 24.06.2022 г.

После доработки 22.09.2022 г.; принята к публикации 05.10.2022 г.

Солнечные нановспышки — мелкомасштабные события, которые могут играть значительную роль в нагреве короны. Из-за слабой величины сигнала поиск и исследование нановспышек представляют собой непростую задачу, которая по-разному решается разными авторами. Мы представляем собственный метод регистрации нановспышек, который, по нашему мнению, позволяет эффективно измерять темп формирования нановспышек, а также их пространственное распределение на изображениях Солнца в вакуумном УФ диапазоне спектра. Мы исследовали серию из 300 изображений Солнца, полученных телескопом SDO/AIA в канале 171 Å в период низкой активности Солнца (с 12:00 UT по 13:00 UT 20 мая 2019 г.) и определили темп формирования нановспышек: $P \approx 4.23 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, который оказался в согласии с результатами других авторов, а также исследовали зависимость P от гелиографической широты и яркости короны Солнца. Согласно нашим результатам, темп формирования нановспышек не зависит от гелиошироты, что отличается от поведения обычных вспышек, формирующихся в узких поясах активности. Также обнаружена связь между величиной P [пикс⁻¹ ч⁻¹] и светимостью короны I [отсчеты]: $\lg P = -2.27 + 0.00327I$. Мы оцениваем наши результаты как благоприятные для теории нагрева короны нановспышками.

Ключевые слова: корона Солнца, солнечная активность, нановспышки.

DOI: 10.31857/S0320010822090091

1. ВВЕДЕНИЕ

В нижней короне Солнца при ее наблюдениях с высоким пространственным и временным разрешением регистрируется значительное количество мелкомасштабных всплесков излучения, источники которых занимают на изображениях всего один или несколько пикселей (см., например, Шимизу, Тсунета, 1997, — наблюдения Yohkoh/SXT; Парнелл, Джапп, 2000, — наблюдения TRACE; Крюкер, Бенз, 1998, — наблюдения SOHO/EIT; Ульянов и др., 2010, — наблюдения КОРОНАС-Фотон/ТЕСИС; Пурхарт, Верониг, 2022, — наблюдения SDO/AIA). Эти объекты принято отождествлять с солнечными нановспышками (НВ) — особым классом событий, полная энергия которых лежит в диапазоне от 10^{24} до 10^{27} эрг и составляет

10^{-9} – 10^{-6} от энергии большой солнечной вспышки. Последнюю при таком сравнении полагают равной 10^{33} эрг.

Солнечные НВ были впервые предложены в работе Паркера (1988) как возможный механизм нагрева короны Солнца, который в настоящее время рассматривается как один из основных механизмов наравне с волновым нагревом (см., например, Ван Дорселер и др., 2020) и нагревом спикоулами второго типа (см., например, Де Понтъё и др., 2011). Источником энергии для НВ, согласно предположению Паркера, являются конвективные движения плазмы, которые запутывают линии магнитного поля. Это приводит к формированию в нижней короне мелкомасштабных токовых слоев, затем к пересоединению и взрывному высвобождению энергии (см., например, обзор Климчук, 2006). Механизм НВ при таком подходе идентичен механизму обычных вспышек, что частично под-

*Электронный адрес: dimanzav@mail.ru

тверждается наблюдениями (см., например, Ульянов и др., 2019б). Токовый слой запасает в своей окрестности свободную энергию магнитного поля, которая преобразуется в кинетическую энергию частиц плазмы при его разрушении. В последствии часть этой энергии высвечивается в виде теплового излучения горячей плазмы и тормозного излучения от ускоренных частиц. Важную роль в перечисленных процессах играет тепловой баланс внутри токовых структур (Леденцов, 2021а–в) и в корональной плазме (Завершинский и др., 2021; Колотков и др., 2021).

Ответ на вопрос, достаточна ли энергия НВ для нагрева короны, зависит от темпа их формирования и энергетического распределения. Согласно экспериментальным данным, распределение НВ по энергиям обычно имеет степенную форму, т.е. описывается функцией вида

$$dN = AE^{-\alpha} dE, \quad (1)$$

где E — энергия НВ, A — константа, определяющаяся из условий нормировки распределения, а α — индекс (показатель) степенного распределения. Можно показать (см., например, Хадсон, 1991; Богачёв и др., 2020), что полная энергия, заключенная в НВ, определяется значением индекса α . Если $\alpha > 2$, то интегральная энергия НВ (в диапазоне 10^{24} – 10^{27} эрг) превышает полную энергию микровспышек (10^{27} – 10^{30} эрг), а они, в свою очередь, превосходят по полной энергии обычные вспышки (10^{30} – 10^{33} эрг). Если же $\alpha < 2$, то в распределении доминируют обычные вспышки, и учет мелкомасштабных событий не решает проблему дефицита энергии для нагрева короны.

Прямые измерения индекса α приводят к противоречивым результатам. Так, Крюкер и Бенз (1998) по данным SOHO/EIT для диапазона энергий от 10^{25} эрг до 10^{26} эрг получили значение α между 2.3 и 2.6. Парнелл и Джапп (2000) по данным TRACE для диапазона энергий от 10^{24} до 10^{26} эрг также получили $\alpha > 2$ (точные значения лежали между 2.0 и 2.6). В то же время Ашванден и др. (2000), исследовав распределение вспышек в более широком диапазоне, от 10^{24} до 10^{32} эрг, пришли к выводу, что среднее $\alpha = 1.8$, т.е. меньше 2. Впоследствии Ашванден и Парнелл (2002) на основе модельных представлений о температурах, плотностях и размерах НВ предсказали, что наклон α должен лежать в диапазоне 1.54 ± 0.11 , что оказалось в согласии с их экспериментальными оценками. С другой стороны, Ульянов и др. (2019а) измерили энергию более 100 тысяч НВ с много более высоким временным разрешением, 4 с, и вновь показали, что $\alpha > 2$. Полученные ими значения для диапазона энергий от 10^{23} до

10^{26} эрг составили $\alpha = 2.2$ – 2.9 . В 2022 г. Пурхарт и Верониг на основе многоволновых исследований НВ по данным SDO/AIA также подтвердили значение $\alpha > 2$, а именно, $\alpha = 2.02$ – 2.47 со средним значением $\alpha = 2.28 \pm 0.03$ в диапазоне энергий от 10^{24} до 10^{29} эрг.

Одним из источников неопределенности, вероятно, является разница в методах детектирования НВ разными авторами. В то же время не исключено, что параметры НВ чувствительны к периоду наблюдений (например, зависят от фазы солнечного цикла), а также могут зависеть от места измерений, например, от гелиографической широты или напряженности магнитного поля. Это предположение тем более допустимо, что от фазы цикла и от гелиошироты зависят темп формирования и энергия обычных вспышек. Не исключено также, что реальная форма энергетического спектра НВ является более сложной, чем степенная, и попытки приблизить ее простой степенной зависимостью вносят дополнительные ошибки.

В настоящей работе мы исследуем вопрос, как темп формирования НВ зависит от гелиографической широты, а также существует ли связь между темпом НВ и наблюдаемой светимостью короны Солнца. Для поиска НВ мы разработали собственный метод, позволяющий быстро анализировать большие объемы данных. Данный метод и использованные экспериментальные данные мы представляем в разделе 2. Далее, в разделе 3, мы перечисляем полученные результаты. В разделе 4 обсуждаем эти результаты и делаем выводы.

2. ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ ИХ ОБРАБОТКИ

Для поиска и исследования НВ мы использовали серии изображений Солнца, полученные прибором AIA на космической обсерватории SDO в линии Fe IX 171 Å. Инструмент AIA работает на орбите с 11 февраля 2011 г. и состоит из четырех телескопов Кассегрена с диаметром главных зеркал 20 см. Телескопы предоставляют изображения полного диска Солнца размером 4096×4096 пикселей с разрешением $0.6''$ на пиксель и временным шагом между соседними кадрами 12 с (Лемен и др., 2011). Излучение в линии 171 Å формируется преимущественно в короне Солнца и достигает максимальной интенсивности при температуре плазмы около 6×10^5 К. Ранее этот же спектральный диапазон использовали для поиска и анализа НВ Парнелл и Джапп (2000), Крюкер и Бенз (1998), Ашванден и Парнелл (2002), Ульянов и др. (2010, 2019а), а также ряд других авторов.

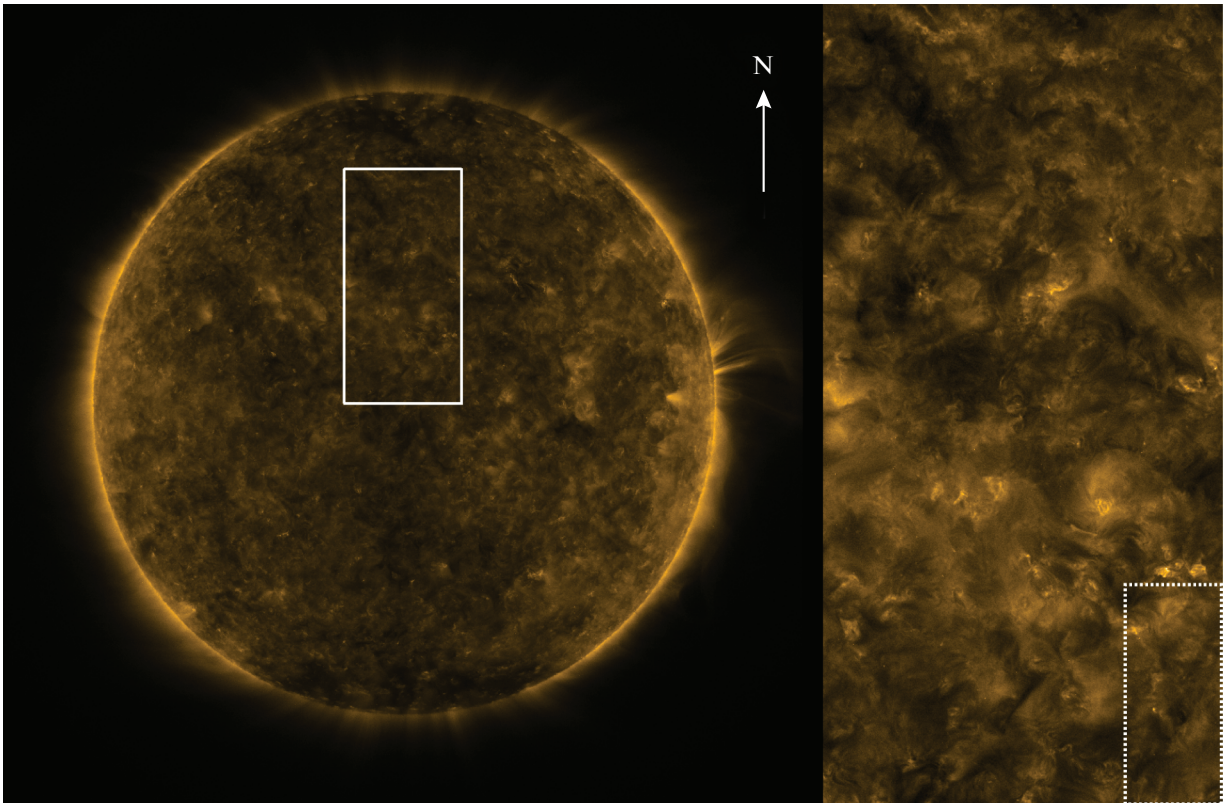


Рис. 1. Слева — изображение Солнца в линии 171 Å, полученное 20.05.2019 г. в 12:00:10 UT (SDO/AIA); поиск НВ проводился в области, обозначенной белым прямоугольником. Справа — эта же область в увеличенном масштабе. Пунктиром справа обозначена область, показанная на рис. 5.

Наиболее благоприятные условия для наблюдения НВ формируются в спокойной короне Солнца. По этой причине мы выбрали для исследования период низкой солнечной активности, с 2019 по 2020 г., и выборочно изучили данные SDO/AIA 171 Å в этом интервале. После визуального исследования мы отобрали для анализа серию изображений, полученную 20 мая 2019 г. с 12:00 UT по 13:00 UT (число кадров — 300). Внешний вид Солнца в этот период показан на рис. 1. Главным критерием для отбора было отсутствие на диске Солнца крупных центров активности. Поиск НВ проводился внутри фрагмента размером 600 × 1200 пикселей, который также показан на рис. 1. Размер фрагмента увеличен в вертикальном направлении (вдоль оси Y) для исследования зависимости темпа формирования НВ от гелиографической широты.

При детектировании НВ существенные трудности создают следы заряженных частиц на изображении (англ. spikes). В файлах первого уровня SDO/AIA эти следы удалены; при этом сохранена возможность восстановить исходный вид изображений и провести их обработку самостоятельно. Мы использовали собственную процедуру чистки изображения, результаты которой представлены на

рис. 2 (слева — исходное изображение; справа — очищенное от следов частиц). Пиксель “удалялся”, если сигнал в нем увеличивался по отношению к предыдущему кадру более чем на 3σ , а на следующем кадре падал не менее чем на 3σ , где σ — стандартная девиация сигнала на обрабатываемом изображении. Вероятность случайного увеличения, а затем случайного уменьшения сигнала на такую величину $\sim (1.33 \times 10^{-3})^2 \sim 1.78 \times 10^{-6}$. Соответственно, погрешность метода составляет примерно один пиксель на изображении размером 600 × 1200 пикселей. Метод основан на том, что заряженная частица создает след только на одном изображении; предполагается также, что вероятность попадания разных частиц в один пиксель на двух кадрах подряд пренебрежимо мала. Вместо следа частицы в пиксели записывался усредненный сигнал с предыдущего и последующего изображений.

Основная проблема при поиске НВ состоит в их отделении от шума. Шум на изображениях SDO/AIA возникает, в основном, из-за малого числа фотонов. В среднем, за время экспозиции в один пиксель детектора попадает от нескольких десятков до нескольких сотен фотонов (для спокойной короны Солнца); соответственно, шум

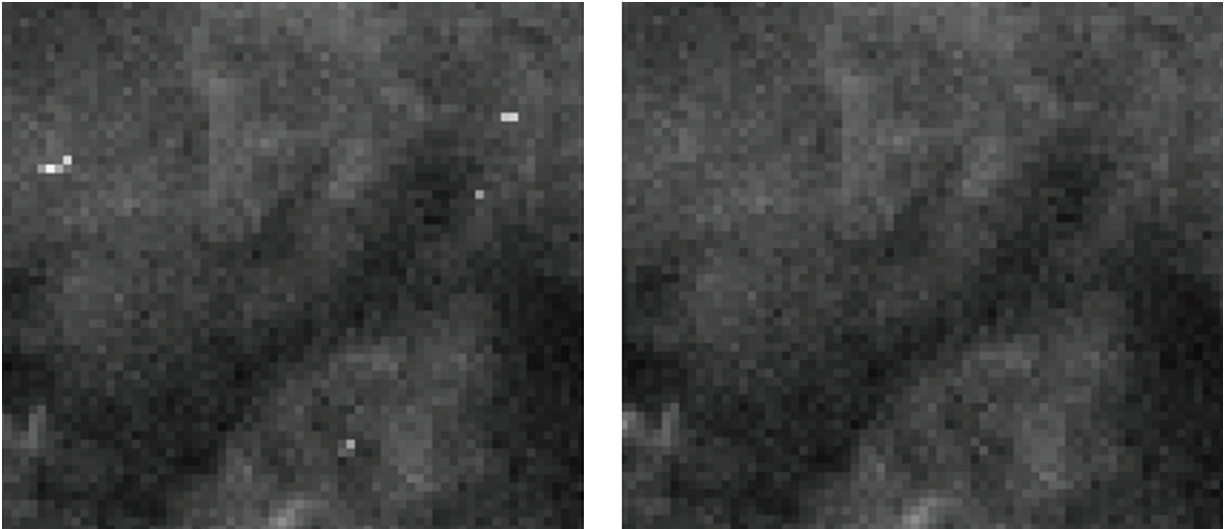


Рис. 2. Иллюстрация метода чистки изображений от следов заряженных частиц. Слева — исходное изображение AIA. Справа — после применения процедуры чистки. Размер фрагмента — 70×60 пикселей (описание метода см. в тексте).

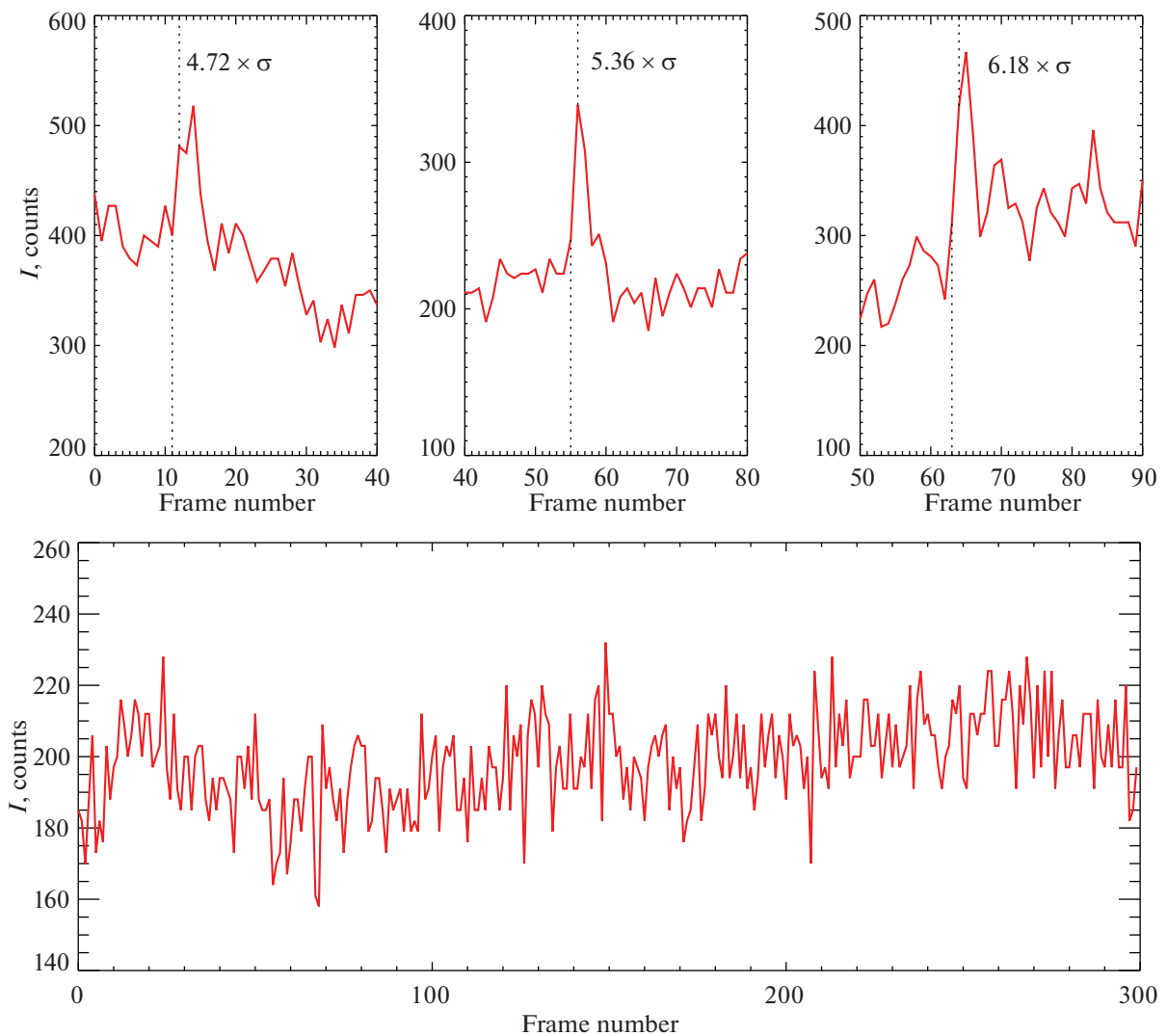


Рис. 3. Иллюстрация метода поиска НВ. Верхние панели — примеры НВ, найденных для разного порога (слева: $>4\sigma$; в центре: $>5\sigma$; справа: $>6\sigma$). Нижняя панель — характерный вид сигнала из одного пикселя изображения (описание метода см. в тексте).

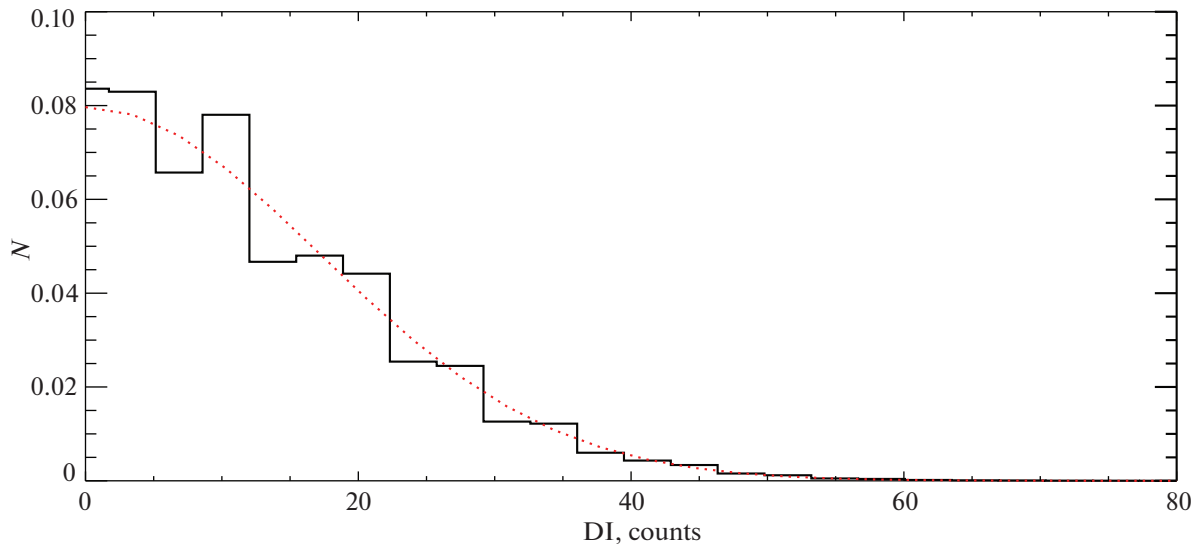


Рис. 4. Распределение вероятности для величины DI . Гистограмма — экспериментально измеренное распределение. Пунктирная линия — приближение нормальным распределением ($\mu = 0, \sigma = 17.16$).

может достигать 10% и более. Почти все методы детектирования НВ основаны на определении среднего значения шума и поиске значимых отклонений от него; в то же время детали этой процедуры существенно различаются у разных авторов. Пример сигнала из одного пикселя, демонстрирующий его случайный (шумовой) характер, приведен на нижней панели рис. 3.

Мы разработали и использовали в настоящей работе собственный, относительно простой метод поиска НВ, который можно применять в тех случаях, когда нужно зарегистрировать НВ, но не требуется измерять ее энергию. Мы рассматриваем серию изображений Солнца, где каждый кадр представляет собой массив значений $I_i[x, y]$ (x и y — координаты, которые в нашем случае меняются от 1 до 600 и от 1 до 1200 соответственно; i — номер кадра, изменяющийся от 1 до 300). В качестве первого шага вычисляем разность между кадрами (для i от 1 до 299):

$$DI_i[x, y] = I_{i+1}[x, y] - I_i[x, y]. \quad (2)$$

Конкретное значение $DI_i[x, y]$ равно абсолютной величине, на которую увеличился или уменьшился сигнал в пикселе $[x, y]$ при переходе от кадра с номером i к кадру с номером $i + 1$. Распределение DI показано на рис. 4. Оно хорошо описывается нормальным распределением со средним значением $\mu = 0$ и стандартной девиацией $\sigma = 17.16$. Это подтверждает представление, что основной причиной изменений сигнала на изображениях является случайный шум.

Хотя из рис. 4 может показаться, что распределение DI соответствует нормальному во всем

исследованном диапазоне значений, это не так. Соответствующее распределение должно искажаться при $DI \gg \sigma$ за счет НВ, которые могут формировать значительно большие изменения сигнала, чем это возможно при полностью случайном процессе. Так как увидеть эту разницу в масштабе на рис. 4 невозможно, мы привели в табл. 1 точные значения, которые подтверждают это предположение. Для нормального распределения со средним $\mu = 0$ и дисперсией σ вероятность формирования события за пределами уровня $n\sigma$ составляет

$$p = 1 - \text{erf}(n/\sqrt{2}). \quad (3)$$

Так как мы изучаем только правую часть распределения (рис. 4), то эта величина должна быть дополнительно поделена на два. Определенное таким способом ожидаемое число событий (красная пунктирная линия на рис. 4) за пределами уровня

Таблица 1. Сравнение прогноза и фактического числа событий

Порог	Прогноз (нормальное распределение)	Факт	Доля событий (НВ), %
2σ	4 897 650	4 876 477	0
3σ	290 605	402 585	27
4σ	6820	31 060	78
5σ	64	6416	99
6σ	0	3079	100
7σ	0	1820	100

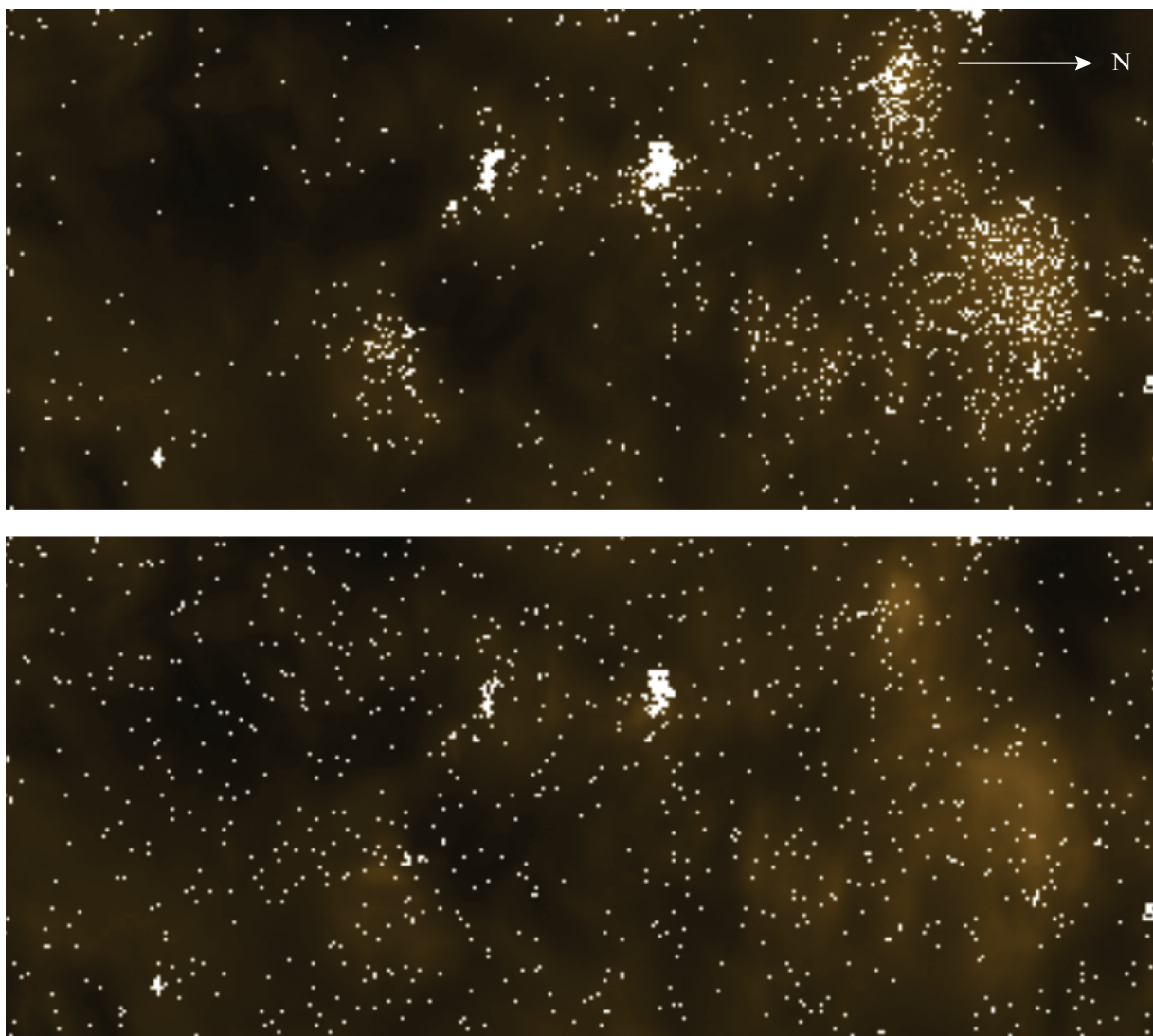


Рис. 5. Пространственное распределение НВ (приведен фрагмент полного изображения, обозначенный пунктиром на рис. 1). N — направление на северный полюс Солнца. Подложка — изображение короны в линии 171 Å (см. рис. 1). Верхняя панель — положение НВ, при их поиске по критерию $>4\sigma$ для параметра σ , не зависящего от яркости короны. Нижняя панель — распределение на том же участке Солнца по тому же критерию, но для параметра σ , зависящего от яркости короны I .

$DI = 3\sigma$ оказывается на треть меньше, чем фактически измеренное число событий (черная сплошная линия). Для $DI > 4\sigma$ число фактически найденных событий почти в 5 раз превышает прогноз, а выше этого порога практически все обнаруженные события являются почти невозможными при нормальном распределении. Доля НВ определена в табл. 1 как (факт-прогноз)/факт.

Исходя из результатов, приведенных в табл. 1, мы предполагаем, что почти все всплески излучения, выделенные по критерию $DI \geq 4\sigma$, представляют собой реальные события энерговыделения (НВ) с относительно малым вкладом (около 20%) случайных изменений, вызванных фотонным шумом. На верхней панели рис. 3 приведены примеры

событий, выделенных по такому критерию. Далее найденные этим способом события изучались более подробно.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Пространственное распределение НВ, выделенных по критерию $DI \geq 4\sigma$, показано на верхней панели рис. 5. Чтобы показать мелкие детали, мы демонстрируем не всю область, а только ее увеличенный фрагмент. Положение фрагмента показано пунктиром на правой панели рис. 1. В качестве подложки приведено соответствующее изображение короны Солнца в линии 171 Å. Полученное распределение НВ чувствительно к

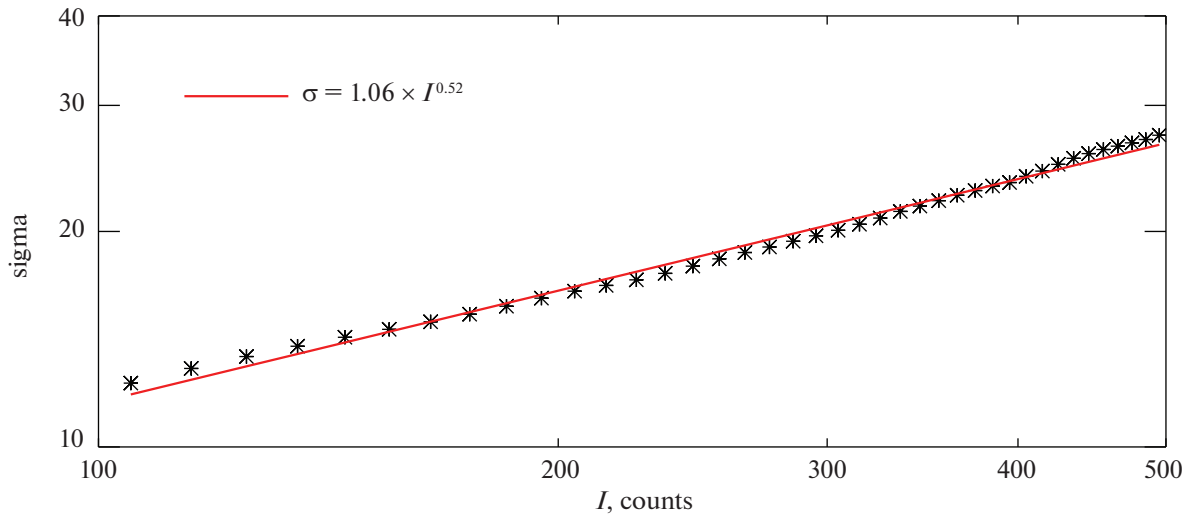


Рис. 6. Зависимость параметра σ от интенсивности излучения. Звездочками показаны экспериментальные значения. Сплошная линия — аппроксимация функцией $\sigma = 1.06I^{0.52}$.

светимости короны: НВ практически отсутствуют в темных участках и концентрируются в ярких областях. Такая корреляция является ожидаемой, так как источником энергии НВ является магнитное поле, а более яркие области короны, как правило, соответствуют областям с более сильным полем.

В то же время, так как в более ярких областях короны должен быть более сильный фотонный шум, а мы использовали постоянное значение σ , не зависящее от I , значительная доля НВ, найденных по такому критерию в областях с высокой светимостью, может быть артефактами.

Чтобы исключить такой эффект, мы исследовали зависимость дисперсии σ от сигнала I . Излучение I на изображениях в исследованный период находилось преимущественно в диапазоне от 100 до 500 отсчетов. Мы разделили этот интервал на 40 отрезков по 10 отсчетов и измерили σ отдельно для каждого отрезка. Результат, зависимость $\sigma(I)$, показан на рис. 6. Он может быть аппроксимирован формулой

$$\sigma = 1.06I^{0.52}. \tag{4}$$

Эту экспериментальную зависимость можно сравнить с теоретической, если считать, что шум имеет полностью фотонную природу. Согласно Бёрнеру и др. (2012), отсчеты в канале АІА 171 Å связаны с числом фотонов величиной $G = 1.168$ отсчетов на фотон. Если это так, то дисперсия шума, определенного по отсчетам, должна быть связана с числом отсчетов формулой

$$\sigma = \sqrt{GI}^{0.50} \approx 1.08I^{0.50}, \tag{5}$$

что находится в хорошем согласии с найденной экспериментальной зависимостью.

Число НВ, определяемое данным способом (с учетом зависимости $\sigma(I)$), приведено в табл. 2.

Сравнение табл. 1 (результаты поиска НВ по критерию $\sigma = \text{const}$) и табл. 2 (то же, но с учетом зависимости $\sigma(I)$) показывает, что во втором случае число наиболее крупных НВ (в области $DI \geq 5\sigma$) значительно уменьшается. В то же время существенно растет число НВ слабой интенсивности. Особенно заметными являются изменения в области $2\sigma \leq DI < 3\sigma$, где добавляется почти миллион событий. Наш метод, однако, позволяет оценить лишь долю НВ в этом диапазоне (15%), но не позволяет отличить отдельные события от шума. По этой причине для исследования пространственного распределения мы по-прежнему используем критерий $DI \geq 4\sigma$, т.е. диапазон, в котором НВ гарантированно доминируют над случайными процессами.

Таблица 2. Сравнение прогноза и фактического числа событий с учетом зависимости параметра σ от интенсивности сигнала

Порог	Прогноз (нормальное распределение)	Факт	Доля событий (НВ), %
2σ	4 897 650	5 829 143	15
3σ	290 605	499 136	41
4σ	6820	27 607	75
5σ	64	2473	97
6σ	0	795	100
7σ	0	422	100

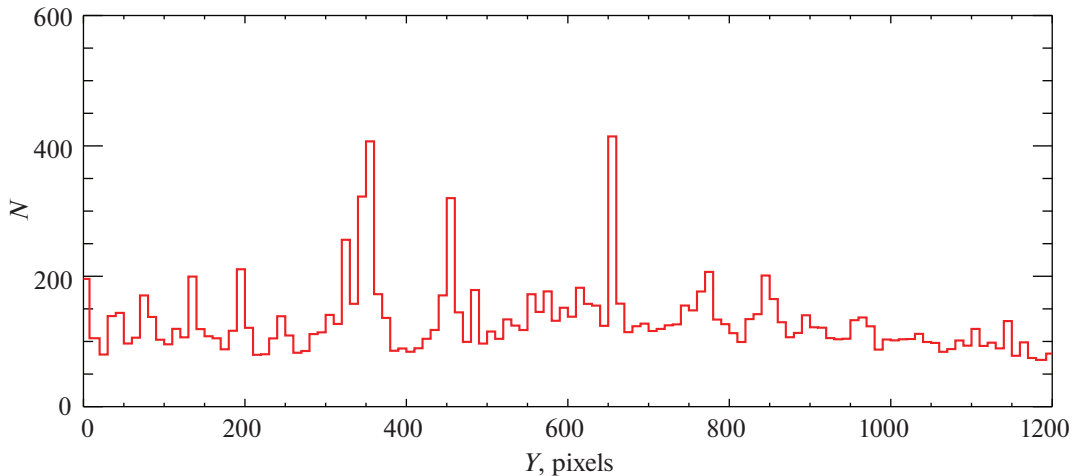


Рис. 7. Распределение числа НВ вдоль оси Y — изображения для всего изученного фрагмента Солнца. Изменение Y от 0 до 1200 приблизительно соответствует изменению гелиографической широты от 0° до 40° .

Пространственное распределение НВ, полученное с учетом зависимости $\sigma(I)$, приведено на нижней панели рис. 5. Показан тот же участок Солнца, что и на верхней панели. Результаты демонстрируют, что распределение НВ, определенное таким (более корректным) способом, становится существенно более равномерным, чем при использовании $\sigma = \text{const}$ (верхняя панель на рис. 5). Распределение НВ вдоль оси Y для полного изображения показано на рис. 7. Если не принимать во внимание две крупных концентрации НВ вблизи значений $Y = 350$ и $Y = 650$, в распределении не наблюдается выраженной зависимости числа НВ от гелиошироты (вдоль горизонтального направления слева направо). Отметим, что для обычных вспышек такая зависимость, как правило, присутствует.

На верхней панели рис. 5 (случай $\sigma = \text{const}$) наблюдается существенная зависимость концентрации НВ от интенсивности I : в более ярких областях концентрация НВ заметно выше. На нижней панели, с учетом $\sigma(I)$, этот эффект как будто бы отсутствует. Более детальный анализ, однако, показал, что это не совсем так: НВ чаще происходят в областях с более высокой яркостью, хотя эта зависимость и существенно менее выражена. Для соответствующего исследования мы ввели понятие темпа формирования НВ, P , который равен числу откликов на НВ в канале AIA 171 Å, формирующихся за 1 ч в одном пикселе изображения. Далее мы разделили диапазон I на равномерные интервалы с шагом 10 отсчетов и для каждого интервала рассчитали величину P . Полученная зависимость $P(I)$ представлена на рис. 8. По нашим данным наиболее точно она может быть приближена формулой

$$\lg P = -2.27 + 0.00327I. \quad (6)$$

При увеличении I от 100 до 400 отсчетов вероятность формирования НВ увеличивается примерно в 10 раз. В областях спокойной короны с наиболее слабым сигналом происходит примерно одна НВ на пиксель изображения за 100 ч. В областях спокойной короны с высокой яркостью одна НВ происходит примерно раз в 10 ч.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Солнечные НВ представляют собой мелкомасштабные события, которые могут играть существенную роль в нагреве короны Солнца. Основным источником информации о НВ являются изображения, получаемые космическими телескопами в вакуумном УФ-диапазоне спектра ($\sim 100\text{--}300$ Å). На этих кадрах НВ наблюдаются как мелкомасштабные всплески излучения с размером эмиссионных ядер от одного до нескольких пикселей. Полная энергия НВ зависит от формы их энергетического распределения, а также от темпа формирования. Экспериментальные измерения этих величин, однако, дают противоречивые результаты, что может быть связано с зависимостью характеристик НВ от гелиографической широты, силы магнитного поля и иных, пока не установленных, факторов.

В настоящей работе мы провели поиск НВ на серии из 300 изображений Солнца, полученных телескопом SDO/AIA в линии 171 Å в период низкой активности Солнца с 12:00 UT по 13:00 UT 20 мая 2019 г. Мы исследовали вариации излучения I в спокойной короне и показали, что они имеют преимущественно случайный характер и хорошо описываются нормальным распределением со средним значением $\mu = 0$ и среднеквадратичным отклонением $\sigma = 17.16$. Экспериментальная

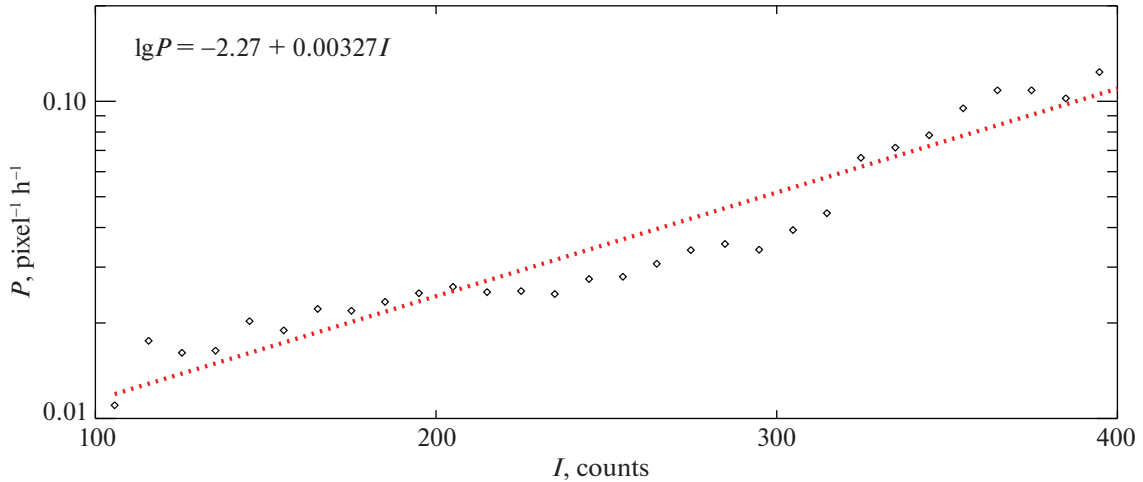


Рис. 8. Зависимость вероятности формирования НВ (событий на 1 пиксель за час) от интенсивности излучения I , измеряемой в отсчетах: ромбы — экспериментальные значения, пунктирная прямая — аппроксимация функцией $\lg P = -2.27 + 0.00327I$.

зависимость $\sigma(I)$ почти точно совпала с теоретической зависимостью, полученной в предположении, что основной причиной вариации сигнала является фотонный шум. В то же время, начиная с порога $\geq(2-3)\sigma$, число зарегистрированных всплесков излучения начинает превышать их ожидаемое число для нормального распределения. Мы объясняем это тем, что, начиная с этого уровня, на случайный фотонный шум начинают накладываться физические явления, НВ, которые, скорее всего, имеют иное распределение — согласно общему мнению, степенное. Если последнее верно, то обнаруженные отклонения являются ожидаемыми, поскольку степенное распределение должно доминировать над экспоненциальным распределением при больших значениях сигнала. По нашим оценкам вклад НВ в изменения излучения становится доминирующим, начиная с $DI > 4\sigma$. Отметим, что конкретная форма спектра НВ не имеет значения для применения метода.

Полное число НВ выше этого порога в исследованный период составило $(27\,607-6820) = 20\,787$ событий (табл. 2), что соответствует их среднему темпу формирования:

$$P \approx 0.029 \text{ пикс}^{-1} \text{ ч}^{-1} \approx 4.23 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (7)$$

Величина P по результатам нашего исследования не является постоянной, а зависит от яркости короны по формуле (6). Фактическое ее значение для спокойной короны меняется в диапазоне $P \approx 0.01-0.1 \text{ пикс}^{-1} \text{ ч}^{-1}$. Распределение НВ по гелиошироте в диапазоне от 0° до 40° оказалось приблизительно равномерным. Мы не нашли в нем максимума на широтах $10^\circ-30^\circ$ (пояса активности), который

наблюдается в пространственных распределениях солнечных пятен и обычных вспышек.

Использованный нами метод поиска НВ может быть сведен к следующим основным шагам:

- для выбранного фрагмента солнечного диска формируется серия последовательных изображений $I_i[x, y]$ в выбранном канале SDO с достаточной продолжительностью (мы использовали канал 171 \AA и продолжительность 1 ч);
- вычисляется разность $DI_i[x, y] = I_{i+1}[x, y] - I_i[x, y]$ (см. также формулу 2); массив DI разбивается на интервалы $[I, I + dI]$; для каждого интервала определяется стандартная девиация $\sigma(I)$ — либо прямо, либо по экспериментальной формуле 4, либо по теоретической формуле 5;
- рассчитывается прогноз по числу событий для нормального распределения с заданной девиацией $\sigma(I)$ (см. формулу 3);
- определяется порог, при котором фактическое число событий становится заметно больше прогноза (мы определили данный уровень как $DI \geq 4\sigma(I)$); все события, для которых величина DI выше порога, классифицируются как вероятные НВ; данные события далее исследуются — изучаются их пространственное распределение и темп формирования (см. рис. 5 и 7).

Несколько авторов ранее исследовали достаточно большое количество НВ, чтобы можно было

определить средний темп их формирования. Крюкер и Бенз (1998) зарегистрировали 11 150 НВ в поле зрения $7' \times 7'$ за интервал времени 42 мин, что соответствует темпу формирования $P \approx 4.76 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Ульянов и др. (2019а) нашли 107 075 НВ в ходе четырех сеансов наблюдений с общей продолжительностью около 3 ч (см. табл. 2 в их работе). Средний темп формирования НВ, с учетом размера поля зрения, составил $P \approx 6.14 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Пурхарт и Верониг (2022) определили средний поток энергии в диапазоне $10^{24} - 10^{29}$ эрг, связанный с НВ, как $W = 3.7 \times 10^4 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Средняя энергия одной НВ при найденном ими наклоне спектра, $\alpha = 2.28$, составляет $E = 4.4 \times 10^{24} \text{ эрг}$, что соответствует частоте формирования $P = W/E = 8.4 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Исходя из этого, мы можем сделать вывод, что наш метод дает значения P , сравнимые с результатами других авторов. Заметим, что все эти результаты на данный момент свидетельствуют о недостатке интегральной энергии НВ для обеспечения нагрева короны Солнца.

Насколько мы можем судить, ни один из перечисленных выше авторов не исследовал зависимость темпа формирования НВ от гелиографической широты и его связь со светимостью короны. Пурхарт и Верониг (2022) отмечали, что кластеры НВ формируются в областях с повышенной плотностью магнитного потока, но не установили математической связи между частотой НВ и напряженностью магнитного поля. Связь энерговыделения с магнитным полем обнаруживается также для иных мелкомасштабных процессов — микровспышек, горячих рентгеновских точек, бомб Эллермана (см., например, Рева и др., 2012; Рейд и др., 2016; Кириченко, Богачёв, 2017). Мы, однако, пока не готовы делать выводы, согласуются полученные результаты для НВ с результатами для иных объектов или нет.

Так как некоторые НВ могут иметь большую площадь и занимать несколько пикселей, обсуждаются различные методы объединения смежных событий в одно. Чаще всего рассматривают соседние 8 пикселей, хотя в некоторых работах, например, Крюкер, Бенз (1998), Пурхарт, Верониг (2022), изучались только 4 пикселя (примыкающие по горизонтали и вертикали). Если максимумы НВ разделены по времени на несколько минут и более, они считаются разными событиями, даже если произошли в соседних пикселях. Наш анализ показывает, что даже при наблюдении в течение часа смежные НВ являются редкими (рис. 5) и не влияют на общий вывод о частоте формирования и пространственном распределении НВ. По этой причине мы не усложняли нашу модель такими особенностями. В ряде случаев, например, при

построении энергетического распределения НВ в диапазоне $10^{27} - 10^{29}$, как в работе Пурхарт, Верониг (2022), учет площади совершенно необходим. Мы также не исследовали в настоящей работе вопрос о продолжительности НВ, поскольку это не требуется для определения их положения на диске нашим методом.

Мы полагаем, что результаты нашего исследования, особенно вывод о равномерном распределении НВ по гелиографической широте, благоприятны для теории нагрева короны нановспышками. Прежде всего, если НВ равномерно присутствуют в значительном диапазоне широт, их полная энергия, проинтегрированная по поверхности Солнца, будет выше, чем если бы они находились только в узких поясах активности. Кроме того, механизм нагрева короны по определению должен быть почти однородным в пространстве и протекать почти равномерно по времени. В противном случае можно было бы ожидать значительных изменений температуры короны, которые не наблюдаются. Вывод о зависимости темпа формирования НВ от интенсивности фонового излучения может быть полезен для уточнения механизма НВ, а также может частично объяснить противоречия в полученных ранее результатах разных авторов. Мы, однако, полагаем, что здесь требуется более подробное исследование. Также мы полагаем, что новые результаты могут быть получены при сравнении распределения НВ в северном и южном полушариях Солнца. В частности, представляет интерес вопрос о симметрии или асимметрии распределения, а также о его зависимости от фазы солнечного цикла. Такое исследование требует обработки намного больших объемов информации и выходит за рамки настоящей работы.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00879, <https://rscf.ru/project/22-22-00879/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ашванден и др. (M.J. Aschwanden, T.D. Tarbell, R.W. Nightingale, C.J. Schrijver, A. Title, C.C. Kankelborg, P. Martens, and H.P. Warren), *Astrophys. J.* **535**, 2 (2000).
2. Ашванден, Парнелл (M.J. Aschwanden and C.E. Parnell), *Astrophys. J.* **572**, 1048 (2002).
3. Бёрнер и др. (P. Boerner, C. Edwards, J. Lemen, A. Rausch, C. Schrijver, R. Shine, L. Shing, R. Stern, et al.), *Solar Phys.* **275**, 41 (2012).
4. Богачёв и др. (S.A. Bogachev, A.S. Ulyanov, A.S. Kirichenko, I.P. Loboda, and A.A. Reva), *Phys. Uspekhi* **63**, 8 (2020).

5. Ван Дорселер и др. (T. Van Doorsselaere, A.K. Srivastava, P. Antolin, N. Magyar, S. Vasheghani Farahani, H. Tian, D. Kolotkov, L. Ofman, M. Guo, I. Arregui, I. De Moortel, D. Pascoe), *Space Sci. Rev.* **216**, 8 (2020).
6. Де Понтъё и др. (B. De pontieu, S.W. Mcintosh, M. Carlsson, V.H. Hansteen, T.D. Tarbell, P. Boerner, J. Martinez-sykora, C.J. Schrijver, and A.M. Title), *Science* **331**, 55 (2011).
7. Завершинский и др. (D. Zavershinskii, D. Kolotkov, D. Riashchikov, and N. Molevich), *Solar Phys.* **296**, 96 (2021).
8. Кириченко, Богачёв (A.S. Kirichenko and S.A. Bogachev), *Solar Phys.* **292**, 120 (2017).
9. Климчук (James A. Klimchuk), *Solar Phys.* **234**, 1 (2006).
10. Колотков и др. (D.Y. Kolotkov, D.I. Zavershinskii, and V.M. Nakariakov), *Plasma Phys. Control. Fusion* **63**, 124008 (2021).
11. Крюкер, Бенз (S. Krucker and A.O. Benz), *Astrophys. J. Lett.* **501**, 2 (1998).
12. Леденцов (L. Ledentsov), *Solar Phys.* **296**, 74 (2021a).
13. Леденцов (L. Ledentsov), *Solar Phys.* **296**, 93 (2021b).
14. Леденцов (L. Ledentsov), *Solar Phys.* **296**, 117 (2021в).
15. Лемен и др. (J.R. Lemen, A.M. Title, D.J. Akin, P.F. Voerner, C. Chou, J.F. Drake, D.W. Duncan, C.G. Edwards, et al.), *Solar Phys.* **275**, 17 (2012).
16. Паркер (E.N. Parker), *Astrophys. J.* **330**, 474 (1988).
17. Парнелл, Джапп (C.E. Parnell and P.E. Jupp), *Astrophys. J.* **529**, 554 (2000).
18. Пурхарт, Верониг (S. Purkhart and A.M. Veronig), *Astron. Astrophys.* **661**, A149 (2022).
19. Рева и др. (A.A. Reva, S.V. Shestov, S.A. Bogachev, and S.V. Kuzin), *Solar Phys.* **276**, 97 (2012).
20. Рейд и др. (A. Reid, M. Mathioudakis, J.G. Doyle, E. Scullion, C.J. Nelson, V. Henriques, and T. Ray), *Astrophys. J.* **823**, 2 (2016).
21. Ульянов и др. (A.S. Ulyanov, S.A. Bogachev, and S.V. Kuzin), *Astron. Rep.* **54**, 948 (2010).
22. Ульянов А.С., Богачёв С.А., Рева А.А. и др., Письма в Астрон. журн. **45**, 290 (2019a) [A.S. Ulyanov, S.A. Bogachev, A.A. Reva, A.S. Kirichenko, and I.P. Loboda, *Astron. Lett.* **45**, 248 (2019a)].
23. Ульянов и др. (A.S. Ulyanov, S.A. Bogachev, I.P. Loboda, A.A. Reva, and A.S. Kirichenko), *Solar Phys.* **294**, 9 (2019б).
24. Хадсон (H.S. Hudson), *Solar Phys.* **133**, 357 (1991).
25. Шимизу, Тсунета (T. Shimizu and S. Tsuneta), *Astrophys. J.* **486**, 1045 (1997).