



## ВАРИАЦИЯ ЗАВИСИМОСТИ МЕЖДУ ИНТЕНСИВНОСТЯМИ РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШЕК И СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ С ЦИКЛАМИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Ю.П. Очелков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной геофизики им. акад. Е.К. Федорова, Москва, Россия

На основе изучения двумерных распределений солнечных вспышек по пиковым интенсивностям мягкого рентгеновского излучения и протонных событий (СПС) сделан вывод о том, что пиковая интенсивность СПС изменяется не только с гелиодолготой, но и с циклом солнечной активности (СА). Было обнаружено, что имеет место значительное изменение (при одинаковом значении пиковой интенсивности рентгеновского излучения) пиковой интенсивности СПС (вплоть до порядка величины) в зависимости от цикла СА для области гелиодолгот, где отсутствует гелиодолготное ослабление пиковой интенсивности СПС ( $0^{\circ}$ – $90^{\circ}$ W) и, что изменение с циклом отсутствует для гелиодолгот, где имеется гелиодолготное ослабление пиковой интенсивности СПС ( $0^{\circ}$ – $30^{\circ}$ E,  $30^{\circ}$ E– $90^{\circ}$ E). Зависимость пиковой интенсивности событий СПС от цикла СА объясняет обнаруженную ранее зависимость гелиодолготного ослабления пиковой интенсивности СПС от цикла СА. Найденные закономерности не могут быть объяснены изменением характеристик солнечных вспышек с циклом СА и изменением условий гелиодолготного распространения протонов в корональных полях с циклом СА, а связаны, по-видимому, с особенностями выхода солнечных протонов в область свободного распространения, важнейшую роль в котором играют корональные выбросы массы, характеристики которых зависят от цикла солнечной активности.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** СОЛНЕЧНЫЕ ПРОТОННЫЕ СОБЫТИЯ, РЕНТГЕНОВСКИЕ ВСПЫШКИ СОЛНЦА, ГЕЛИОДОЛГОТНОЕ ОСЛАБЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ, КОРОНАЛЬНЫЕ ВЫБРОСЫ МАССЫ.

DOI 10.5425/2304-7380\_2022\_33\_41

<https://elibrary.ru/grbtpe>

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В работе проводится исследование изменения зависимости между интенсивностями рентгеновских вспышек и протонных событий с циклами солнечной активности. Такое исследование представляет как практический интерес (разработка методов прогноза протонных событий [1-3]), так и научный интерес: исследование особенностей ускорения солнечных протонов и выхода их в область свободного распространения. Исследование зависимости между интенсивностями в максимуме события для (далее пиковыми интенсивностями) солнечных протонных событий (СПС) и мягких рентгеновских вспышек проводилось в [4] для событий 23 цикла в интервале гелиодолгот  $0^{\circ}$ – $90^{\circ}$ W. Там же было показано, что среднее значение логарифмов значений пиковых интенсивностей СПС зависит от логарифма пиковой интенсивности рентгеновских вспышек по закону:

$$\langle \lg J_p \rangle = 4 \lg J_x + \text{const}1,$$

Электронная почта авторов для переписки:

Очелков Юрий Павлович, e-mail: [yur\\_och@mail.ru](mailto:yur_och@mail.ru)



Адрес редакции журнала  
«Гелиогеофизические исследования»:

ФГБУ «ИПГ»  
129128; Россия, Москва  
ул. Ростокинская, 9.  
e-mail: [vestnik@ipg.geospace.ru](mailto:vestnik@ipg.geospace.ru)

а среднее квадратичное отклонение логарифма пиковой интенсивности СПС от среднего значения не зависит от  $\lg J_x$ :

$$\langle (\lg J_p - \langle \lg J_p \rangle) \rangle^2 = \text{const}^2.$$

Поскольку эти зависимости были получены на основе исследования распределений по пиковым интенсивностям СПС и рентгеновских вспышек, которые не зависят от цикла СА, то можно сделать вывод о том, что такие же соотношения справедливы и для других циклов, но только с точностью до значений постоянных величин.

В данной работе исследуется зависимость между пиковыми интенсивностями событий для 22 и 23 циклов СА и для разных гелиодолготных интервалов. Используются данные КА GOES по рентгеновским вспышкам в диапазоне длин волн 0.1-0.8 нм и данные по наблюдениям СПС с пороговыми энергиями протонов в 30 МэВ в 22 и 23 циклах СА.

Используются два разных подхода. Во-первых, метод сравнения диаграмм зависимостей между пиковыми интенсивностями мягких рентгеновских вспышек и СПС для 23 и 22 циклов СА с учетом результатов [4]. Во-вторых, метод исследования двумерных распределений событий по пиковым интенсивностям, который был предложен в [5-6] для изучения гелиодолготного ослабления интенсивности СПС.

Отметим здесь также, что вариация зависимости между пиковыми интенсивностями СПС и рентгеновских вспышек с циклом СА, вообще говоря, должна отдельно рассматриваться для различных гелиодолготных интервалов. В [6] было показано, что изменение интенсивности СПС с гелиодолготой, то-есть изменение с гелиодолготой зависимости между пиковыми интенсивностями СПС и рентгеновских вспышек зависит от цикла солнечной активности. Так гелиодолготное ослабление СПС в 22 цикле для гелиодолгот (0-30°E) в 10 раз меньше, чем в 23 цикле.

## 2. ДИАГРАММЫ ЗАВИСИМОСТИ МЕЖДУ ПИКОВЫМИ ИНТЕНСИВНОСТЯМИ СПС И РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШЕК ДЛЯ РАЗНЫХ ЦИКЛОВ СА

Рассмотрим диаграммы зависимостей между пиковыми интенсивностями мягких рентгеновских вспышек и СПС для 23 и 22 циклов СА. Такие диаграммы для определения вариации с циклом зависимостей между пиковыми интенсивностями имеет смысл сравнивать только для области гелиодолгот, для которых отсутствует гелиодолготное ослабление интенсивности, которое, как уже говорилось, может зависеть от цикла.

На рисунке 1 (см. также [4]) приведена такая зависимость для 23 цикла солнечной активности и западной половины диска (как показано в [5], для СПС от вспышек на западной половине диска гелиодолготным ослаблением можно пренебречь). Зависимость построена для СПС с энергиями протонов  $E_p > 30$  МэВ и соответствующим им мягким рентгеновским вспышкам в диапазоне длин волн 0.1-0.8 нм по данным КА GOES. Для исследования выбраны СПС с энергиями протонов больше 30 МэВ, так как для событий с энергиями протонов  $> 10$  MeV пиковая интенсивность часто бывает связана с приходом ударной волны, а для больших энергий протонов уменьшается статистическая обеспеченность результатов. Для рентгеновских вспышек рассматривались события M и X классов, так как более слабые события могут быть пропущены из-за высокого значения уровня фона рентгеновского излучения и его флуктуаций.

При построении диаграммы учитывались все рентгеновские вспышки: вспышки после которых наблюдались протоны, вспышки, после которых не наблюдались протоны, и вспышки, после которых СПС не могло быть обнаружено из-за высокого уровня потоков протонов от предшествующих вспышек. События, после которых наблюдались протоны, обозначены закрашенными кружками, их ордината соответствует значению потока протонов в максимуме события. Значение минимального потока протонов, при котором СПС может быть обнаружено, равно  $3 \cdot 10^{-1}$  част /см<sup>2</sup>ср ( $\lg J_p \min = -0.5$ ). Оно обозначено на рис. 1 пунктирной горизонтальной линией. Максимальный поток протонов в событиях СПС (он должен существовать, хотя бы из энергетических соображений) равен примерно 6300 част /см<sup>2</sup>ср ( $\lg J_p \max = 3.8$ ) для 23 цикла, и обозначен на рисунке 1 сплошной горизонтальной линией.

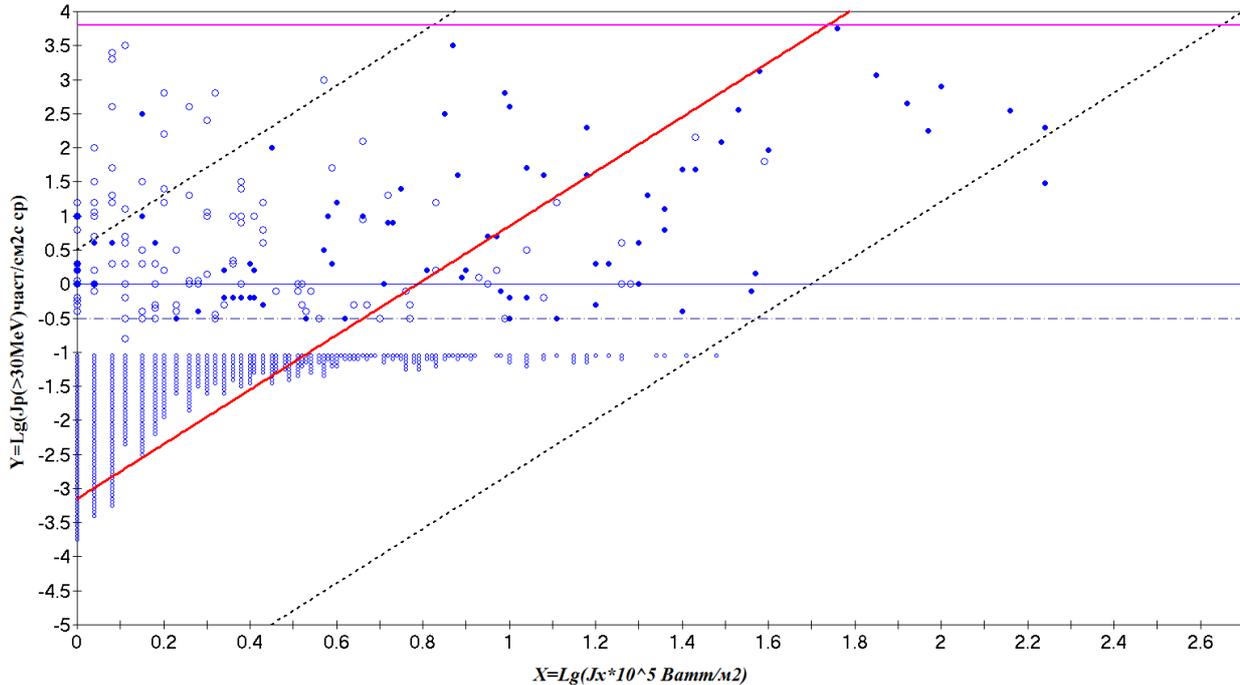


Рис.1. Диаграмма зависимости между пиковыми интенсивностями СПС с энергиями протонов больше 30 МэВ и рентгеновских вспышек с длинами волн 0.1-0.8 нм для событий от западной половине диска 23 цикла солнечной активности

События, после которых не наблюдались СПС с протонами больше 30 МэВ, обозначены пустыми малыми кружками. Их ордината условна. Можно утверждать, что значение  $\lg J_{p_{max}}$  в этих событиях меньше  $-0.5$ . Их число значительно убывает с ростом интенсивности рентгеновских вспышек. Следует отметить, что поскольку значение нижнего потока протонов в СПС условно и связано с возможностями регистрации СПС, то есть не имеет никакого отношения к вспышечной активности Солнца, то в этих событиях, по-видимому, также генерируются протоны, только их интенсивность очень мала. Нижняя пунктирная прямая на рисунках проведена так, чтобы ее можно было бы считать нижней границей для значений пиковой интенсивности СПС.

События, после которых СПС не могли быть обнаружены из-за высокого уровня потоков протонов от предыдущих СПС, обозначены большими пустыми кружками. Их ордината условна и соответствует значению потока протонов в момент времени близкий ко времени к максимуму рентгеновской вспышки. В реальности значение пикового потока протонов в этих событиях в несколько раз (вплоть до порядка величины) ниже, чем значение ординаты для этих событий. Как следует из рисунка, число таких событий также значительно уменьшается с ростом интенсивности рентгеновских вспышек. Вероятность того, что в этих событиях поток превышает фоновый, легко оценить: она равна отношению числа наблюдаемых событий к числу событий с интенсивностью протонов меньше минимального значения для данного значения интенсивности рентгеновской вспышки. Для малых значений интенсивности вспышек она очень мала — несколько процентов, при  $\lg J_x \cdot 10^5 = 1$ , она может достигать 50%. Но число таких событий при таких значениях интенсивности рентгеновских вспышек невелико. Сплошная красная прямая примерно соответствует среднему значению для  $\lg J_p$ .

Верхняя пунктирная прямая на рисунке 1 — это верхняя граница для значений пиковых интенсивностей СПС в 23 цикле. В соответствии с результатами [4] уравнение этой прямой имеет вид:

$$\lg J_p = 4 \lg(J_x \cdot 10^5) + 0.5,$$

где  $J_p$  в част/см<sup>2</sup>с ср, а  $J_x$  в Ватт/м<sup>2</sup>.

На рисунке 2 аналогичная зависимость построена для 22 цикла СА.

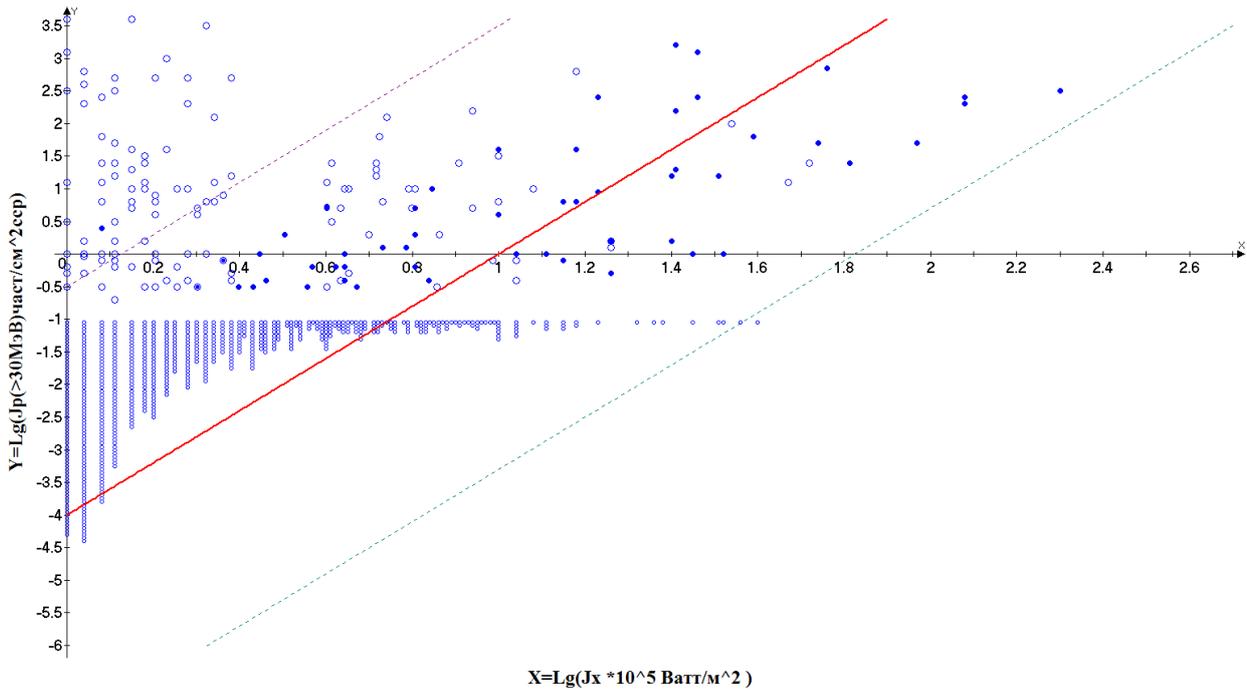


Рис. 2. Диаграмма зависимости между пиковыми интенсивностями СПС с энергиями протонов больше 30 МэВ и рентгеновских вспышек с длинами волн 0.1-0.8 нм для событий от западной половине диска 22 цикла солнечной активности

Верхняя пунктирная прямая на рисунке 2 — это верхняя граница для значений пиковых интенсивностей СПС в 22 цикле СА. Уравнение этой прямой имеет вид:

$$\lg J_p = 4 \lg(J_x 10^5) - 0.5,$$

где  $J_p$  в част/см<sup>2</sup>ср, а  $J_x$  в Ватт/м<sup>2</sup>.

Как следует из сравнения диаграмм (и в том числе значений для верхних границ пиковых интенсивностей СПС) интенсивность СПС в 22 цикле при тех же значениях интенсивности рентгеновских вспышек в 10 раз меньше, чем в 23 цикле.

### 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУМЕРНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Поскольку зависимость между пиковыми интенсивностями СПС и мягких рентгеновских вспышек является стохастической, следует использовать вероятностный подход (см. [4]). Пусть  $w(J_p, J_x)$  нормированная на единицу двумерная вероятность наблюдения СПС и соответствующих рентгеновских вспышек в единичном интервале двумерного пространства  $J_p, J_x$ . Тогда наблюдаемые в цикле распределения событий по пиковым интенсивностям будут равны:

$$F_x(J_x) = N_c \int_0^{\infty} w(J_p, J_x) dJ_p \qquad F_p(J_p) = N_c \int_0^{\infty} w(J_p, J_x) dJ_x$$

где  $F_x$  — распределение рентгеновских вспышек,  $F_p$  — распределение СПС,  $N_c$  — число событий за цикл (количество двумерных точек на диаграмме  $\lg J_x - \lg J_p$ ).

В [4] было показано, что поскольку распределения по пиковым интенсивностям являются степенными, и их показатели степени не зависят от цикла, то можно получить для условной вероятности наблюдения СПС с пиковой интенсивностью  $J_p$  после рентгеновской вспышки с интенсивностью  $J_x$  выражение:

$$w(J_p / J_x) = \frac{w(J_p, J_x)}{\int_0^\infty w(J_p, J_x) dJ_p} = \sigma \left( \frac{J_x}{J_p} \right) \frac{1}{J_x^\gamma} \quad (1)$$

где  $\sigma$  – некоторая функция, а  $\gamma = (\alpha - 1) / (\beta - 1)$ ,  $\alpha$  – показатель степени для  $F_x(J_x)$ ,  $\beta$  – показатель степени для  $F_p(J_p)$ .

Тогда распределения СПС и рентгеновских вспышек по пиковым интенсивностям будут связаны соотношением:

$$F_p(J_p) = \int_0^\infty w(J_p / J_x) F_x(J_x) dJ_x$$

Рассмотрим следующую величину:

$$W(J_x, J_p) = \frac{N(J_x, J_p)}{N(J_x, 0)} = \frac{\int_{J_x}^\infty \int_{J_p}^\infty w(J_x, J_p) dJ_x dJ_p}{\int_{J_x}^\infty \int_0^\infty w(J_x, J_p) dJ_x dJ_p} ; \quad (2)$$

Здесь функция  $N(J_x, 0)$  – интегральное распределение по пиковым интенсивностям для всех рентгеновских вспышек (после которых СПС либо наблюдались, либо не наблюдались).

$$N(J_x, 0) = \int_{J_x}^\infty F_x(J_x) dJ_x$$

Физический смысл величины (2) – вероятность наблюдения вспышек с пиковыми интенсивностями больше чем  $J_x$ , после которых наблюдались СПС с пиковыми интенсивностями больше чем  $J_p$  среди всех вспышек с пиковыми интенсивностями больше чем  $J_x$ . Значение этого отношения не зависит от долготы вспышки и должно испытывать слабые возмущения из-за статистических флуктуаций числа событий с гелиодолготой. Оно также не зависит от общего числа событий в цикле. Из-за независимости функций распределения от цикла (равенство показателей степени распределений) и независимости от цикла функциональной зависимости  $w(J_x, J_p)$  (см. формулу (1)) можно ожидать, что (2) также не зависит от цикла. Такая независимость от гелиодолготы и цикла наблюдается только, если пиковая интенсивность протонов наблюдается на гелиодолготе вспышки, и условия выхода протонов в область свободного распространения для разных циклов одинаковы. В противном случае следует пересчитывать наблюдаемые пиковые протоны к гелиодолготе вспышки и к определенным условиям выхода (например, к условиям выхода протонов в 23 цикле). Следует отметить, что такой пересчет путем введения множителя для  $J_p$ , зависящим от гелиодолготы и цикла, должен не зависеть от  $J_x$  (из-за независимости функций распределения от гелиодолготы и цикла). То есть, если пиковая интенсивность протонов от вспышки на гелиодолготе  $\varphi$  связана с пиковой интенсивностью на гелиодолготе  $\varphi_0$  соотношением  $J_p(\varphi) = k(\varphi, \varphi_0) \cdot J_p(\varphi_0)$ , то коэффициент  $k$  не зависит от  $J_x$ . Аналогично, если имеется изменение интенсивности протонных событий с циклом SA, и это изменение не зависит от значения  $J_x$ , то можно ввести коэффициент циклического изменения интенсивности СПС:  $J_{p,c2} = k_{c2,c1} J_{c1}$ , где  $J_{p,c1}$  – интенсивность протонов в цикле солнечной активности  $c_1$ , а  $k_{c2,c1}$  – коэффициент циклического изменения интенсивности СПС в цикле  $c_2$  по отношению к интенсивности в цикле  $c_1$ , который не зависит от  $J_x$ .

Таким образом:

$$W(J_x, J_p(\varphi)) = \frac{N_\varphi(J_x, J_p(\varphi))}{N_\varphi(J_x, 0)} = \frac{N_\varphi(J_x, k(\varphi, \varphi_0) \cdot J_p(\varphi_0))}{N_\varphi(J_x, 0)} = \frac{N_{\varphi_0}(J_x, J_p(\varphi_0))}{N_{\varphi_0}(J_x, 0)} = const(\varphi) \quad (3)$$

здесь  $J_p(\varphi) = k(\varphi, \varphi_0) \cdot J_p(\varphi_0)$ , а  $k(\varphi, \varphi_0)$  – коэффициент гелиодолготного ослабления,  $\varphi_0$  – фиксированная гелиодолгота. Аналогично:

$$W(J_x, J_{p,c2}) = \frac{N_{c2}(J_x, J_{p,c2})}{N_{c2}(J_x, 0)} = \frac{N_{c2}(J_x, k_{c2,c1} \cdot J_{p,c1}(\varphi_0))}{N_{c2}(J_x, 0)} = \frac{N_{c1}(J_x, J_{p,c1})}{N_{c1}(J_x, 0)} = \text{const}(c_i) \quad (4)$$

На рисунке 3 приведены графики функций  $N(J_x, J_p)$  для различных значений  $J_p$  для западной половины диска и 23 цикла СА. Асимптотически при больших  $J_x$  кривые стремятся к  $N(J_x, 0)$ . На рисунке 4 приведены соответствующие вероятности  $W(J_x, J_p)$ .

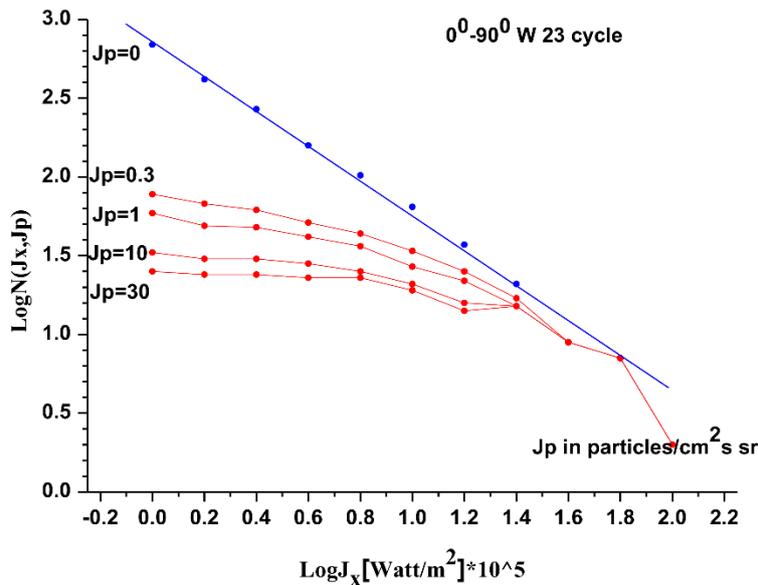


Рис. 3. Распределения  $N(J_x, J_p)$  для западной половины диска для 23 цикла СА. Сверху вниз:  $\lg N(J_x)$  – синий цвет,  $\lg N(J_x, J_p)$  для  $J_p = 0.3, J_p = 1, J_p = 10, J_p = 30$  – красный цвет ( $J_p$ (част/см<sup>2</sup>ср)).

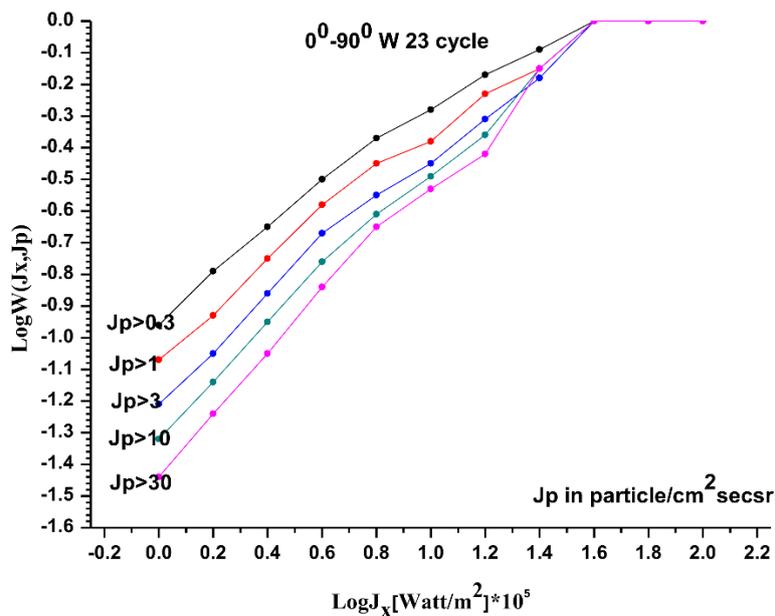


Рис. 4. Зависимости  $W(J_x, J_p)$  от  $J_x$  для западной половины диска для 23 цикла СА. Сверху вниз:  $\lg W(J_x, J_p)$  для  $J_p = 0.3, J_p = 1, J_p = 3, J_p = 10, J_p = 30$  ( $J_p$ (част/см<sup>2</sup>ср)).

#### 4. ГЕЛИОДОЛГОТНОЕ ОСЛАБЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СПС ОТ ВСПЫШЕК НА ЗАПАДНОЙ ПОЛОВИНЕ ДИСКА

Рассмотрим теперь вопрос о существовании гелиодолготной зависимости для СПС от вспышек на западной половине диска.

Рассмотрим два интервала гелиодолгот:  $30^{\circ}\text{W}-60^{\circ}\text{W}$  и  $0^{\circ}-30^{\circ}\text{W}$ . К первому интервалу относятся гелиодолготы, отстоящие от долготы наилучшего соединения с Землей меньше, чем на  $30^{\circ}$ , а ко второму – на  $30^{\circ}-60^{\circ}$ , то есть в среднем на  $30^{\circ}$  больше, чем в первом интервале. Используем предложенный выше подход (см. также (4)).

На рисунке 5 приведены зависимости  $W(J_x, J_p)$  построенные для  $J_p = 0.3$  част/см<sup>2</sup>ср и  $J_p = 1$  част/см<sup>2</sup>ср для 23 цикла СА и гелиодолготных интервалов  $30^{\circ}-90^{\circ}$  и  $0^{\circ}-30^{\circ}$ . Как следует из рисунка, кривые для разных гелиодолготных интервалов практически совпадают (при  $\lg J_x \cdot 10^5 > 0.8$  начинают сказываться статистические флуктуации).

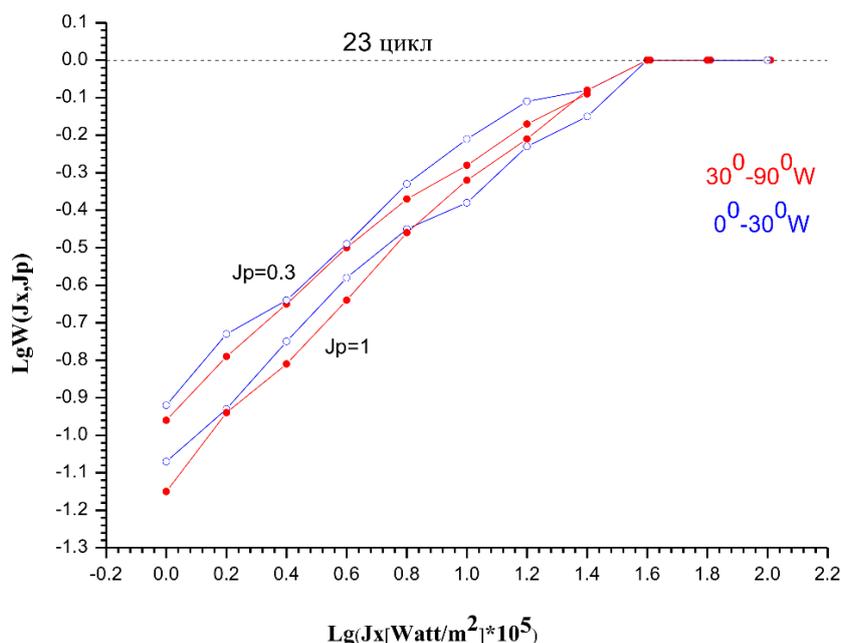


Рис. 5. Зависимость вероятности  $W(J_x, J_p)$  от  $J_x$  для 23 цикла. Красные линии для интервала  $30^{\circ}-90^{\circ}\text{W}$ , синие для интервала  $0^{\circ}-30^{\circ}\text{W}$ . Верхние кривые для  $J_p = 0.3$  част/см<sup>2</sup>ср, нижние для  $J_p = 1$  част/см<sup>2</sup>ср.

На рисунке 6 приведены зависимости  $W(J_x, J_p)$ , построенные для  $J_p = 0.3$  част/см<sup>2</sup>ср и  $J_p = 1$  част/см<sup>2</sup>ср для 22 цикла СА и гелиодолготных интервалов  $30^{\circ}-90^{\circ}\text{W}$  и  $0^{\circ}-30^{\circ}\text{W}$ . Как следует из рисунка, кривые для разных интервалов гелиодолгот также практически совпадают (при  $\lg J_x \cdot 10^5 > 0.6-0.8$  начинают сказываться статистические флуктуации).

Из приведенных результатов следует, что гелиодолготная зависимость для событий СПС от вспышек на западной половине диска практически отсутствует как в 22, так и в 23 цикле. Поэтому можно использовать единый интервал гелиодолгот  $0^{\circ}-90^{\circ}\text{W}$ , что и было сделано при построении диаграмм, представленных на рисунках 1 и 2.

Этот результат, согласуется с выводами [7], где рассматривается зависимость от гелиодолготы времени достижения максимума в СПС с энергиями протонов 10-60 МэВ и делается вывод, что для СПС существует район быстрого распространения по гелиодолготе в интервале  $\pm 60^{\circ}$  от гелиодолготы вспышки (поэтому время достижения максимума для этих событий не зависит от гелиодолготы). Поэтому гелиодолготное распространение протонов от вспышек от гелиодолгот западной половины диска, отличается от вспышек гелиодолготы, которых больше чем на  $60^{\circ}$  отличаются от гелиодолготы соединения с Землей. На рисунке 7 приведена зависимость времени достижения максимума СПС с энергией протонов больше 30 МэВ от гелиодолготы вспышки из [7].

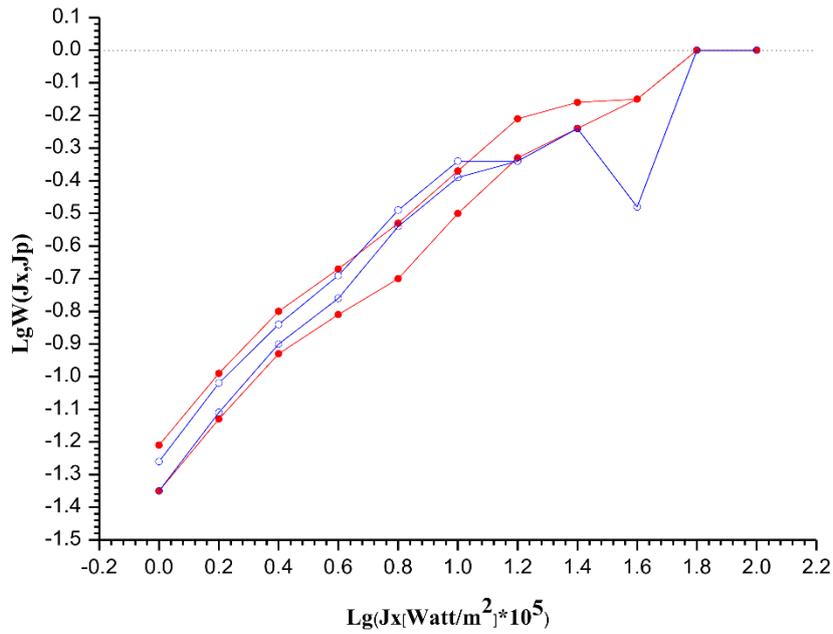


Рис. 6. Зависимость вероятности  $W(J_x, J_p)$  от  $J_x$  для 22 цикла. Красные линии для интервала  $30^0-90^0W$ , синие для интервала  $0^0-30^0W$ . Верхние кривые для  $J_p = 0.3$  част/см<sup>2</sup>ср, нижние для  $J_p = 1$  част/см<sup>2</sup>ср

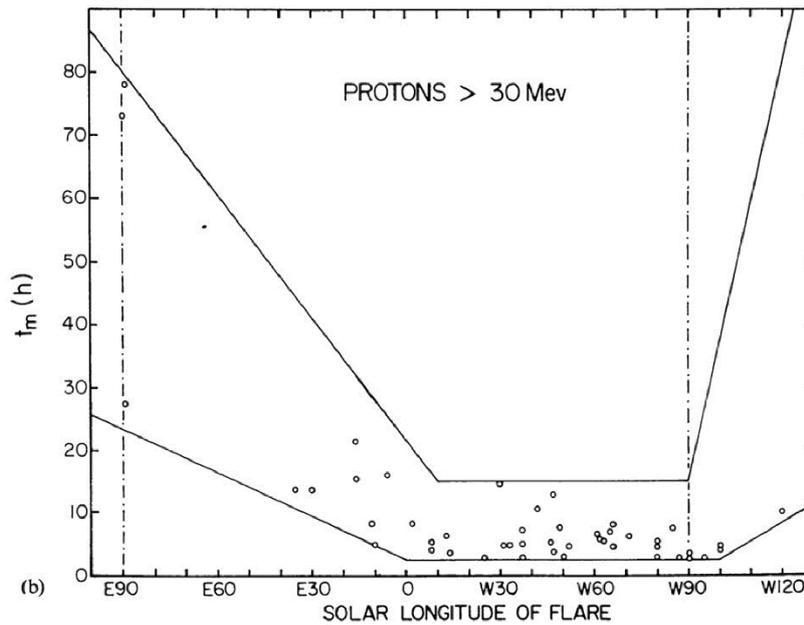


Рис.7. Зависимость времени достижения максимума (в часах) от гелиодолготы вспышки для СПС с энергиями протонов больше 30 МэВ для событий за период с мая 1967 г. по май 1972 г.

### 5. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ЦИКЛА ГЕЛИОДОЛГОТНОГО ОСЛАБЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ СПС И СВЯЗЬ ЭТОЙ ЗАВИСИМОСТИ С ИЗМЕНЕНИЕМ ИНТЕНСИВНОСТИ СПС С ЦИКЛОМ

Используя метод исследования двумерных распределений, рассмотрим гелиодолготную зависимость интенсивности СПС и ее связь с циклом и циклическим изменением интенсивности СПС.

Рассмотрим СПС от вспышек западной половины диска в интервале гелиодолгот  $0^0-90^0W$  (гелиодолготным ослаблением внутри которого, как было показано выше можно пренебречь) и от вспышек из интервала гелиодолгот  $30^0E-0^0$  на восточной половине диска.

На рисунке 8 представлены графики зависимостей  $W(J_x, J_p)$  от  $J_x$  для 23 цикла СА для 5 значений  $J_p$ : 0.3, 1, 3, 10, 30 част/см<sup>2</sup>ср и интервала гелиодолгот  $0^0-90^0W$  и графики зависимостей от  $J_x$  для 23 цикла СА для двух значений  $J_p$ : 0.3, 1 част/см<sup>2</sup>ср и интервала гелиодолгот  $30^0E-0^0$ .

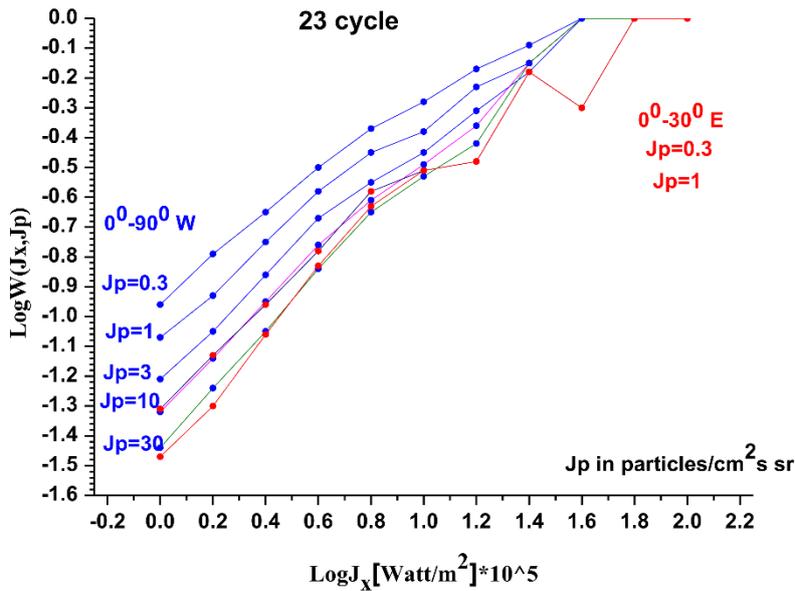


Рис. 8. Зависимости  $W(J_x, J_p)$  от  $J_x$  для 23 цикла для интервала гелиодолгот  $0^0-90^0W$  (синий цвет) и для интервала гелиодолгот  $30^0E-0^0$  (красный цвет).

Из графиков следует, что кривые для  $J_p = 10$  част/см<sup>2</sup>ср и  $J_p = 30$  част/см<sup>2</sup>ср для СПС от вспышек из гелиодолготного интервала  $0^0-90^0W$  хорошо совпадают с кривыми для  $J_p=0.3$  част/см<sup>2</sup>ср и  $J_p = 1$  част/см<sup>2</sup>ср для СПС от вспышек из гелиодолготного интервала  $30^0E - 0^0$  (при  $\lg J_x \cdot 10^5 > 0.8$  начинают играть роль статистические флуктуации). Тогда из выражения (3) следует, что такое совпадение означает ослабление интенсивности СПС от вспышек в интервале гелиодолгот  $30^0E - 0^0$  в 30 раз по сравнению с СПС от вспышек в интервале гелиодолгот  $0^0-90^0W$  (см. также [5,6]). То есть:

$$W_{0-30E}(J_x, 1/30 \cdot 10) = W_{0-90W}(J_x, 10) \text{ (для } \lg J_x \cdot 10^5 < 0.8); k(0^0-30^0E, 0^0-90^0W) = 1/30.$$

$$W_{0-30E}(J_x, 1/30 \cdot 30) = W_{0-90W}(J_x, 30) \text{ (для } \lg J_x \cdot 10^5 < 0.8); k(0^0-30^0E, 0^0-90^0W) = 1/30.$$

На рисунке 9 такие же зависимости построены для 22 цикла СА. Из графиков следует, что кривые для  $J_p = 1$  част/см<sup>2</sup>ср и  $J_p = 3$  част/см<sup>2</sup>ср для СПС от вспышек из гелиодолготного интервала  $0^0-90^0W$  хорошо совпадают с кривыми для  $J_p = 0.3$  част/см<sup>2</sup>ср и  $J_p = 1$  част/см<sup>2</sup>ср для СПС от вспышек из гелиодолготного интервала  $30^0E-0^0$  (при  $\lg J_x \cdot 10^5 > 0.6-0.8$  начинают сказываться статистические флуктуации). Тогда из выражения (3), следует, что такое совпадение означает ослабление интенсивности СПС от вспышек из интервала гелиодолгот  $30^0E-0^0$  в 3 раза по сравнению с СПС от вспышек в интервале гелиодолгот  $0^0-90^0W$  (см. также [6]).

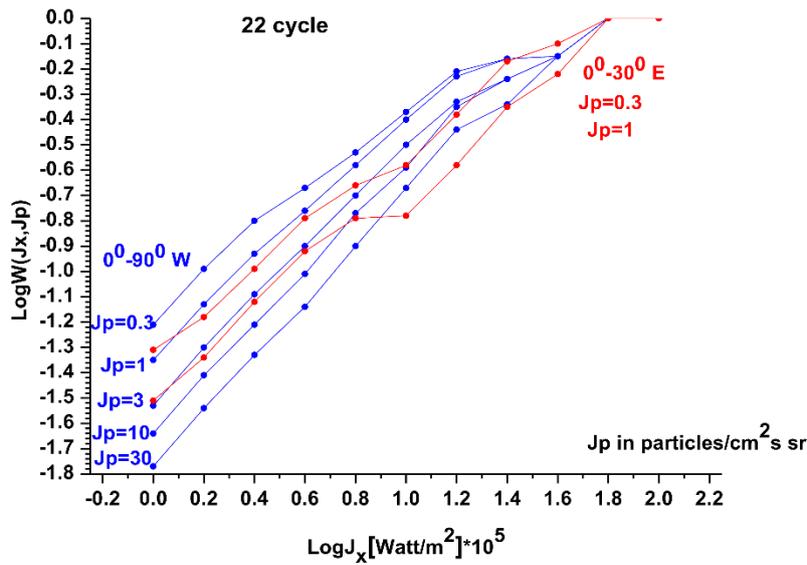


Рис. 9. Зависимости  $W(J_x, J_p)$  от  $J_x$  для 22 цикла СА для интервала гелиодолгот  $0^0-90^0W$  (синий цвет) и для интервала гелиодолгот  $30^0 E-0^0$  (красный цвет).

То есть:

$$W_{0-30E}(J_x, 1/3 \cdot 10) = W_{0-90W}(J_x, 10) \text{ (для } \lg J_x \cdot 10^5 < 0.8); k(0^0-30^0E, 0^0-90^0W) = 1/3.$$

$$W_{0-30E}(J_x, 1/3 \cdot 30) = W_{0-90W}(J_x, 30) \text{ (для } \lg J_x \cdot 10^5 < 0.8); k(0^0-30^0E, 0^0-90^0W) = 1/3.$$

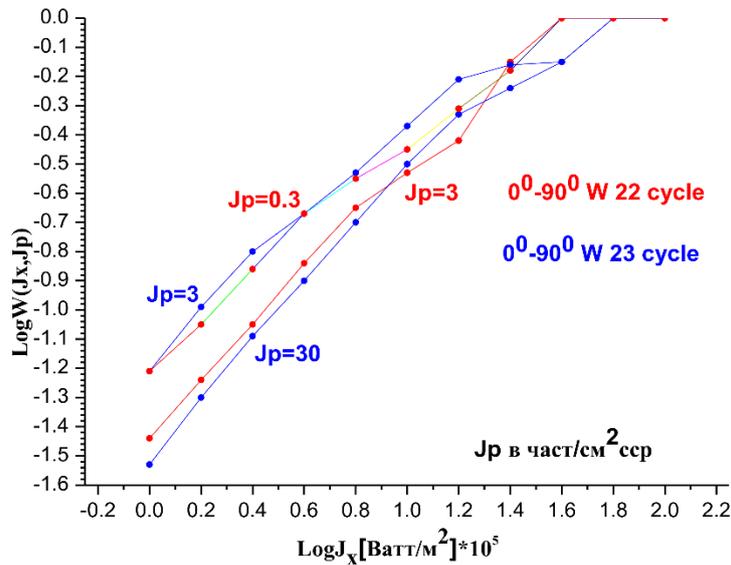


Рис. 10. Зависимости  $W(J_x, J_p)$  от  $J_x$  для 23 (синий цвет) и 22 циклов СА (красный цвет).

Таким образом, коэффициент гелиодолготного ослабления для 22 цикла равен 1/3, что в десять раз меньше, чем для 23 цикла (1/30). Ослабление интенсивности СПС в 22 цикле по сравнению с СПС от вспышек западной половины диска в 10 раз меньше, чем в 23 цикле. В то же время, как было показано выше, интенсивность СПС в 22 цикле от вспышек западной половины диска в 10 раз меньше по сравнению с СПС от вспышек западной половины диска в 23 цикле, и это ослабление не зависит от интенсивности соответствующих рентгеновских вспышек. Этот вывод был сделан на основе сравнения диаграмм на рисунках 1 и 2. Проверим это утверждение, построив для западной половины диска

зависимости  $W(J_x, J_p)$  от  $J_x$  для 23 и 22 циклов СА (см. рисунок 10). Из рисунка видно, что кривые для разных циклов имеют одну и ту же зависимость от аргументов (как и утверждалось выше) и совпадают друг с другом для разных значений потока протонов. Так кривая, построенная для  $J_p = 3$  част/см<sup>2</sup>срр для 23 цикла совпадает с кривой для интенсивности протонов в десять раз меньшей: 0.3 част/см<sup>2</sup>срр. Кривая построенная для  $J_p = 30$  част/см<sup>2</sup>срр для 23 цикла совпадает с кривой для интенсивности протонов тоже в десять раз меньшей: 3 част/см<sup>2</sup>срр. Отсюда следует, что интенсивность потоков протонов ослаблена в 10 раз в 22 цикле по сравнению с 23 циклом, и это ослабление не зависит от интенсивности соответствующих рентгеновских вспышек, что подтверждает вывод, сделанный на основе сравнения диаграмм.

Таким образом, можно ввести коэффициент циклического ослабления интенсивности протонных событий  $k_{22,23}$ .

$$W_{22\text{cycle}}(J_x, 1/10 \cdot 3) = W_{23\text{cycle}}(J_x, 3) \text{ (для } \lg J_x \cdot 10^5 < 0.8 \text{)} ; k_{22,23}(0^0-90^0W) = 1/10.$$

$$W_{22\text{cycle}}(J_x, 1/10 \cdot 30) = W_{23\text{cycle}}(J_x, 30) \text{ (для } \lg J_x \cdot 10^5 < 0.8 \text{)} ; k_{22,23}(0^0-90^0W) = 1/10.$$

Рассмотрим также зависимости  $W(J_x, J_p)$  от  $J_p$  для фиксированного значения  $J_x$ . На рисунке 11 построены зависимости для западной половины диска для 22 и 23 циклов СА и значения  $J_x = 2.5 \cdot 10^{-5}$  Ватт/м<sup>2</sup> ( $\lg J_x \cdot 10^5 = 0.4$ ), а на рисунке 12 такие же зависимости для  $J_x = 1 \cdot 10^{-5}$  Ватт/м<sup>2</sup>. Существенно, что  $W(J_x, J_p)$  не зависят от общего числа событий в цикле. Зависимости степенные и имеют примерно одинаковый наклон. Нижняя сплошная прямая (для 22 цикла) на обоих рисунках может быть совмещена с верхней при сдвиге вдоль оси X на 1. Это означает, что интенсивность СПС в 22 цикле в 10 раз меньше, чем в 23 цикле для западной половины диска.

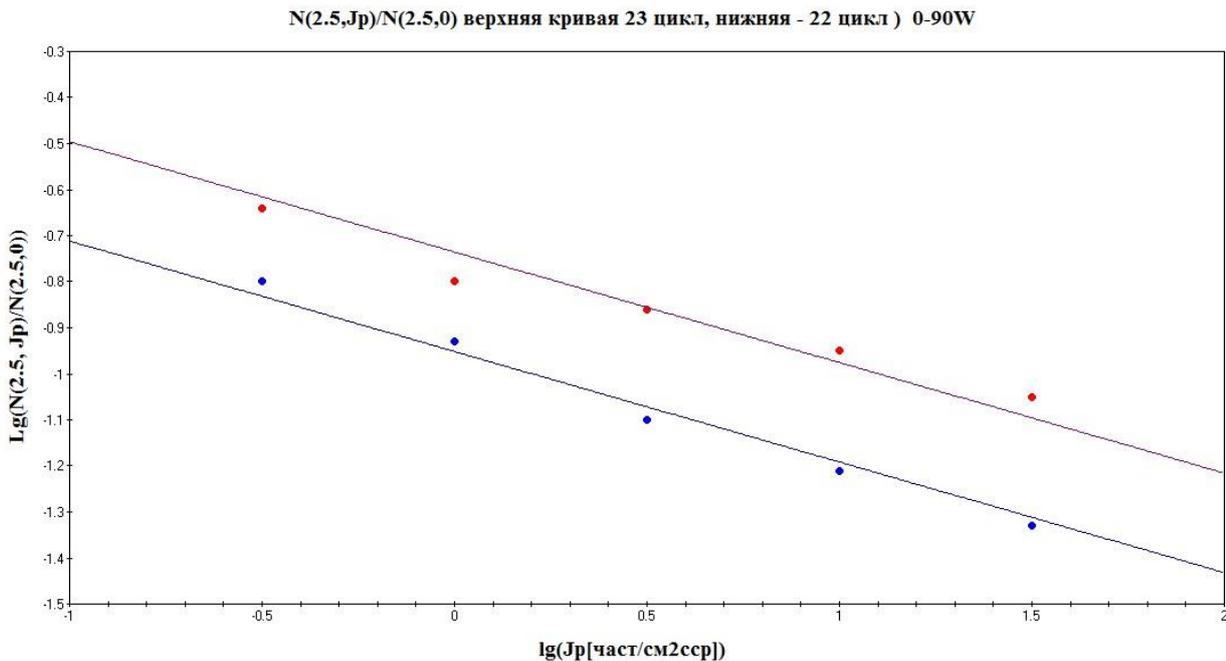


Рис. 11.  $W(2.5, J_p)$  от  $J_p$ : интегральные распределения событий СПС после рентгеновских всплесков классов  $\geq M2.5$  по пиковым интенсивностям нормированные на полное число рентгеновских всплесков классов  $\geq M2.5$  для западной половины диска в 23 цикле СА (верхняя кривая) и в 22 цикле СА (нижняя кривая)  $0-90^0W$

Рассмотрим теперь циклические ослабления интенсивности для другого гелиодолготного интервала  $30^0E-0^0$ , построив графики функций  $W(J_x, J_p)$  от  $J_x$  для различных  $J_p$ . На рисунке 13 представлены графики для  $J_p = 0.3$  част/см<sup>2</sup>срр и  $J_p = 1$  част/см<sup>2</sup>срр для 22 и 23 цикла. Как видно из графиков  $W(J_x, 0.3)$  и  $W(J_x, 1)$  для разных циклов примерно совпадают (для  $\lg J_x \cdot 10^5 < 0.6-0.8$ ). То есть циклическое ослабление для этого интервала гелиодолгот отсутствует в отличие от гелиодолгот из интервала  $0^0-90^0W$ . Этот же вывод следует из рисунка 12, где распределениям для интервала  $0^0-30^0E$  соответствуют точки меньшего диаметра и видно, что они совпадают для разных циклов.

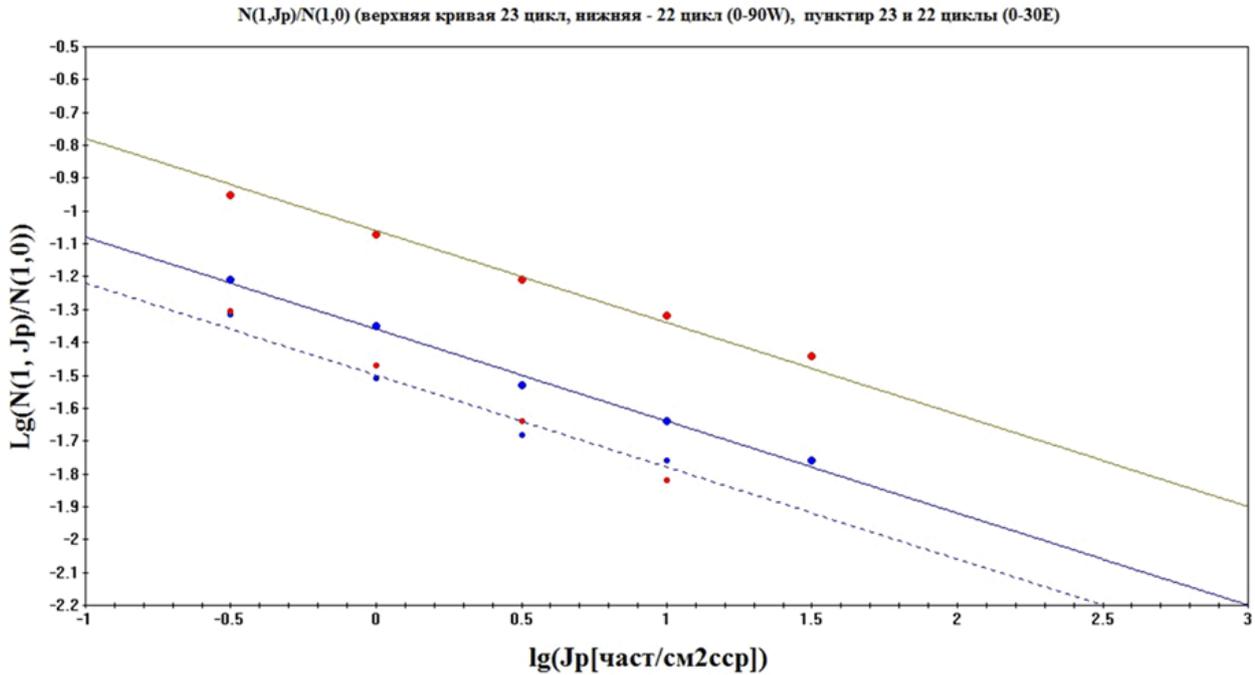


Рис. 12.  $W(1, J_p)$  от  $J_p$ : интегральные распределения событий СПС после рентгеновских всплесков классов  $\geq M1$  по пиковым интенсивностям нормированные на полное число рентгеновских всплесков классов  $\geq M1$  для западной половины диска (сплошные кривые) в 23 цикле СА (верхняя сплошная кривая) и в 22 цикле СА (нижняя сплошная кривая). Пунктирная кривая – те же распределения для гелиодолготного интервала  $0^0-30^0E$

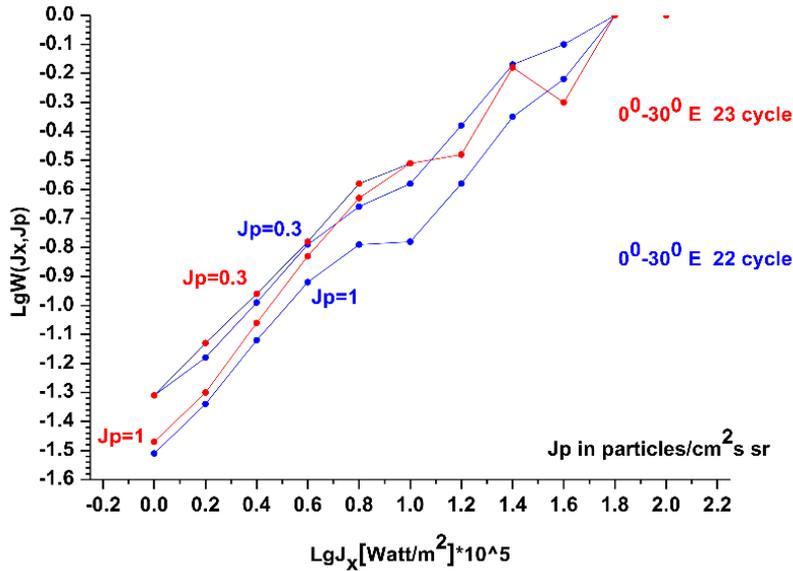


Рис. 13. Зависимости  $W(J_x, J_p)$  от  $J_x$  для 22 цикла СА (синий цвет) и 23 цикла СА (красный цвет) для  $J_p = 0.3$  част/см<sup>2</sup>ср и  $J_p = 1$  част/см<sup>2</sup>ср

Из полученных результатов можно сделать вывод о том, что коэффициент гелиодолготного ослабления интенсивности протонных событий в 22 цикле меньше в 10 раз, чем в 23 цикле из-за того, что интенсивность СПС от западной половины диска в 22 цикле СА меньше в 10 раз, чем в 23 цикле СА, а интенсивность СПС для восточных гелиодолгот  $30^0E-0^0$  не изменяется. Если бы не было уменьшения интенсивности СПС от западной половины диска, то коэффициенты гелиодолготного ослабления были бы одинаковы в 22 и 23 циклах СА.

## 6. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В работе было показано на примере событий от 22 и 23 циклов, что существует значительное изменение (до порядка величины) интенсивности СПС (при одних и тех же значениях интенсивности соответствующих рентгеновских вспышек) с циклом солнечной активности для событий от западной половины диска, однако изменение с циклом интенсивности СПС от вспышек в гелиодолготном интервале  $30^{\circ}\text{E}-0^{\circ}$  отсутствует. Этот факт может объяснить изменение гелиодолготного ослабления с циклом СА, которое было найдено в [6] и подробно рассмотрено в данной работе. Существование циклического изменения интенсивности не может быть связано с изменением соотношения генерированных во вспышках протонов и электронов, так как в этом случае для событий от вспышек из гелиодолготного интервала  $30^{\circ}\text{E}-0^{\circ}$  также наблюдались бы значительные циклические изменения.

Циклическую зависимость для интервала ( $0^{\circ}-90^{\circ}\text{W}$ ) можно объяснить различными условиями выхода протонов в область свободного распространения или различными условиями ускорения ударными волнами в различных циклах. В этом случае гелиодолготное ослабление СПС следует считать не связанным с распространением поперек силовых линий, а с зависимостью от гелиодолготы условий ускорения или выхода в область свободного распространения.

На условия выхода протонов в область свободного распространения, по-видимому, влияют корональные выбросы масс (КВМ). Их характеристики значительно меняются с циклом солнечной активности. В качестве примера можно привести следующие данные:

в 23 цикле СА произошло 1325 рентгеновских вспышек классов  $\geq \text{M1}$ ; 1385 корональных выбросов масс типа Halo и Partial Halo, из них 484 со скоростью  $V > 1000$  км/с, а в 24 цикле СА произошло 725 рентгеновских вспышек классов  $\geq \text{M1}$ ; 1253 корональных выбросов масс типа Halo и Partial Halo, из них 146 со скоростью  $V > 1000$  км/с.

Зависимость от цикла интенсивности протонных событий для различных гелиодолгот следует учитывать во всех статистических исследованиях СПС, а также при разработке методов прогноза протонных событий.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Буров В.А., Очелков Ю.П. Наукастинг появления геоэффективных потоков протонов в околоземном космическом пространстве. // Федеральная служба по интеллектуальной собственности. 2013, Бюл. № 17, 20.06.
2. Laurenza M., Cliver E.W., Hewitt J., Storini M., Ling A.G., Balch C.C., Kaiser M.L. A technique for short-term warning of solar energetic particle events based on flare location, flare size, and evidence of particle escape // Spfct Weather, V.7, S04008, doi:10.1029/2007SW000379, 2009.
3. Буров В.А., Очелков Ю.П. О возможности прогноза интенсивности солнечных протонных событий по тепловому рентгеновскому излучению солнечных вспышек // Гелиогеофизические исследования. 2020. Вып. 25, С. 30 – 36.
4. Очелков Ю.П. Модель вероятностной зависимости максимальных интенсивностей солнечных протонных событий и рентгеновских вспышек // Гелиогеофизические исследования. 2021. Вып. 31, С. 29–40.
5. Ochelkov Yu. P. Longitudinal dependence of solar proton peak intensities using the X-ray and proton data in the period of 22-23 cycles // J. Phys. Conf. Ser. 2013. V. 409, № 1, P. 12183
6. Очелков Ю.П. Изменение гелиодолготной зависимости пиковых интенсивностей солнечных протонных событий с солнечными циклами // Изв.РАН, серия физ. 2019. Т.83, №5, С.590-593.
7. Reinhard R, Wibberenz G. Propagation of flare protons in the solar atmosphere // Solar Phys. 1974. 36. pp. 473-480.

---

**VARIATION OF THE RELATIONSHIP BETWEEN INTENSITIES OF SOLAR SX-RAY FLARES AND SOLAR PROTON EVENTS WITH SOLAR CYCLES**

Ochelkov Yu. P.

Based on a study of two-dimensional solar flare distributions according to the intensity of soft X-ray burst peaks and solar proton peaks, it is concluded that solar proton peak intensity varies not only with heliolongitude but also with solar cycle. It was discovered that exists the significant change (with the same values of soft X-ray burst peaks) of solar proton peak intensity (up to the order of magnitude) with solar cycle for heliolongitude area in which heliolongitude decrease of solar proton peak intensity is absent ( $0^{\circ}$ - $90^{\circ}$ W) and that solar cycle variation of solar proton peak intensity is absent for heliolongitude areas in which the heliolongitude decrease takes place ( $0^{\circ}$ - $30^{\circ}$ E,  $30^{\circ}$ E- $90^{\circ}$ E). The solar proton peak intensity dependence with cycle explains previously discovered variation in the longitudinal dependence of solar proton intensities with solar cycles. The found patterns cannot be explained by variation with solar cycle of solar flares characteristics and also variation with solar cycle of condition of heliolongitude propagation of solar proton in coronal fields. They can be explained most likely by output features of solar protons in the region of free propagation for which the coronal mass ejections whose characteristics are changing with cycle play a crucial role.

**KEYWORDS:** SX-RAY FLARE, SOLAR PROTON EVENT, THE TWO-DIMENSIONAL DISTRIBUTION, LONGITUDINAL DEPENDENCE, SOLAR CYCLE