

Всплески синхротронного радиоизлучения электронов, высыпающихся из внутреннего радиационного пояса Земли

В.М. Карташев, А.В. Лазарев, Д.В. Сорока, Е.С. Шматко

*Харьковский государственный университет
310077, Харьков, пл. Свободы, 4, Украина*

Статья поступила в редакцию 14 мая 1997 г., после переработки 19 сентября 1997 г.

Сформулирована гипотеза крупномасштабного явления, приводящего к высыпанию протонов и электронов из внутреннего радиационного пояса Земли и синхротронному радиоизлучению последних. Описана структурная схема наземной экспериментальной установки, предназначенной для регистрации высыпающихся электронов по их высокочастотному радиоизлучению. Приведены экспериментальные данные о спектральном распределении всплесков высокочастотного радиоизлучения, сопровождающих высыпание частиц. Проведены численные расчеты спектральной плотности потока мощности синхротронного высокочастотного радиоизлучения сгустков высыпающихся электронов в некогерентном и частично когерентном случаях. Путем сравнения с экспериментальными данными показано, что реализуется механизм частично когерентного синхротронного радиоизлучения. Сделан вывод о локальности электронных высыпаний на средних широтах.

Сформульовано гіпотезу великомасштабного явища, яке викликає висипання протонів і електронів з внутрішнього радіаційного поясу Землі та синхротронне радіовипромінювання останніх. Описано структурну схему наземної експериментальної установки, призначеної для реєстрації електронів за їх радіочастотним радіовипромінюванням. Наведено експериментальні дані спектрального розподілу сплесків високочастотного радіовипромінювання, що супроводять висипання частинок. Проведено числові розрахунки спектральної густини потоку потужності синхротронного високочастотного радіовипромінювання згустків електронів в некогерентному і частково когерентному випадках. Порівняння розрахунків з експериментальними даними свідчить про реалізацію механізму частково когерентного синхротронного радіовипромінювання. Зроблено висновок щодо локальності електронних висипань на середніх широтах.

Введение

В 1969–1971 гг., при проведении экспериментов, связанных с поиском сигналов внеземных цивилизаций из космоса, Троицкий и др. обратили внимание на спорадические радиовсплески в дециметровом и сантиметровом диапазонах радиоволн, которые имели околоземное происхождение. В работах [1–3] эти авторы описали результаты исследований обнаруженного спорадического радиоизлучения, классифицировали различные типы радиовсплесков и радиощумов, показали их корреляцию с общепринятыми крупномасштабными индексами солнечной активности. Мусатенко и др. [4–6] распространили исследование спорадического радиоизлучения на метровый диапазон радиоволн, но, в основном, продолжали эксперименты в дециметровом радиодиапазоне. Харьковская группа исследователей подключилась к изучению спорадического радиоизлучения с целью выяснения возможного механизма его происхождения, в котором конкретные проявления солнечной активности играют ведущую роль. Был обоснован выбор метрового диапазона для этих

исследований, построен 16-элементный радиотелескоп, работающий на частоте 38 МГц [7]. Впоследствии к нему был добавлен радиотелескоп на частоте 325 МГц [8]. Исследования, проведенные Харьковской группой в 80-х годах, однозначно показали, что спорадическое высокочастотное (ВЧ) радиоизлучение возникает под влиянием солнечной активности [8–10]. Были зарегистрированы конкретные события, в которых можно с привлечением мировых данных проследить во времени весь физический процесс от момента возникновения его на Солнце до момента регистрации околоземного радиоизлучения наземными методами. В конечном итоге, в этих работах была сформулирована гипотеза солнечно-земного физического процесса, который заканчивается околоземным спорадическим ВЧ радиоизлучением.

1. Гипотеза солнечно-земных физических явлений, приводящих к возникновению всплесков ВЧ радиоизлучения

Процесс начинается на Солнце во время достаточно мощных (более 1 балла) вспышек или в

момент прохождения через центральный солнечный меридиан экваториальных корональных дыр. Названные солнечные источники образуют вспышечные или рекуррентные высокоскоростные потоки (~ 750 км/с) в замагниченной плазме солнечного ветра. В ряде случаев, при подходе к головной части магнитосферы Земли эти потоки могут сформировать вспышечные или коротирующие ударные волны. На прямом и обратном фронтах ударных волн происходит регулярное ускорение и локализация ионов. Потоки ускоренных ионов, распространяясь вдоль силовых линий межпланетного магнитного поля, встречаются с головной бесстолкновительной стоячей ударной волной магнитосферы Земли. При переходе через фронт этой волны раскачиваются ионно-циклотронные неустойчивости и возбуждаются ионно-циклотронные волны. Последние, дойдя до головной части магнитосферы, частично трансформируются на ее границе в гидромагнитные альфвеновские волны, частично отражаются. Эти волны переносят некоторую долю энергии от потоков ускоренных ионов солнечного ветра к внутренним зонам магнитосферы. Распространяясь по магнитосфере поперек силовых линий и достигая зон устойчивого захвата заряженных частиц, гидромагнитные волны вызывают развитие циклотронных неустойчивостей электронов и протонов во внутреннем радиационном поясе. Рассеиваясь на циклотронных волнах, эти частицы диффундируют в питч-угловой конус потерь и высыпаются в атмосферу. Потоки высыпающихся заряженных частиц имеют форму сгустков, длительность которых равна половине баунс-периода электрона или протона на соответствующей магнитной L -оболочке ($L \sim 2$), а частота следования соответствует частоте гидромагнитных волн. Сгустки высыпающихся частиц могут иметь тонкую структуру, разбиваясь на более короткие сгустки с частотой следования, совпадающей с частотой циклотронного резонанса ($5 \div 80$ кГц для электронов с энергией $0,3 \div 3$ МэВ). Высыпающиеся электроны генерируют всплески высокочастотного синхротронного радиоизлучения на высотах $50 \div 70$ км. Ниже этих высот электроны поглощаются в атмосфере, выше – падает плотность потока радиоизлучения в месте наблюдения как из-за удаления источника, так и вследствие уменьшения величины магнитного поля. Мощность обычного или поляризационного тормозного радиоизлучения в атмосфере недостаточна для наблюдения. Высыпающиеся протоны взаимодействуют с ядрами атомов воздуха, порождая, в частности, быстрые нейтроны. Всплески последних могут быть зарегистрированы на уровне моря детекторами большой площади, если среди высыпающихся будут наблюдаться протоны с энергией ~ 1 ГэВ. Описанный крупномасштабный процесс вызывает весьма продолжительные внезапные серии дискретных

высокочастотных радиовсплесков с нерегулярной частотой следования. В отсутствие крупномасштабных процессов наблюдаются спорадические одиночные всплески высокочастотного радиоизлучения, первопричиной которых служат локальные образования типа тангенциальных разрывов в солнечном ветре [6]. При этом, описанный гипотетический механизм остается тем же.

2. Экспериментальная установка

После значительного перерыва в исследованиях, к середине 90-х годов, когда Солнце вступило в фазу минимума своей активности, в Харьковском госуниверситете была сооружена новая экспериментальная установка. Она предназначена для исследования спектрального распределения всплесков околоземного спорадического ВЧ радиоизлучения на фазе нарастания 23 цикла солнечной активности. Эти исследования направлены на получение вида энергетических спектров электронов, высыпающихся в атмосферу из внутреннего радиационного пояса Земли вдоль магнитных силовых линий и генерирующих во время высыпания ВЧ радиоизлучение. Конечная цель исследований – построение многоступенчатого механизма изучаемого физического явления с привлечением данных мировой службы Солнца. Структурная схема наземной экспериментальной установки показана на рис. 1. Блок радиочастотных трактов состоит из 5-и каналов. Три идентичных радиоканала на частотах 38, 74 и 120 МГц принимают радиосигналы антеннами типа “двойной квадрат”, которые направлены в зенит и имеют ширину диаграммы направленности $\sim 70^\circ$ на уровне половинной мощности. Два идентичных радиоканала на частотах 240 и 450 (360) МГц имеют общую сверхширокополосную антенну с параболическим отражателем и облучателем в виде двухзаходной спиральной конической антенны. Предусмотрена возможность перестройки рабочих частот этих каналов. Ширина диаграммы направленности антенны на частотах 240 и 450 МГц равна, соответственно, 14° и 10° . Главный лепесток диаграммы направленности также ориентирован в зенит.

Все радиочастотные каналы имеют полосу пропускания ~ 2 МГц и линейную амплитудную характеристику. Квадратичные участки амплитудных характеристик всех каналов отсекаются дискриминаторами нижнего уровня. Благодаря этому, калибровка может быть осуществлена высокочастотным генератором с любым амплитудным распределением выходных сигналов (например, в виде распределения Рэлея или в виде дельта-функции). В противном случае, результат измерения будет зависеть от формы амплитудного распределения импульсов во всплеске, которая заранее не известна. Для повышения помехо-

устойчивости применяются схемы совпадений в основных каналах, а также дифференцирующие RC-цепочки (RC~1 мкс) для подавления сигналов с длинной огибающей после амплитудного детектирования на выходах усилителей.

Сигналы, приходящие под большими зенитными углами (боковые радиопомехи), запрещаются методом антисовпадений во вспомогательных каналах. Последние имеют приемные антенны типа "двойной квадрат", расположенные в горизонтальной плоскости в виде равностороннего треугольника со стороной 100 м. Минимальное апертурное запаздывание радиоимпульсов, регистрируемых антеннами этого треугольника, $\tau_{зап} = 289 \sin \theta_0$ нс, где θ_0 – зенитный угол. При разрешающем времени вспомогательной схемы совпадений, равном 200 нс, события с $\theta_0 > 45^\circ$ экспериментальной установкой не регистрируются. Следует заметить, что радиопомехи, создаваемые местными близкими грозами, применяемыми методами не могут быть запрещены. При необходи-

мости все каналы могут работать в режиме открытых ворот. В частности, каналы, имеющие рабочие частоты 240 и 450 МГц, всегда эксплуатировались в этом режиме, чтобы не ограничивать число регистрируемых радиовсплесков. Интегрирование и усиление по постоянному току производится с постоянной времени RC=0,1 с, после чего амплитуда всплеска в канале и время его прихода записываются на соответствующий носитель информации. Принимаемый поток радиоизлучения вычисляется, если измерены коэффициенты усиления и эффективные полосы пропускания радиочастотных трактов, эффективные площади, поляризация и коэффициенты передачи антенн, коэффициенты передачи их соединительных кабелей. По пяти точкам строится спектральное распределение всплесков радиоизлучения в диапазоне от 38 до 450 (360) МГц. В экспериментальную установку включен анализатор спектра низкой частоты для определения тонкой структуры радиовсплесков. Кроме того, записывается средняя частота следования импульсов во всплеске.

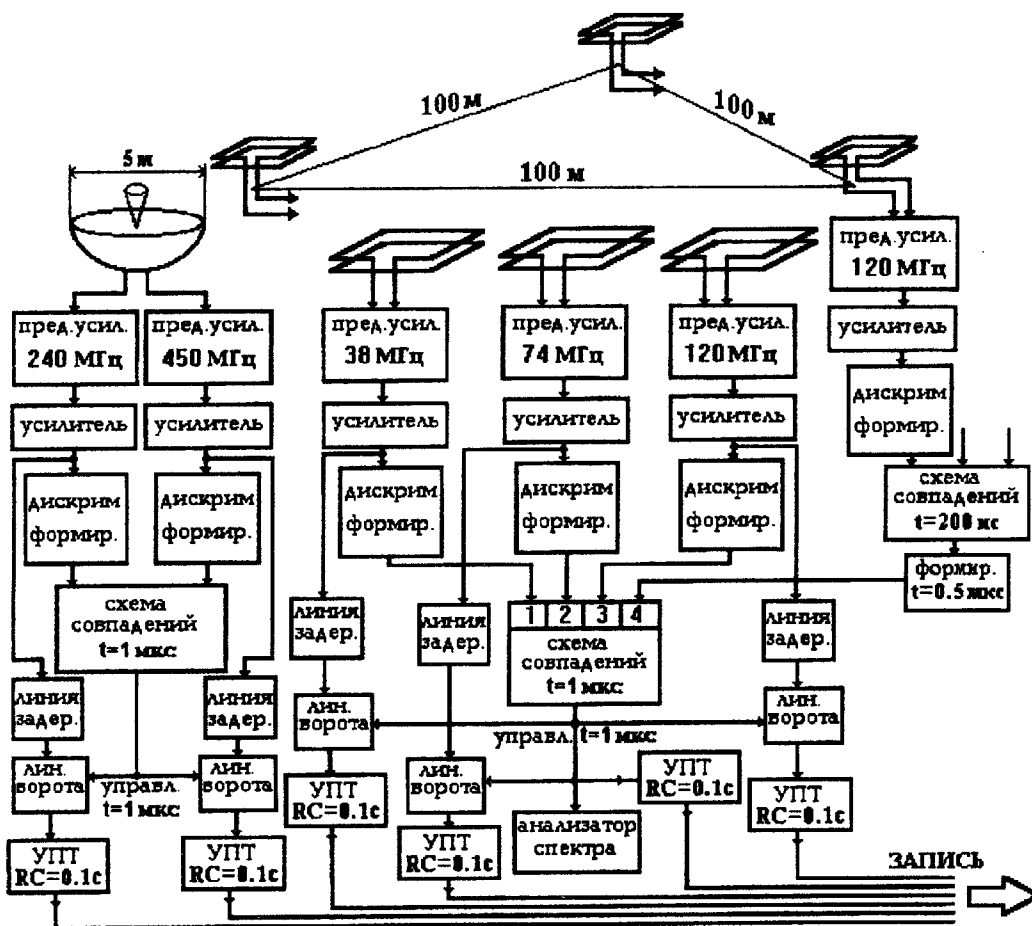


Рис. 1. Структурная схема наземной экспериментальной установки

3. Некогерентное синхротронное радиоизлучение высыпающихся электронов

3.1. Свойства потоков захваченных и высыпающихся электронов

Внутренние зоны квазидипольного магнитного поля Земли представляют собой ловушки заряженных частиц. Они заполняются протонами и электронами благодаря существованию постоянно действующего, вечного нейтронно-альбедного механизма космических лучей [11]. Харьков имеет магнитную широту $\sim 43^\circ$, которая соответствует магнитной оболочке $L \approx 1,8$. Это означает, что на магнитном экваторе магнитная силовая линия, соответствующая широте 43° , удалена от центра Земли на расстояние, равное $\approx 1,8R_\oplus$, где $R_\oplus = 6371$ км – средний радиус Земли. Напряженность магнитного поля рассматриваемой L -оболочки на высоте $h = 100$ км имеет величину $\sim 0,5$ Гс, а на магнитном экваторе $\sim 0,05$ Гс. Захваченные заряженные частицы, двигаясь вокруг силовых линий магнитного поля по винтовым траекториям, подчиняются так называемому первому адиабатическому инварианту движения, по крайней мере, в нерелятивистском случае. Это означает, что на магнитной оболочке сохраняется магнитный момент вращающейся вокруг силовой линии заряженной частицы: $\mu = P_\perp^2 / H = \text{const}$ (μ – магнитный момент, P_\perp – поперечный импульс частицы, H – величина напряженности магнитного поля). Питч-угол α захваченной частицы меняется при винтовом движении вдоль силовой линии по закону $\sin^2 \alpha = (H/H_0) \sin^2 \alpha_0$, где α_0 и H_0 – соответственно питч-угол и величина напряженности магнитного поля на экваторе. На $L \approx 1,8$ захваченные частицы удерживаются, когда $\alpha_0 \geq 19^\circ$. Этот угол определяет угловую ширину конуса потерь ($\alpha_0 \leq 19^\circ$), ибо попавшие на экваторе внутрь него заряженные частицы будут высыпаться в атмосферу. Остальные частицы будут отражаться от зеркальных точек при значениях напряженности магнитного поля $H = H_0 / \sin^2 \alpha_0$. Период колебания частиц между зеркальными точками (баунс-период) τ_{bounce} зависит от их линейной скорости и легко вычисляется [12]. На $L \approx 1,8$ для релятивистских электронов $\tau_{\text{bounce}} = 0,17$ секунды. В остальных случаях $\tau_{\text{bounce}} = 0,17(c/v)$, где c – скорость света, v – скорость частицы. Дифференциальный энергетический спектр захваченных электронов на $L = 1,8$ в энергетическом интервале $0,3 \div 3,0$ МэВ имеет степенной вид [13]:

$$\varphi(E)dE = (\gamma - 1)E_{\text{border}}^{\gamma-1} \varphi_0(> E_{\text{border}}) E^{-\gamma} dE. \quad (1)$$

Здесь $\gamma = 4,5$ – показатель степенного дифференциального энергетического спектра электронов, E_{border} – выбранная пороговая кинетическая энергия, φ_0 – интегральная плотность потока электронов с кинетической энергией $E > E_{\text{border}}$, $\text{см}^2 \text{с}^{-1}$. Выше $E = 3,0$ МэВ энергетический спектр становится существенно круче. При включении механизма высыпания, который в этой работе рассматриваться не будет, максимальная интегральная плотность потока высыпающихся частиц при полном опустошении зоны захвата равна $\varphi_0(> E_{\text{border}})/2$. Длительность высыпания (всплеска) $\tau_{\text{burst}} = \tau_{\text{bounce}}/2$, если циклотронная неустойчивость, приводящая к высыпанию, развивается очень быстро. Если положить $E_{\text{border}} = 0,7$ МэВ и $L = 1,8$, то в минимуме солнечной активности значение дифференциальной плотности потока согласно [13] составит

$$\varphi(E)dE = 79 \cdot 10^5 E^{-4,5} dE. \quad (2)$$

Максимальное число высыпавшихся за время всплеска электронов в интервале $E, E+dE$ получим из (2):

$$N(E)dE = 395 \cdot 10^5 \tau_{\text{burst}} \delta \cdot S_{\text{burst}} E^{-4,5} dE, \quad (3)$$

где S_{burst} (см^2) – площадь сечения потока высыпающихся частиц (площадь высыпания) на высотах $50 \div 70$ км; δ – доля высыпавшихся частиц за время всплеска;

$$\tau_{\text{burst}} = 0,085 \left(\frac{c}{v} \right) = \frac{0,085}{\sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E} \right)^2}}.$$

3.2. Спектральное распределение всплеска радиоизлучения

Экспериментальная установка (рис. 1) обеспечивает измерение спектрального распределения радиоизлучения в интервале частот от 38 до 450 МГц. Полагая $H = 0,5$ Гс и $E_{\text{max}} = 3$ МэВ, вычислим частоту максимума синхротронного радиоизлучения [14]: $f_{\text{max}} = 28,7$ МГц. Она меньше минимальной частоты (38 МГц), на которой производится измерение в спектральном эксперименте. Это обстоятельство позволяет в численных расчетах заменить интегрирование функции Макдональда интегрированием асимптотического выражения функции Эйри [14], то есть использовать простые аналитические формулы, что упрощает и ускоряет вычисления.

Спектральная плотность мощности радиоизлучения отдельного электрона в асимптотическом случае в единицах Вт/Гц [14]

$$P(f) \approx 10^{-29} \sin^2 \alpha \sqrt{f} \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E} \right) \times \exp \left[-0,4762 f \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E} \right)^2 \right], \quad (4)$$

где $mc^2=0,511$ МэВ – энергия покоя электрона, f измеряется в МГц. По поводу возможной величины питч-угла α можно провести следующие рассуждения. Питч-угловая диффузия начинается при пустом конусе потерь и изотропном питч-угловом распределении стабильно захваченных электронов [12]. Ее развитие перераспределяет электроны из интервала $19^\circ < \alpha_0 < 90^\circ$ в интервал $0 < \alpha_0 < 19^\circ$ в экваториальной зоне L -оболочки. Дальнейшее движение электронов в конусе потерь приводит к их высыпанию в атмосферу, куда они входят снова в широком интервале питч-углов ($0 < \alpha < 90^\circ$), так как подчиняются первому адиабатическому инварианту. Питч-угловое распределение высыпавшихся электронов для $L=1,8$ неизвестно, поскольку никем из исследователей не измерялось и не рассчитывалось. По этой причине интегрирование по питч-углу в дальнейших вычислениях не может быть осуществлено. Границы изменения питч-угла можно найти, используя пространственные ограничения, которые налагал проведенный эксперимент. Действительно, на уровне половинной мощности зенитный угол диаграммы направленности антенны типа “двойной квадрат” $\theta_{0,5}=35^\circ$. Тот же угол для диаграммы направленности зеркальной антенны (см. раздел 2) на частоте 450 МГц имеет величину $\theta_{0,5}=5^\circ$. Чтобы синхротронное излучение попадало в указанные пределы диаграмм направленности антенн, должно выполняться соотношение

$$\cos \alpha = \sin \theta_H \sin \theta_0 \cos \varphi_0 + \cos \theta_H \cos \theta_0,$$

где θ_0 и φ_0 – зенитный и азимутальный углы направления приема радиоизлучения (в данном случае φ_0 отсчитывается от направления на Южный магнитный полюс), $\theta_H=22^\circ$ – зенитный угол магнитной силовой линии в точке ее пересечения с поверхностью Земли на широте Харькова. То есть, $\alpha \leq \theta_H + \theta_{0,5} = 57^\circ$ для антенны типа “двойной квадрат”, и $\alpha \leq \theta_H + \theta_{0,5} = 27^\circ$ для зеркальной антенны на частоте 450 МГц. В частности, предполагая изотропию питч-углового распределения высыпавшихся электронов, можно вычислить (по теореме о среднем) среднее значение $\sin^2 \alpha$ в интервале $0 \div 27^\circ$: $\sin^2 \alpha = 0,105$.

Захваченные и высыпавшиеся электроны генерируют синхротронное радиоизлучение в течение всего времени своего существования. Наблюдатель, находящийся на уровне моря, тем не менее, может регистрировать эффект лишь тогда, когда высыпавшийся сгусток частиц максимально к нему приблизится. Это означает, что вычислять мощность радиоизлучения необходимо в атмосфере, которая искажает энергетический спектр высыпавшихся электронов вследствие их ионизационных потерь. Считая, что в пределах энергетического спектра электронов ионизационные потери меняются не очень сильно, положим $(dE/dx) = 1,7$ МэВ·г⁻¹·см² [15]. И тогда спектр (3) можно записать в виде:

$$N(E, x) dE = 3,95 \cdot 10^5 \tau_{\text{burst}} \delta S_{\text{burst}} (E + 1,7x)^{-4,5} dE, \quad (5)$$

где x – толщина пройденного электроном пути в атмосфере в г·см⁻², начиная от верхней ее границы. При этом, энергия электронов должна удовлетворять неравенству $E_{\text{border}} \leq E \leq (3,0 - 1,7x)$ МэВ. Излучение происходит из каждого дифференциального участка пробега электронов:

$\frac{dh}{h_{\text{begin}} - h_{\text{end}}}$, где

$$h = \left(\frac{h_0}{\cos \theta_0} \right) \ln \left(\frac{1030}{x \cos \theta_0} \right) - \text{расстояние области}$$

излучения от наблюдателя, θ_0 – зенитный угол, под которым видна излучающая область, $h_0=8408$ м – релаксационная длина для плотности воздуха стандартной изотермической атмосферы, 1030 г/см² – полная толщина атмосферы в вертикальном направлении, $(h_{\text{begin}} - h_{\text{end}})$ – полная толщина излучающего слоя. Переход к переменной x осуществляется заменой

$$\frac{dh}{h_{\text{begin}} - h_{\text{end}}} = - \frac{dx}{x \ln \left(\frac{x_{\text{end}}}{x_{\text{begin}}} \right)}. \quad (6)$$

Знак “-” указывает на уменьшение h при увеличении x . Следует помнить, что электроны движутся по винтовым траекториям. Поэтому формулы (5) и (6) справедливы, когда электроны движутся и излучают в направлении наблюдателя (то есть, под зенитным углом θ_0). Телесный угол синхротронного радиоизлучения

$$\Omega = 2\pi \left[1 - \cos \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E} \right) \right],$$

где $\frac{mc^2}{mc^2 + E}$ – релятивистский угол излучения.

Вероятность попадания конуса излучения на наблюдателя в изотропном приближении описывается выражением

$$\frac{\Omega}{2\pi} = \left[1 - \cos\left(\frac{mc^2}{mc^2 + E}\right) \right]. \quad (7)$$

Площадь пятна радиоизлучения на земной поверхности от точечного источника

$$S_{spot} = \pi \left(\frac{h_0^2}{\cos^2 \theta_0} \right) \times \ln^2 \left(\frac{1030}{x \cos \theta_0} \right) \operatorname{tg}^2 \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E} \right). \quad (8)$$

Спектральная плотность потока мощности некогерентного синхротронного радиоизлучения в течение всплеска представляется интегралом:

$$\begin{aligned} \Pi(f) &= \frac{1}{\ln\left(\frac{x_{end}}{x_{begin}}\right)} \int_{x_{begin}}^{x_{end}} \frac{dx}{x \cdot S_{spot}} \times \\ &\times \int_{E_{border}}^{3,0-1,7x} \left(\frac{\Omega}{2\pi} \right) N(E, x) P(f) dE = \\ &= \frac{1,5 \cdot 10^{-33} S_{burst} \delta \sqrt{f} \cos^2 \theta_0 \sin^2 \alpha}{\ln\left(\frac{x_{end}}{x_{begin}}\right)} \times \\ &\times \int_{x_{begin}}^{x_{end}} \frac{dx}{x \ln^2\left(\frac{1030}{x \cos \theta_0}\right)} \times \\ &\times \int_{E_{border}}^{3,0-1,7x} \frac{(E + 1,7x)^{-4,5} \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E}\right) \left[1 - \cos\left(\frac{mc^2}{mc^2 + E}\right) \right]}{\operatorname{tg}^2\left(\frac{mc^2}{mc^2 + E}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E}\right)^2}} \times \\ &\times \exp\left[-0,4762 f \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E}\right)^2\right] dE. \quad (9) \end{aligned}$$

Свободным параметром расчета является произведение $S_{burst} \delta \cdot \cos^2 \theta_0 \cdot \sin^2 \alpha$, в котором δ – доля высыпавшихся частиц от половины числа захваченных. Он определяется из сравнения расчетной

и экспериментальной спектральных плотностей потока мощности радиоизлучения.

4. Частично когерентное синхротронное радиоизлучение высыпавшихся электронов

4.1. Условия возникновения когерентности

В течение всплеска с длительностью τ_{burst} захваченные электроны диффундируют в конус потерь и высыпаются в атмосферу. За это время в слое излучения проходит достаточно много электронных гириперодов. Длительность гириперода электрона в области излучения (где $H=0,5$ Гс) [14]

$$T = \frac{2\pi \cdot mc}{eH} \left(\frac{mc^2 + E}{mc^2} \right) = 7,147 \cdot 10^{-7} \left(\frac{mc^2 + E}{mc^2} \right) \quad (10)$$

Число гириперодов во всплеске

$$\xi = \frac{\tau_{burst}}{T} = 1,19 \cdot 10^5 \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E} \right) \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E}\right)^2}} \quad (11)$$

Наблюдатель, находящийся на земной поверхности, может регистрировать в течение гириперода не более одного синхротронного импульса радиоизлучения высыпавшихся электронов. Длительность синхротронного импульса [14]

$$\tau = \frac{mc}{eH} \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E} \right)^2 = 1,1375 \cdot 10^{-7} \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E} \right)^2. \quad (12)$$

Полное число электронов с энергией $E > E_{border}$, попавших во временные пределы синхротронного импульса,

$$n_{coh}(E > E_{border}) = \frac{\tau \cdot \delta \cdot S_{burst} \Phi_0(E > E_{border})}{2}.$$

Предположительно эти электроны излучают когерентно, и спектральная плотность мощности радиоизлучения пропорциональна n_{coh}^2 . Отдельные синхротронные импульсы за время всплеска складываются некогерентно, поэтому суммарная спектральная плотность мощности радиоизлучения будет пропорциональна $\xi \cdot n_{coh}^2$. Дифференциальный энергетический спектр электронов, излучающих когерентно, подобен спектру, описанному формулой (5):

$$N_{coh}(E, x)dE = (3,95 \cdot 10^5 \tau \cdot \delta \cdot S_{burst})^2 (E + 1,7x)^{-4,5} dE. \quad (13)$$

Для выполнения пространственного условия когерентности необходимо, чтобы толщина слоя излучающих в направлении наблюдателя частиц за время синхротронного импульса τ была меньше половины длины волны λ радиоизлучения:

$$\Delta h = v \cdot \tau = 1,1375 \cdot 10^{-7} c \cdot \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E} \right)^2 \times \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E} \right)^2} \leq \frac{\lambda}{2},$$

где c - скорость света. Это неравенство выполняется на частоте 38 МГц при $E=1$ МэВ; 74 МГц при $E=1,5$ МэВ; 120 МГц при $E=2,2$ МэВ; 240 МГц при $E=3,25$ МэВ и 450 МГц при $E=4,6$ МэВ. В системе отсчета, связанной с высыпającими электронами, в силу эффекта Допплера, толщина слоя частиц возрастает:

$$\Delta h' \approx 2\Delta h \left(\frac{mc^2 + E}{mc^2} \right).$$

По порядку величины толщины $\Delta h'$ на частоте наблюдения 38 МГц в интервале энергий электронов $E=1 \div 3$ МэВ составляют 20÷50 м. На более высоких частотах эти толщины становятся еще меньше. В то же время, радиусы орбит электронов в том же энергетическом интервале по порядку величины лежат в пределах 100÷200 м. Разность радиусов орбит (~100 м) для изолированной силовой линии превосходит толщину слоя когерентно излучающих частиц. В реальности потоки высыпających частиц охватывают пучки магнитных силовых линий, и условия когерентности выполнить тем более трудно. Ясно, что условия пространственной когерентности в бесструктурном сгустке высыпających электронов не выполняются. В разделе 1 настоящей статьи предполагается существование тонкой структуры внутри высыпającego сгустка. Экспериментально это не доказано, хотя имеются косвенные указания на такую возможность. Вероятной причиной появления стратификации всплеска высыпających электронов может быть циклотронная неустойчивость, приводящая к быстрой диффузии частиц в конус потерь. Если экспериментально будет доказано существование тонкой структуры электронных всплесков, то, возможно, условия частичной когерентности также будут выполняться. Далее приводятся выражения для вычисления спектрального распределения частично когерентного радиоизлучения несмотря на недоказанность когерентности.

4.2. Спектральное распределение частично когерентного всплеска радиоизлучения

По аналогии с формулой (9) запишем спектральную плотность потока мощности частично когерентного синхротронного радиоизлучения за время всплеска

$$\begin{aligned} \Pi(f) &= \frac{1}{\ln \left(\frac{x_{end}}{x_{begin}} \right)} \int_{x_{begin}}^{x_{end}} \frac{dx}{x S_{spot}} \times \\ &\times \int_{E_{border}}^{3,0-1,7x} \left(\frac{\Omega}{2\pi} \right) \xi N_{coh}(E, x) P(f) dE = \\ &= \frac{1,082 \cdot 10^{-35} \delta^2 S^2 \cos^2 \theta_0 \sin^2 \alpha \sqrt{f}}{\ln \left(\frac{x_{end}}{x_{begin}} \right)} \times \\ &\times \int_{x_{begin}}^{x_{end}} \frac{dx}{x \ln^2 \left(\frac{1030}{x \cos \theta_0} \right)} \times \\ &\times \int_{E_{border}}^{3,0-1,7x} \frac{\left[1 - \cos \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E} \right) \right] (E + 1,7x)^{-4,5} \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E} \right)^6}{\text{tg}^2 \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E} \right)^2}} \times \\ &\times \exp \left[-0,4762 f \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E} \right)^2 \right] dE. \quad (14) \end{aligned}$$

Свободный параметр расчета -

$$(S_{burst} \cdot \delta)^2 \cos^2 \theta_0 \sin^2 \alpha.$$

Он вычисляется из сравнения экспериментальной и теоретической спектральных плотностей потока мощности всплеска радиоизлучения.

5. Результаты расчетов и сравнения с экспериментальными данными

5.1. Результаты эксперимента

Экспериментальная установка (рис. 1) эксплуатировалась в непрерывном круглосуточном режиме с марта 1995 г. до августа 1996 г. За это время наблюдалось более 20-и проходов экваториальных корональных дыр через центральный меридиан Солнца [16]. Тем не менее, ни разу описанная гипотетическая модель крупномасштабного явления не реализовалась в полном объеме. Вероятно, это связано с тем, что коротярующая ударная волна на расстоянии в 1 астрономическую единицу не всегда успевает сформироваться [17]. По этой причине внезапные продолжительные

серии высокочастотных радиовсплесков не наблюдались, но возрастала в ряде случаев частота появления одиночных спорадических радиовсплесков в периоды прохождения через окрестность Земли солнечного ветра из корональных дыр. Время эксплуатации экспериментальной установки попало как раз на минимум солнечной активности между 22-м и 23-м циклами, поэтому сколько-нибудь значительных солнечных вспышек, согласно [16], за рассматриваемый период также не было. Для обработки экспериментальных данных и сравнения с результатами расчетов были выбраны интервалы времени 16÷20 октября и 27÷29 ноября 1995 г., 20÷22 января и 15÷19 февраля 1996 г., в которые солнечный ветер из долгоживущей экваториальной корональной дыры [16] проходил в окрестности Земли. Осенне-зимнее время практически гарантировало отсутствие атмосферных грозных разрядов. Критерием отбора спорадических радиовсплесков служило наличие сигналов на всех пяти рабочих частотах, начиная от 38 и заканчивая 450 МГц. В указанных выше интервалах времени отобрано и обработано 413 спорадических радиовсплесков. Усредненное по этим всплескам экспериментальное спектральное распределение радиоизлучения приведено на рис. 2 и 3. Статистические погрешности экспериментальных точек невелики. Они были просуммированы с экспериментальными погрешностями. Теоретические кривые рассчитывались по формулам (9) и (14). Энергетические спектры высыпавшихся электронов интегрировались последовательно в трех энергетических интервалах: 1 – (0,3÷3) МэВ, 2 – (0,7÷3) МэВ и 3 – (1÷3) МэВ. Интегрирование по толщине атмосферы проведено в пределах от $\chi_{begin}=0,01$ г·см⁻² до $\chi_{end}=1,59$ г·см⁻²; 1,35 г·см⁻²; 1,18 г·см⁻² в соответствии с тремя энергетическими порогами. Три интервала интегрирования выбраны для того, чтобы продемонстрировать влияние совпадений во времени импульсов, регистрируемых радиочастотными трактами на частотах 38, 74 и 120 МГц, на вид спектрального распределения радиовсплесков. Каждой из этих частот соответствует пороговая кинетическая энергия электронов, еще дающих вклад в синхротронное радиоизлучение, принимаемое экспериментальной установкой (рис. 1). Частоте 38 МГц соответствует пороговая кинетическая энергия электрона $E_{border} \approx 0,7$ МэВ, частоте 74 МГц – $E_{border} \approx 0,9$ МэВ, частоте 120 МГц – $E_{border} \approx 1,0$ МэВ. Тройные совпадения импульсов из этих каналов отсекают вклад электронов с энергией $E < 1,0$ МэВ, так как в этом случае определяющим является радиочастотный тракт на частоте 120 МГц. Привязка теоретических кривых к экспериментальным данным на рис. 2 и 3 проводилась для случая $E_{border} = 1,0$ МэВ

(кривая 3) путем варьирования свободного параметра расчета $S_{burst} \delta \cdot \cos^2 \theta_0 \sin^2 \alpha$ либо $(S_{burst} \delta)^2 \cdot \cos^2 \theta_0 \sin^2 \alpha$, в котором полагалось $\sin^2 \alpha = 0,105$, $\cos \theta_0 \approx 1$. Последнее допущение основывалось на том, что диаграмма направленности зеркальной антенны на частотах 240 и 450 МГц на уровне половинной мощности имеет ширину, соответственно, 14° и 10°. Это означает, что $\cos \theta_0 \approx 1$ при принятом критерии отбора радиовсплесков. Критерием наилучшего согласия экспериментальных точек с теоретической кривой считался минимум χ^2 .

5.2. Обсуждение результатов сравнения экспериментальных данных с расчетом

Варьирование свободного параметра расчета в некогерентном случае (рис. 2) приводит к среднему его значению $(S_{burst} \delta) \approx 1,0 \cdot 10^7$ км². Расчет проводился в точечном приближении источника излучения, но результат расчета противоречит этому приближению. Для отдельных всплесков и вовсе не удается согласовать по абсолютной величине теоретические и экспериментальные значения. Кроме того, форма теоретической кривой на рис. 2 заметно отличается от экспериментальной зависимости. Наконец, в некогерентном случае трудно объяснить существование длительных серий спорадических радиовсплесков во время магнитных бурь, так как нет быстрого механизма заполнения столь большой опустошенной зоны захвата заряженных частиц.

В частично когерентном случае (рис. 3) средняя величина свободного параметра $(S_{burst} \delta) \approx 20$ км². Высыпание частиц носит локальный характер. Точечное приближение расчета остается справедливым. Существование механизма быстрого заполнения опустошенной зоны захвата, в силу ее локальности, не требуется. Легко согласовать абсолютные значения экспериментальных и расчетных точек путем варьирования величин площади высыпания S_{burst} или доли высыпавшихся частиц δ , или той и другой вместе. Рассчитанная кривая 3 на рис. 3 прошла через все экспериментальные точки непротиворечивым образом, что также свидетельствует в пользу частично когерентного синхротронного механизма радиоизлучения. Из условия сохранения магнитного момента захваченных частиц (или сохранения магнитного потока через их орбиты) следует $H \sim 1/S_{burst}$. На магнитном экваторе $H_0 \sim 1/S_{equator}$, и экваториальная площадь сечения потока высыпавшихся частиц будет на порядок больше:

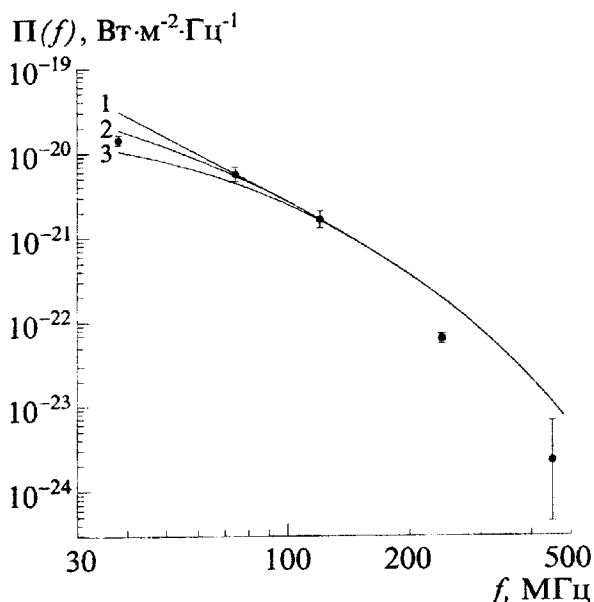


Рис. 2. Спектральная плотность потока мощности некогерентного синхротронного радиоизлучения высыпаящихся электронов
 1 - расчетная кривая для электронов с энергетическим спектром $\sim E^{-4.5}$ в интервале $0,3 \div 3,0$ МэВ.
 2 - то же в интервале $0,7 \div 3,0$ МэВ.
 3 - то же в интервале $1,0 \div 3,0$ МэВ.
 Точки - экспериментальные данные, полученные усреднением по 413 всплескам. Суммарная погрешность точек складывается из статистической и аппаратурной погрешностей, последняя из которых соответствует средней погрешности одного измерения

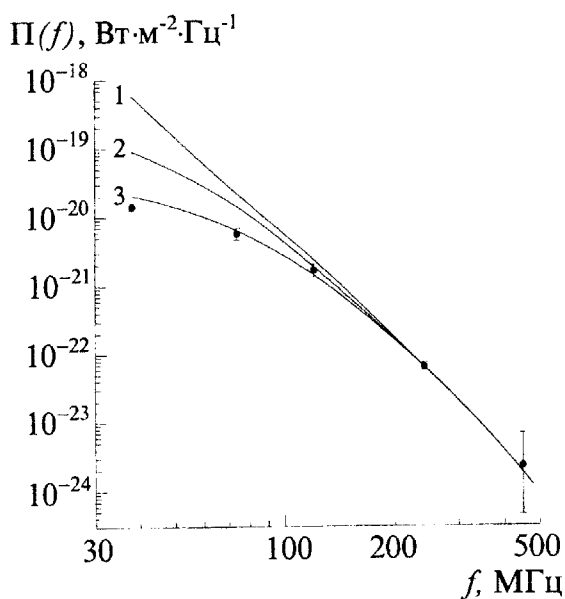


Рис. 3. Спектральная плотность потока мощности частично когерентного синхротронного радиоизлучения высыпаящихся электронов
 1 - расчетная кривая для электронов с энергетическим спектром $\sim E^{-4.5}$ в интервале $0,3 \div 3,0$ МэВ.
 2 - то же в интервале $0,7 \div 3,0$ МэВ.
 3 - то же в интервале $1,0 \div 3,0$ МэВ.
 Точки - те же, что и на рис. 2

$(S_{\text{equator}} \delta) \sim 200 \text{ км}^2$. В то же время, следует помнить, что частично когерентный механизм синхротронного радиоизлучения высыпаящихся электронов используется в расчетах несмотря на недоказанность выполнения условий когерентности в отдельных радиоимпульсах, составляющих всплеск.

Заключение

Приведенные в работе экспериментальные данные и результаты расчетов позволили уточнить механизм радиоизлучения электронов, высыпаящихся из внутреннего радиационного пояса Земли. Хорошее совпадение экспериментальных данных с расчетом дает некоторые основания предполагать, что реализуется частично когерентный механизм синхротронного радиоизлучения электронов в магнитном поле Земли. Согласно этому механизму, отдельные импульсы излучения электронов, поступающих в слой излучения из зоны захвата, не более одного раза за гиропериод могут складываться когерентно, давая усиленный интерференцией суммарный импульс. Пройдя слой излучения, электроны поглощаются в атмосфере, а на их место из зоны захвата приходят другие, и все повторяется. За время всплеска может излучиться $\sim 10^4$ таких когерентных не перекрывающихся во времени импульсов, которые складываются друг с другом уже некогерентно. Как показывают оценки, условия когерентности без дополнительных предположений не выполняются. Если всплеск высыпаящихся электронов имеет тонкую структуру, то есть, разбит на отдельные сгустки, то в этом случае обсуждаемый механизм может стать реальностью. Дальнейшие эксперименты помогут прояснить эту неопределенную ситуацию.

Литература

1. В.С. Троицкий, А.М. Стародубцев, Л.Н. Бондарь, М.Р. Зелинская, К.М. Стержнева, М.С. Китай, А.И. Сергеева. Изв. Вузов, сер. Радиофизика. 1973, 16, №3, с. 323-341.
2. В.С. Троицкий, Л.Н. Бондарь, А.М. Стародубцев, М.Р. Зелинская, К.М. Стержнева, М.С. Китай. Доклады АН СССР. 1973, 212, №3, с. 607-610.
3. Л.Н. Бондарь, К.М. Стержнева, В.С. Троицкий. Астрономический вестник. 1975, 9, №4, с. 210-217.
4. А.Т. Несмянович, С.И. Мусатенко, В.А. Кравченко, В.В. Чмиль. Изв. Вузов, сер. Радиофизика. 1976, 19, №8, с. 1101-1105.
5. С.И. Мусатенко, В.А. Кравченко. Геомагнетизм и аэрономия. 1979, 19, №2, с. 257-261.
6. С.И. Мусатенко. Геомагнетизм и аэрономия. 1980, 20, №5, с. 884-888.

7. И.И. Залюбовский, В.М. Карташев и Е.С. Шматко. Изв. АН СССР, сер. физ. 1982, **46**, №9, с. 1749-1751.
8. А.В. Дудник, В.М. Карташев, А.В. Лазарев, Е.С. Шматко. Геомагнетизм и аэрономия. 1988, **28**, №5, с. 733-737.
9. А.В. Дудник, И.И. Залюбовский, В.М. Карташев, А.В. Лазарев, Е.С. Шматко. Изв. АН СССР, сер. физ. 1988, **52**, №12, с. 2457-2459.
10. А.В. Дудник, В.М. Карташев, А.В. Лазарев, Е.С. Шматко. Геомагнетизм и аэрономия. 1990, **30**, №1, с. 132-134.
11. С.Н. Вернов, П.В. Вакулов, Е.В. Горчаков, Ю.И. Логачев. Радиационные пояса Земли и космические лучи. Москва, Просвещение, 1970, 128 с.
12. Л. Лайонс, Д. Уильямс. Физика магнитосферы. Москва, Мир, 1987, 312 с.
13. Пояса Земли радиационные естественные. Модель пространственно-энергетического распределения плотности потока электронов ГОСТ 25645.139-86. Москва, Издательство стандартов, 1986, 44 с.
14. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля. Москва, Наука, 1988, 510 с.
15. Тормозная способность электронов и позитронов. Доклад 37 МКРЕ. Под ред. И.Б. Кеирим-Маркуса. Москва, Энергоатомиздат, 1987, 328 с.
16. SESC PRF 1018-1054, SWO PRF 1055-1091.
17. Е.Г. Бережко, В.К. Елшин, Г.Ф. Крымский, С.И. Петухов. Генерация космических лучей ударными волнами. Новосибирск, Наука, Сибирское отделение, 1988, 182 с.

Synchrotron Radio Emission Bursts of Electrons Precipitating from Earth's Inner Radiation Belt

V.M. Kartashev, A.V. Lazarev, D.V. Soroka, E.S. Shmatko

The hypothesis of large-scaled phenomenon leading to the precipitation of protons and electrons from the inner Earth's radiation belt and their synchrotron radio emission is formulated. The structural scheme of on-land experimental installation destined for the registration of precipitating electrons by their high-frequency radio emission is described. The experimental data of the spectral distribution of high frequency radio emission bursts that accompany the precipitation of particles are represented. The numeric calculations of the spectral density of power flow of synchrotron high frequency radio emission of precipitating electron bunches in noncoherent and partly coherent cases were carried out. By comparing with the experimental data it was shown that the mechanism of partly coherent synchrotron radio emission is realized. The conclusion is made about the locality of electrons precipitation on the middle latitude.