

# УСКОРЕНИЕ И ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНОВ В ИМПУЛЬСНЫХ И ПОСТЕПЕННЫХ ВСПЫШКАХ: СЛЕДСТВИЯ АНАЛИЗА МИКРОВОЛНОВОГО И ЖЁСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ

*B.Ф.Мельников*

Предложена динамическая модель, позволяющая объяснить особенности связи микроволнового и жёсткого рентгеновского ( $\hbar\omega$ )-излучений в импульсных и длительных событиях (вариации отношения интенсивностей, задержки максимумов) без привлечения гипотезы о дополнительном ускорении электронов ударной волной в длительных вспышках. Согласно этой модели поступление энергичных электронов во вспышечную арку происходит во время всей длительности ( $\hbar\omega$ )-всплеска. Генерация рентгеновского излучения происходит, в основном, в приближении толстой мишени, и, следовательно, его длительность не зависит от плотности фоновой плазмы и определяется только мощностью источника частиц. С другой стороны, механизм генерации микроволнового излучения — гироциклотронный, и поэтому его интенсивность определяется мгновенным количеством накопленных в ловушке высокозэнергетических электронов. При одинаковой максимальной мощности источника максимальное число накопленных электронов в момент наступления максимума должны быть прямо связаны с длительностью инжекции электронов и временем их жизни в ловушке. Следствия данной модели подтверждаются новыми эмпирическими закономерностями, полученными в работе: отношение интенсивностей и задержки максимумов микроволновых и  $\hbar\omega$ -всплесков увеличиваются монотонно с ростом длительности всплесков, а характер этих зависимостей остаётся неизменным при переходе от импульсных к длительным всплескам.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

При сопоставлении данных о микроволновом и жёстком рентгеновском излучениях солнечных вспышек сразу же обнаруживается подобие временных профилей этих излучений. Особенно это заметно в многокомпонентных импульсных всплесках, в которых совпадают даже детали. Вместе с тем, имеется довольно слабая корреляция интенсивностей микроволновых и рентгеновских всплесков. В работе [1] проведён подробный анализ 32 событий, зарегистрированных на радиоастрономической станции НИРФИ "Зимёнки" и на спутнике "Прогноз-7" с помощью рентгеновского спектрометра РГС-1М (ФТИ АН). Было показано, что рентгеновские всплески с близкими интенсивностями могут сопровождаться микроволновыми всплесками с интенсивностями, отличающимися в десятки и сотни раз.

Широко известно также, что микроволновые всплески типа IV $\mu$  часто вообще не сопровождаются заметным жёстким рентгеновским излучением [2]. Это неожиданный факт, поскольку мощность радиоизлучения во всплесках типа IV $\mu$  часто больше, чем в импульсных. Более того, часто они сопровождаются ударными волнами в короне и межпланетном пространстве, а также транзитентами, интенсивными потоками солнечных космических лучей и другими геоэффективными явлениями.

Недавно обнаружено, что жёсткие рентгеновские ( $h\nu$ )-всплески с плавными временными профилями сопровождаются повышенным потоком микроволнового излучения по сравнению с импульсными всплесками той же интенсивности [3, 4]. Было также замечено, что максимумы плавных микроволновых всплесков запаздывают относительно максимумов рентгеновских всплесков [3]. В работе [4] это явление объяснено вторичным ускорением захваченных в ловушку энергичных ( $E > 100$  кэВ) электронов ударной волной, генерированной в импульсной (начальной) фазе вспышки. Более подробный анализ этих событий, проведённый в данной работе, помог понять причину больших вариаций интенсивности микроволновых всплесков, не привлекая гипотезу двухстадийного ускорения. Показано, что избыток микроволнового излучения в плавных всплесках обусловлен накоплением энергичных электронов в корональных магнитных ловушках при более длительных времени инжекции и времени жизни электронов по сравнению с импульсными всплесками.

## 2. ВСПЛЕСКИ С ИЗБЫТОЧНЫМ МИКРОВОЛНОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В данной работе использованы опубликованные в [4–7] данные о 40 мощных всплесках микроволнового и жёсткого рентгеновского излучений с относительно простыми (без тонкой структуры) временными профилами (см. табл. 1 и рис. 1 – 3).

Часть этих всплесков относится к импульсным (длительность  $\Delta t_{h\nu}$  на уровне  $0.1 I_{h\nu \max}$  (135  $\div$  216 кэВ) порядка нескольких секунд), часть — к плавным ( $\Delta t_{h\nu}$  — порядка сотен секунд). Почти все всплески имеют приблизительно одинаковые показатели спектра жёсткого рентгеновского излучения:  $I_{h\nu} \sim E^{-\gamma_z}$ ,  $\gamma_z = 3,5 \pm 0,5$ .

На рис. 4 показана корреляционная диаграмма величин максимального потока радиоизлучения  $F_m$  ( $10^{-22}$  Вт·м $^{-2}$ ·Гц $^{-1}$  — с.е.п.) на частоте 9 ГГц и максимальной интенсивности рентгеновского излучения  $I_{h\nu}$  с  $E_z > 30$  кэВ. Крестами отмечены всплески с  $\Delta t_{h\nu} \geq 80$  с, точками — с  $\Delta t_{h\nu} < 80$  с. Видно, что в целом  $F_m$  и  $I_{h\nu}$  практически не коррелируют (коэффициент корреляции  $r = 0.4$ ). Для данного  $I_{h\nu}$  разброс  $F_m$  составляет 1,5 порядка величины. Однако внутри каждого класса корреляция

существенно лучше (для импульсных вспышек  $\tau = 0.55$ , для длительных  $\tau = 0.79$ ). Плавные всплески имеют заметно более высокие значения  $F_m$ .

Таблица 1

Характеристики микроволнового и жёсткого рентгеновского излучений некоторых импульсных и длительных вспышек [4-7]

N	Дата	$F_m$ (9 ГГц) с.е.п.	$I_{hx}$ ( $> 30$ кэВ), $\text{с}^{-1}$	$\gamma_x$	$\Delta t_{hx}$ , с	$t_{m\mu} - t_{mhx}$ , с	Ссылка
1	27.03.80	560	700	3,7	150	40	[4]
2	29.03.80	640	27900	3,5	15	0,5	[4]
3	03.04.80	950	1830	3,8	300	60	[4]
4	04.06.80	600	35200	4,0	10	6	[7]
5	07.06.80	500	39400	2,8	7	1,8	[5]
6	21.06.80	1370	141400	2,0	17	4,7	[5]
7	29.06.80	290	9300	3,8	12	0,6	[7]
8	01.07.80	1200	27200	3,1	16	<0,5	[7]
9	06.11.80	4800	155300	3,2	72	-	
10	06.11.80	674	33200	4,5	80	5	[4]
11	07.11.80	7800	86600	4,5	28	-	
12	14.11.80	350	720	4,5	140	-	
13	25.01.81	3500	1280	3,4	370	60	[4]
14	24.02.81	800	3280	3,5	300	-	
15	26.02.81	780	22500	3,2	17	-	
16	01.04.81	4800	12500	3,4	96	27	[4]
17	10.04.81	1680	11900	3,7	120	-	
18	14.04.81	2300	1790	3,2	160	20	[4]
19	15.04.81	511	7560	4,5	70	1,3	[4]
20	18.04.81	391	3950	3,9	200	4	[4]
21	26.04.81	10000	7820	3,4	780	330	[4]
22	26.04.81	159	2420	4,7	90	44	[4]
23	27.04.81	11000	56200	3,4	140	15	[4]
24	08.05.81	1300	3270	3,2	190	40	[4]
25	13.05.81	4500	5420	3,6	620	270	[4]
26	22.06.81	560	330	3,3	250	40	[4]
27	20.07.81	560	1540	4,0	90	10	[4]
28	10.08.81	628	22300	4,3	17	3	[4]
29	07.09.81	940	8500	3,0	18	-	
30	15.09.81	400	28000	3,8	7	-	
31	07.10.81	9500	33700	3,1	110	-	
32	14.10.81	2700	44200	3,1	75	-	
33	18.10.81	1200	2020	3,8	420	80	[4]
34	14.11.81	850	1010	4,1	300	270	[4]
35	09.12.81	320	820	3,5	210	40	[4]
36	31.01.82	1200	1820	3,5	90	10	[4]
37	03.02.82	3000	4860	3,3	180	20	[4]
38	26.11.82	8500	22700	3,5	120	27	[4]
39	07.12.82	24700	23700	2,8	540	50	[4]
40	08.12.82	1200	2450	3,5	450	90	[4]

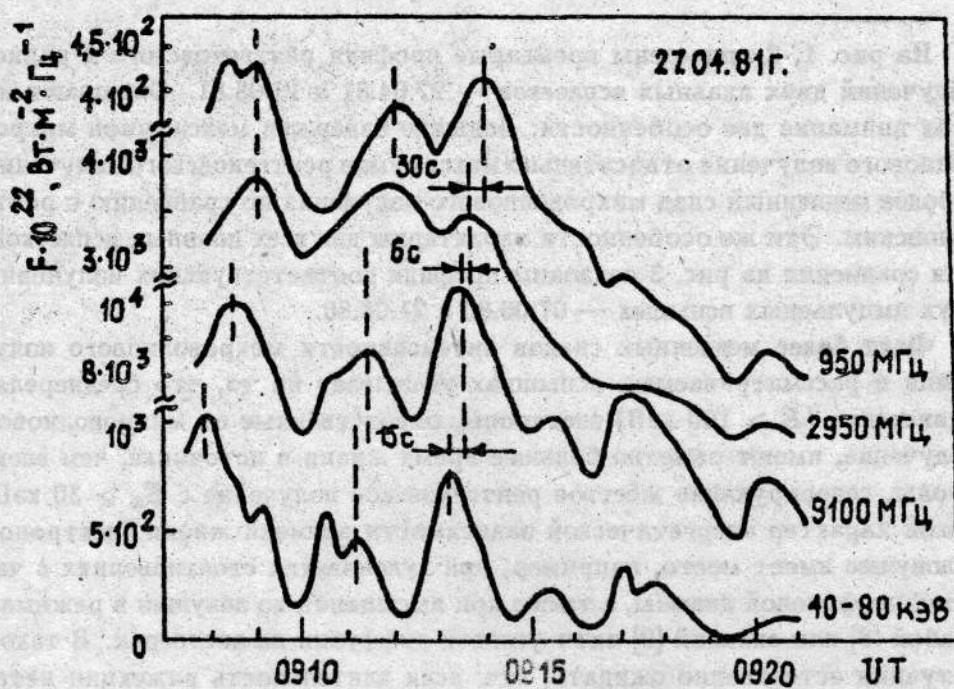


Рис.1. Временные профили радио- и рентгеновского излучений длительной вспышки 27.04.81 г. [22].

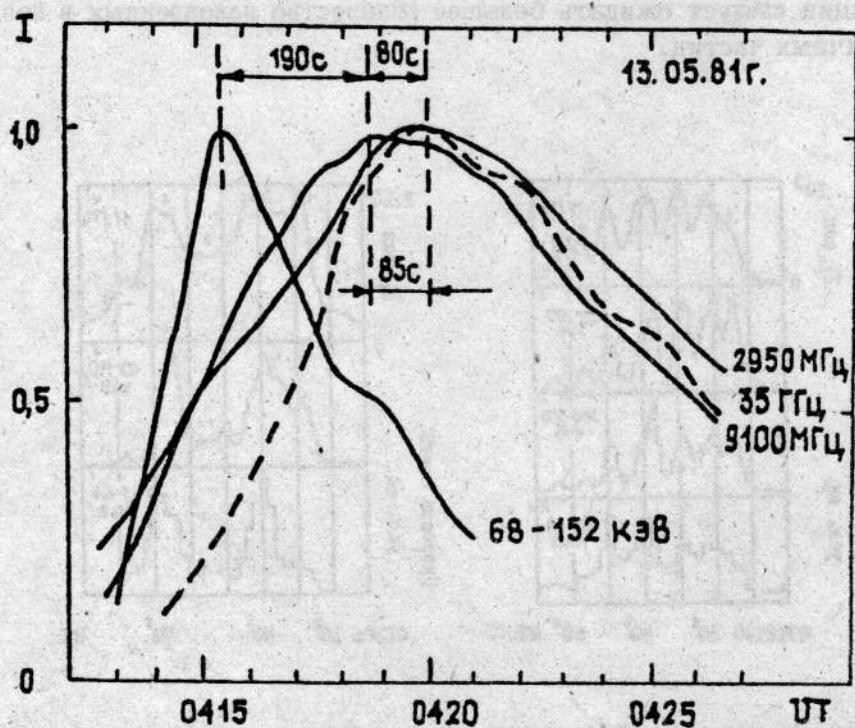


Рис.2. Временные профили радио- и рентгеновского излучений длительной вспышки 13.05.81 г. [22].

На рис. 1, 2 приведены временные профили рентгеновского и радиоизлучений двух плавных всплесков — 27.04.81 и 13.05.81. Обращают на себя внимание две особенности: большие задержки максимумов микроволнового излучения относительно максимумов рентгеновского излучения и более медленный спад микроволнового излучения по сравнению с рентгеновским. Эти же особенности характерны для всех плавных всплесков. Для сравнения на рис. 3 показаны профили соответствующих излучений двух импульсных вспышек — 07.06.80 и 21.06.80.

Факт более медленных спадов интенсивности микроволнового излучения в рассматриваемых вспышках указывает на то, что среднерелятивистские ( $E > 100$  кэВ) электроны, ответственные за микроволновое излучение, имеют заметно большее время жизни в источнике, чем электроны, генерирующие жесткое рентгеновское излучение с  $E_x > 30$  кэВ. Такой характер энергетической зависимости времени жизни электронов в ловушке имеет место, например, при кулоновских столкновениях с частицами фоновой плазмы, а также при высыпании из ловушки в режимах слабой [8] или сильной [9] питч-угловой диффузии на вистлерах. В такой ситуации естественно ожидать, что если длительность инжекции нетепловых электронов в ловушку сравнима с временем их жизни, то для более энергичных электронов максимум их числа должен наступать позднее, чем для менее энергичных электронов. Более того, для более длительной инжекции следует ожидать большее количество накопленных в ловушке энергичных частиц.

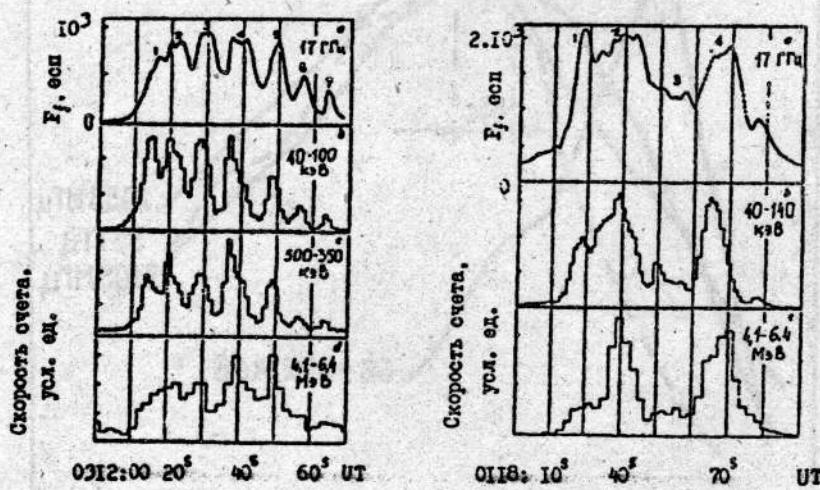


Рис.3. Временные профили рентгеновского и радиоизлучений импульсных вспышек 7 и 21 июня 1980 г. [5].

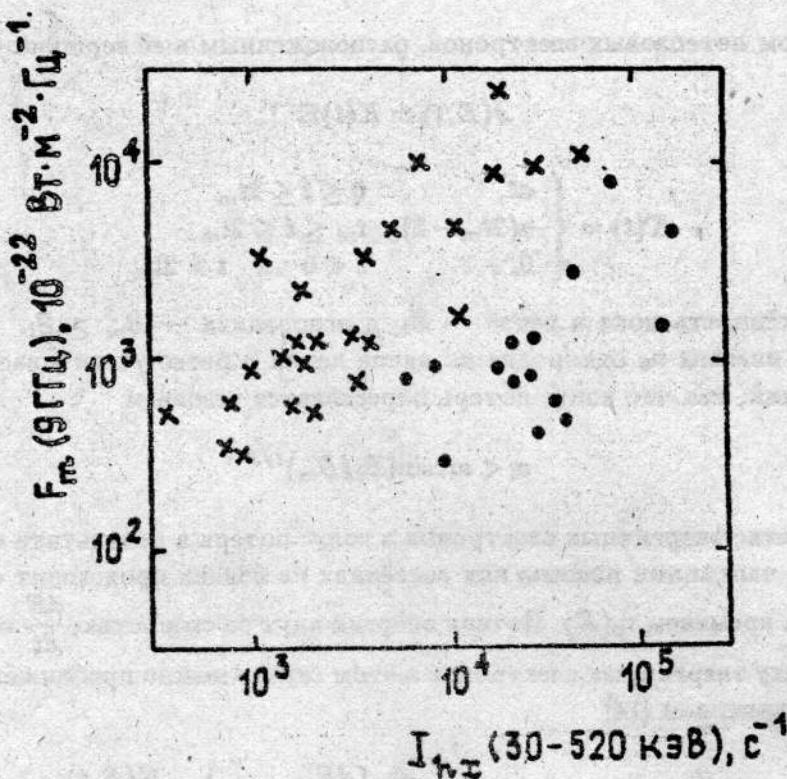


Рис.4. Взаимосвязь интенсивностей микроволновых и жёстких рентгеновских всплесков. Точками отмечены импульсные ( $\Delta t_{lx} < 80$  с), крестиками — длительные ( $\Delta t_{lx} \geq 80$  с) события.

### 3. ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОНОВ В ЛОВУШКЕ ПРИ КОНЕЧНОЙ ДЛЯТЕЛЬНОСТИ ИНЖЕКЦИИ

Динамику энергичных электронов в ловушке можно описать уравнением Фоккера-Планка. Это уравнение связывает пространственные, временные и спектральные характеристики ансамбля нетепловых электронов, непрерывно инжектируемых в неоднородную ловушку. В приложении к вспышечным магнитным петлям для случаев стационарной и мгновенной инжекции это уравнение решено в работах [10, 11]. В работе [12] получено решение для случая нестационарной инжекции конечной длительности. В [13] показано, что основные результаты этого точного решения хорошо согласуются с результатами решения более простого уравнения непрерывности [14, 15] (далее уравнение (3)), которое описывает усреднённую эволюцию электронов, обусловленную потерями энергии и рассеянием в конус потерь.

Для получения некоторых количественных соотношений рассмотрим простую модель. Пусть генерация микроволнового и рентгеновского излучений происходит в симметричной магнитной петле с изотропным ис-

точником нетепловых электронов, расположенным в её вершине:

$$J(E, t) = K(t) E^{-\gamma},$$

$$K(t) = \begin{cases} at, & 0 \leq t \leq 2t_m \\ a(2t_m - t), & t_m \leq t \leq 2t_m \\ 0, & t < 0 \text{ и } t > 2t_m \end{cases}. \quad (1)$$

Напряжённость поля в петле —  $B_l$ , в основаниях —  $B_m > B_l$ . Концентрация плазмы  $n_0$  однородна по длине петли и резко увеличивается у её оснований, так что конус потерь определяется условием

$$\alpha < \arcsin(B_l/B_m)^{1/2}. \quad (2)$$

Высыпание энергичных электронов в конус потерь в результате столкновений с частицами плазмы или рассеяния на волнах происходит с эффективным временем  $\tau_p(E)$ . Потери энергии идут со скоростью  $\frac{dE}{dt} = \frac{\dot{E}}{\tau_p(E)}$ . Динамику энергичных электронов в этом случае можно приближённо описать уравнением [14]

$$\frac{\partial}{\partial t} N(E, t) = J(E, t) + \frac{\partial}{\partial E} \left[ \frac{dE}{dt} N(E, t) \right] - \frac{N(E, t)}{\tau_p(E)}, \quad (3)$$

где  $N(E, t)$  — дифференциальный энергетический спектр электронов в момент  $t$ .

Для случая, когда главную роль в рассеянии по питч-углам и в энергетических потерях играют кулоновские столкновения, общее решение уравнения (3) будет [15]:

$$N(E, t) = \frac{\partial E_0}{\partial E} N(E_0, t_0) \exp[H(E) - H(E_0)] +$$

$$+ \frac{1}{\nu_E E} \int_E^{E_0} [H(E) - H(E')] J(E', t - h(E') + h(E)) dE', \quad (4)$$

где  $H(E) = \int \frac{\nu_p dE}{\nu_E E}$ ,  $h(E) = \int \frac{dE}{\nu_E E}$ ,  $E_0$  — решение уравнения  $t - h(E_0) + h(E) = 0$  и представляет собой энергию, которую имел бы электрон в момент  $t_0$ , если в момент  $t$  его энергия равна  $E$  и изменяется по закону  $dE/dt = -\nu_E E$ ;  $\nu_p = 1/\tau_p$  — эффективная частота рассеяния, равная  $\nu_p = 2\nu_E$  [16].

При вычислении энергетического спектра  $N(E, t)$  мы учли, что выражение для характерного времени потерь энергии  $\tau_E = 1/\nu_E$  разное для

разных диапазонов энергий [14]:

$$\tau_E = \begin{cases} \frac{2,1 \cdot 10^8}{n_0} E^{3/2}, & E < 160 \text{ кэВ} \\ \frac{2,6 \cdot 10^9}{n_0} E, & E > 160 \text{ кэВ} \end{cases} \quad (5)$$

Чтобы получить представление о характерном времени уменьшения количества электронов в ловушке, рассмотрим частный случай мгновенной инжекции ( $N(E_0, 0) = KE^{-\gamma_e}$ ,  $J(E, t) = 0$ ,  $t > 0$ ). В этом случае для энергий  $E < 160$  кэВ получаем

$$N(E, t) = \begin{cases} KE^{-\gamma_e}[1 - (\gamma_e + 2,5)t/\tau_E], & t \ll \tau_E/(\gamma_e + 2,5) \\ KE^{-\gamma_e}(1,5t/\tau_E)^{-\frac{2}{3}(\gamma_e+1)}, & t \gg \tau_E/(\gamma_e + 2,5) \end{cases}, \quad (6)$$

т.е. на начальной стадии эффективное время жизни электронов определяется величиной  $\tau = \tau_E/(\gamma_e + 2,5)$ . При стационарной инжекции электронов со спектром  $J(E, t) = AE^{-\gamma}\Theta(t)$ , где  $\Theta(t)$  — ступенчатая функция, спектр захваченных электронов в области энергий  $E < 160$  кэВ определяется выражением

$$\begin{aligned} N(E, t) &= \frac{AE^{-\gamma}\tau_E}{\gamma + 1} [1 - (1 + 1,5t/\tau_E)^{-(\gamma+1)/1,5}] = \\ &= \begin{cases} AE^{-\gamma}t, & t \ll \tau_E/(\gamma + 1) \\ AE^{-\gamma}\tau_E/(\gamma + 1), & t \gg \tau_E/(\gamma + 1) \end{cases}. \end{aligned} \quad (7)$$

Поэтому характерное время установления стационарного состояния (и время жизни в стационарном состоянии) равно  $\tau = \tau_E/(\gamma + 1)$ .

В табл. 2 приведены значения характерных времён спада (в секундах) для интегрального спектра электронов  $N(> E, t)$  при  $E = 30$  кэВ; 300 кэВ и разных величин  $n_0$  и  $\gamma$ .

Таблица 2

Характерные времена уменьшения  $N(> E, t)$  для разных значений концентрации фоновой плазмы, энергии и показателя спектра инжектированных в ловушку частиц

$n_0$ , см <sup>-3</sup>	$E > 300$ кэВ		$E > 30$ кэВ	
	$\gamma = 5$	$\gamma = 3$	$\gamma = 5$	$\gamma = 3$
$10^8$	1040	2000	55	82
$10^9$	140	200	5,5	8,2
$10^{10}$	14	20	0,55	0,82
$10^{11}$	1,4	2,0	0,055	0,082

Как видно из таблицы, при разумных вариациях плотности плазмы в ловушке характерное время спада может значительно варьироваться, в целом согласуясь с наблюдаемыми характеристиками спада интенсивности в импульсных и плавных микроволновых всплесках. Соответствующие значения  $\tau$  для низкоэнергетичных электронов, скажем для электронов с  $E \geq 30$  кэВ, ответственных за наблюданное рентгеновское излучение с  $\epsilon_{\gamma} \geq 30$  кэВ, почти в двадцать раз меньше, чем для среднерелятивистских электронов. Для большинства рассмотренных событий это время существенно меньше длительности всплеска (инжекции). Фактически в этих событиях на энергиях 30-100 кэВ должен реализовываться квазистационарный режим и, как следствие, приближение толстой мишени для жёсткого рентгеновского излучения [2]. В этом приближении интенсивность  $I_{\text{h}\alpha}(\epsilon_{\gamma})$   $\text{h}\alpha$ -излучения полностью определяется мощностью источника частиц  $J(E)$  и не зависит от плотности фоновой плазмы  $n_0$ .

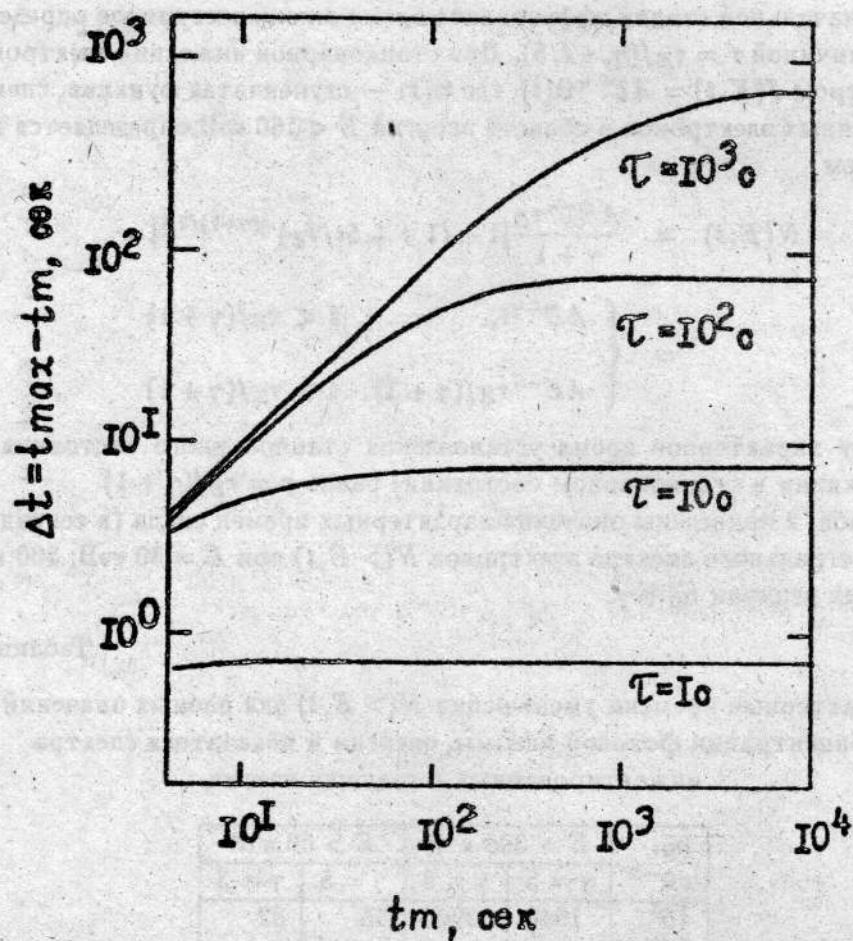


Рис.5. Запаздывание максимума числа накопленных в ловушке частиц относительно максимума мощности инжекции в зависимости от длительности инжекции  $t_m$  и времени жизни  $\tau$ .

Действительно,

$$I_{hx}(\epsilon_x) \sim \int_{\epsilon_x}^{\infty} N(E) v \sigma(\epsilon_x, E) n_0 dE,$$

где  $\sigma(\epsilon_x, E)$  — сечение рассеяния,  $v$  — скорость электрона. Поскольку в стационарном состоянии  $N(E) = J(E)\tau(E) \sim J(E)n_0^{-1}$ , то  $I_{hx}(\epsilon_x) \sim \sim \int_{\epsilon_x}^{\infty} J(E) v \tau(\epsilon_x, E) dE$  и, следовательно, не зависит от  $n_0$ . Поэтому можно считать, что временной профиль рентгеновского всплеска  $I_{hx}(\epsilon_x, t)$  при  $\epsilon_x \geq 30$  кэВ пропорционально повторяет профиль инжекции  $J(E, t)$ , а максимум всплеска соответствует моменту  $t_m$  максимума мощности инжекции.

На рис. 5 показана зависимость задержки  $\Delta t = t_{max} - t_m$  максимума  $N(E, t)$  относительно максимума функции инжекции  $J(E, t)$  от величины характерной длительности инжекции  $t_m$  и величины эффективного времени жизни  $\tau$ : видно, что задержка  $\Delta t$  заметно увеличивается при увеличении  $\tau$  и  $t_m$ . Вместе с тем, задержка может быть очень маленькой, если мала хотя бы одна из этих величин.

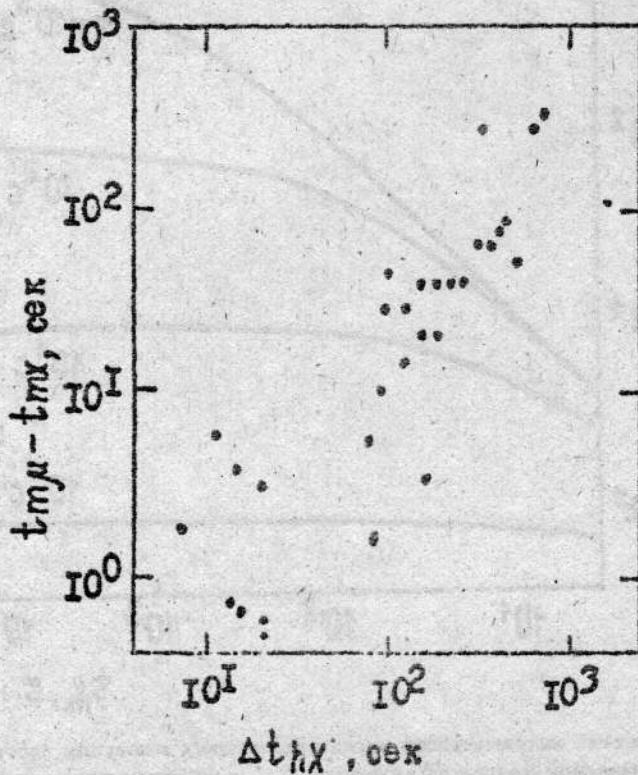


Рис. 6. Зависимость задержек  $t_{mu} - t_{mhz}$  от длительности жестких рентгеновских всплесков  $\Delta t_{Hz}$ .  $t_{mu}, t_{mhz}$  — моменты максимумов микроволновых ( $f = 9$  ГГц) и рентгеновских ( $E_x \geq 30$  кэВ) всплесков.

#### 4. СРАВНЕНИЕ С ДАННЫМИ НАБЛЮДЕНИЙ

Сравним полученную теоретическую зависимость с данными наблюдений. На рис. 6 показана взаимосвязь задержек ( $t_{m\mu} - t_{mhz}$ ) максимумов микроволновых всплесков на частоте 9 ГГц относительно максимумов рентгеновских всплесков с  $E_x \geq 30$  кэВ и длительностей рентгеновских всплесков  $\Delta t_{hz}$ . Как видим, теоретическая зависимость хорошо согласуется с экспериментальной. Однако это согласие требует выполнения ещё одного условия, а именно, время жизни электронов во всех этих событиях должно быть связано и сопоставимо по величине с длительностью инжекции:  $\tau \geq t_m$ , в противном случае ( $\tau \ll t_m$ ), согласно рис.5, наблюдались бы события с малой задержкой даже при большой длительности всплеска. В целом это находится в полном согласии с тем фактом, что длительные рентгеновские и микроволновые всплески обычно связаны с высокими и, по-видимому, менее плотными корональными арками (см. [17,21]).

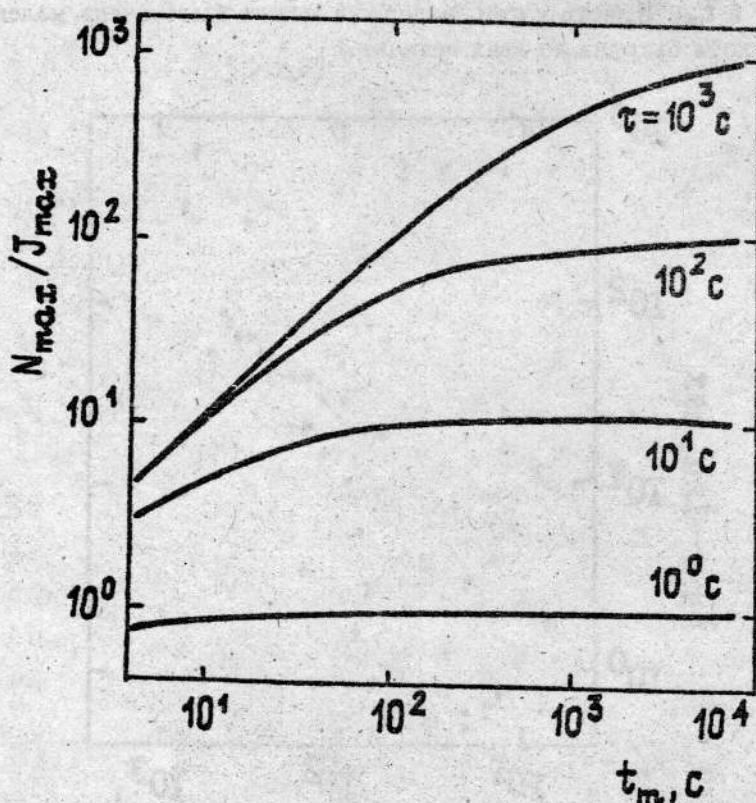


Рис.7. Отношение максимального числа накопленных в ловушке частиц  $N_{max}$  к максимальной мощности инжекции  $J_{max}$  в зависимости от длительности инжекции  $t_m$  и времени жизни частиц  $\tau$ .

Следующее следствие модели, которое можно легко проверить по на-

блюдаемым данным, касается связи отношения  $N_{max}/J_{max}$  с величинами  $t_m$  и  $\tau$ . Оказалось, что это отношение может изменяться почти на три порядка величины в зависимости от длительности инжекции (и с учётом связи между  $t_m$  и  $\tau$ ) (см. рис. 7). Объясняется это накоплением энергичных электронов, инжектируемых в ловушку. При  $t_m \leq \tau(E)$ ,  $N_{max}(E) \simeq \int_0^{t_{max}} J(E, t) dt \sim a t_m^2$  — приблизительно равно полному количеству инжектированных за время  $t_{max}$  электронов с энергией  $E$ . Вместе с тем  $J_{max} = a t_m$ . Поэтому  $N_{max}/J_{max} \sim t_m$ .

Поскольку  $N_{max}$  пропорционально  $F_m$  — максимальной интенсивности радиовсплеска на частотах  $f \geq f_m$ , а  $J_{max}$  пропорционально  $I_{hz\ max}$  (в приближении толстой мишени), то следует ожидать, что отношение  $F_m/I_{hz\ max}$  должно зависеть от  $\Delta t_{hz}$ .

На рис. 8 видно, что, как и ожидалось, отношение  $F_m/I_{hz\ max}$  действительно зависит от  $\Delta t_{hz}$ . Следует отметить, что и эта зависимость, и увеличение задержки  $t_{m\mu} - t_{mhz}$  с ростом  $\Delta t_{hz}$  являются монотонными без какого-либо резкого скачка или изменения характера связи при некотором определенном значении  $\Delta t_{hz}$ .

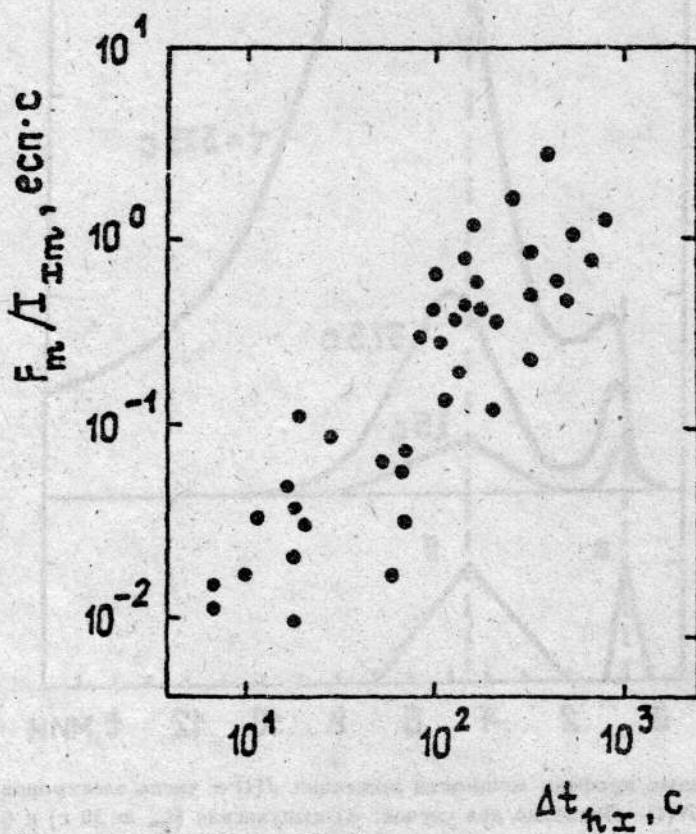


Рис.8. Зависимость отношения  $F_m/I_{hz\ max}$  от длительности жёстких рентгеновских всплесков  $\Delta t_{hz}$ .  $F_m, I_{hz\ max}$  — максимальные интенсивности микроволновых ( $f = 9$  ГГц) и рентгеновских ( $E_x \geq 30$  кэВ) всплесков.

### 5. ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом, становится ясно, чем обусловлен такой большой разброс точек на корреляционной диаграмме  $F_m - I_{h:m}$  (рис. 4) и почему при близких значениях  $I_{h:m}$  столь сильно варьируются от всплеска к всплеску значения  $F_m$ . Дело в том, что на рис. 4 сравнивались две совершенно разные величины: одна ( $F_m$ ) — характеризует максимальное мгновенное количество ускоренных электронов, удерживаемых в ловушке, другая ( $I_{h:m}$ ) — только максимальную скорость инжекции.

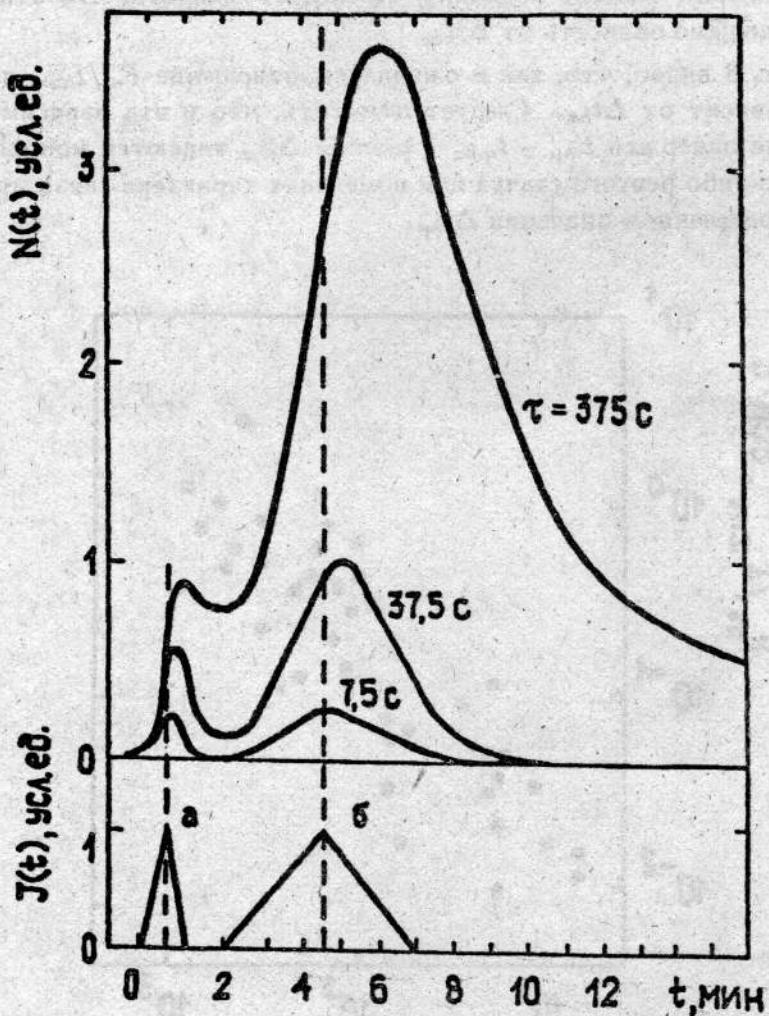


Рис.9. Временные профили мощности инжекции  $J(t)$  и числа электронов в ловушке  $N(t)$ . Показано два случая: а) импульсная ( $t_m = 30$  с) и б) длительная ( $t_m = 150$  с) инжекции. С ростом времени жизни электронов в ловушке  $\tau$  и длительности инжекции  $t_m$  задержка  $t_{max} - t_m$  и отношение  $N_{max}/J_{max}$  увеличиваются.

Для того, чтобы событие было "богатым" в отношении микроволнового излучения, необходим длительный процесс ускорения (инжекции) электронов в области, где время жизни ускоренных электронов также достаточно велико. В противном случае, например, при кратковременном акте ускорения, независимо от величины  $\tau$ , событие должно быть "бедным" в отношении своего микроволнового излучения (см. рис. 9). То же самое будет наблюдаться в случае, когда  $\tau$  очень мало, независимо от длительности общего процесса ускорения (например, длительные всплески с импульсным, сильно изрезанным временным профилем).

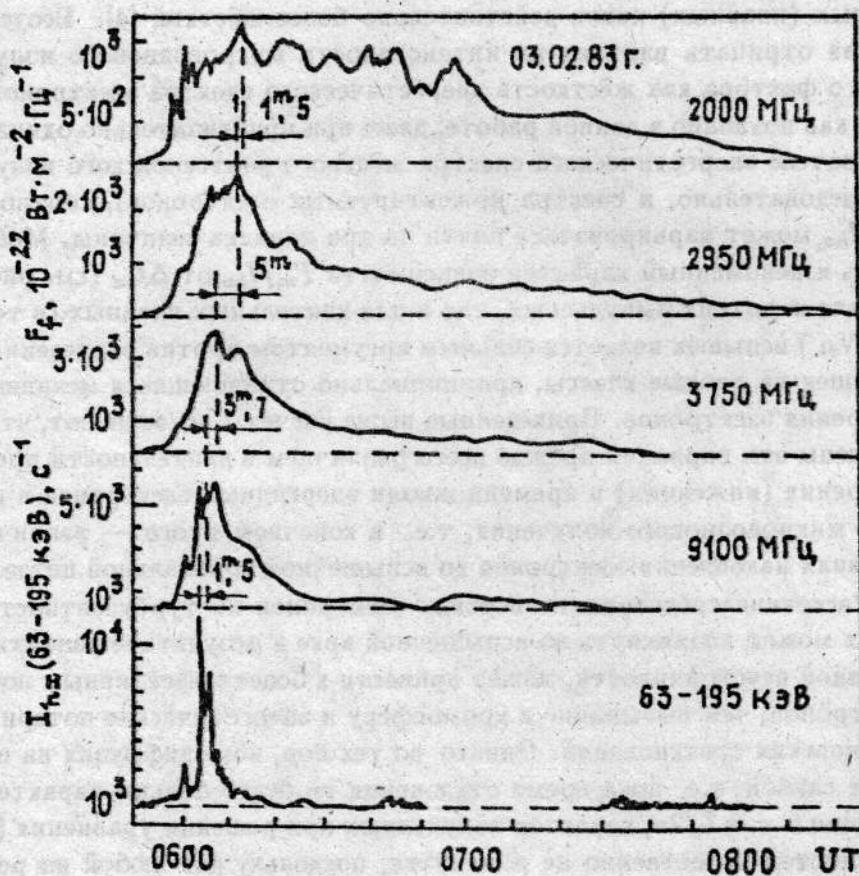


Рис.10. Временные профили микроволнового и  $hz$ -излучения в событии типа  $IV\mu$  [22]. Интенсивность  $hz$ -излучения на постмаксимальной стадии события не пропорционально низкая по сравнению с интенсивностью микроволнового излучения.

Всё сказанное выше прямо относится к сообщениям о вспышках с дефицитом жёсткого рентгеновского излучения, когда во время вторичных (плавных) пиков микроволновых всплесков типа  $IV\mu$  не было заметного рентгеновского излучения (см. [2], а также рис. 10). Дело в том, что эти сообщения основывались на наблюдениях двадцатилетней давности, ко-

гда чувствительность счетчиков была довольно низкой. Исходя из того, что длительные всплески имеют большое отношение  $F_m/I_{hzm}$ , можно показать, что при умеренных  $F_m \sim 10^2$  е.с.п. интенсивность  $I_{hz}$  будет ниже имевшегося тогда порога чувствительности.

В работе [18] предлагалось другое объяснение дефицита рентгеновского излучения во время вторичных пиков всплеска типа IV $\mu$ . Предполагалось, что в это время из-за дополнительного ускорения ударной волной спектр электронов становится более жестким, чем на импульсной стадии всплеска. В последние годы в связи с увеличением чувствительности рентгеновской аппаратуры найдено, что спектр  $hz$ -излучения во время вторичных (плавных) пиков действительно более жесткий [4]. Безусловно, нельзя отрицать влияния на интенсивность микроволнового излучения такого фактора как жесткость энергетического спектра электронов. Однако как показано в данной работе, даже при приблизительно одинаковом показателе энергетического спектра жесткого рентгеновского излучения (а следовательно, и спектра инжектируемых электронов), соотношение  $F_m/I_{hz}$  может варьироваться почти на три порядка величины. Монотонность и неизменный характер зависимости  $F_m/I_{hz}$  от  $\Delta t_{hz}$  (см. рис. 6,8) как для коротких импульсных, так и для длительных плавных (в том числе IV $\mu$ ) вспышек является сильным аргументом против разделения этих вспышек на разные классы, принципиально отличающиеся механизмами ускорения электронов. Приведенные выше расчеты показывают, что обусловлены эти вариации прежде всего различием в длительности процесса ускорения (инъекции) и времени жизни энергичных электронов в источнике микроволнового излучения, т.е. в конечном итоге — различием в условиях накопления электронов во вспышечной корональной петле.

Рассеяние среднерелятивистских электронов на турбулентности, которая может возникнуть во вспышечной арке в результате развития той или иной неустойчивости, может привести к более эффективным потерям электронов, чем высыпание в хромосферу и энергетические потери из-за кулоновских столкновений. Однако до тех пор, пока диффузия на волнах будет слабой, т.е. пока время отклонения  $\tau_D$  будет больше характерного времени  $\tau = \sigma L/2v$ , характер полученных при решении уравнения (3) зависимостей качественно не изменится, поскольку для любой из реально возможных турбулентностей (ионнозвуковой, ленгмюровской, свистовой) при степенном энергетическом спектре электронов  $\tau_D$  увеличивается с увеличением энергии [8, 9, 19, 20].

В режиме умеренной диффузии время жизни электронов в ловушке определяется величиной  $\tau = \sigma L/2v$ , где  $\sigma = B_m/B_l$  — пробочное отношение,  $L$  — размер арки. Этот режим, по-видимому, реализуется в низких вспышечных петлях. В этом случае время жизни электронов с энергией  $> 100$  кэВ  $\tau = \sigma L/2v$  при разумных  $\sigma$  и  $L$  оказывается порядка 0,1 с. Это вполне соответствует наблюдаемому факту, что для некото-

рых импульсных всплесков временные профили жёсткого рентгеновского и микроволнового излучений один к одному повторяют друг друга с точностью до временного разрешения регистрирующей аппаратуры  $\Delta t \sim 0,3$  с. Очевидно, что в таких случаях должен наблюдаться сильный дефицит микроволнового излучения.

Как показано в [9], во вспышечных петлях в случае очень интенсивного источника электронов возможен также режим сильной питч-угловой диффузии (режим турбулентного захвата) из вистлеров. Для этого режима время жизни больше для более энергичных электронов, и поэтому снова следует ожидать задержку максимума микроволнового излучения относительно максимума рентгеновского излучения. По-видимому, этот режим может реализовываться в компактных импульсных вспышках с ядерным  $\gamma$ -излучением, для которых характеристики очень высокие потоки жёсткого рентгеновского излучения и, соответственно, большая плотность нетепловых электронов во вспышечной петле, достаточная для генерации мощной турбулентности.

В заключение отметим, что низкая корреляция между микроволновым и жёстким рентгеновским излучением, в принципе, может быть обусловлена и другими эффектами. Например, вариациями от вспышки к вспышке магнитного поля в радионисточнике, а также важными для некоторых вспышек эффектами поглощения и подавления радиоизлучения в плотной плаэме вне и внутри вспышечной петли [1,18]. Однако результаты настоящей работы показывают важность именно эффектов динамики. Благодаря им, даже без учёта всех вышеперечисленных факторов, вариации максимальной интенсивности микроволнового излучения при неизменной интенсивности  $h\nu$ -всплеска могут достигать двух — трёх порядков величины. Найденные выше закономерности необходимо учитывать при оценке количества ускоренных во вспышке электронов по её радиоизлучению.

Данная работа выполнена при поддержке Российской программы "Астрономия-93" и Американского астрономического общества.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кочаров Г.Е., Матвеев Г.А., Мельников В.Ф., Найденов В.О., Подстригач Т.С., Чариков Ю.Е. — В кн.: Прогнозирование солнечных вспышек и их последствий. — Л.: Изд. ЛГУ, 1984. Вып.5. С.45.
2. Svestka Z. Solar Flares. — Dordrecht: Reidel, 1976. P.192.
3. Kai K., Kosugi T., Nitta N. //Publ. Astron. Soc. Japan. 1985. V.37. P.155.
4. Bai T. //Astrophys. J. 1986. V.308. P.912.
5. Nakajima H., Kosugi T., Kai K., Enome S. //Nature. 1983. V.305. P.292.

6. Gary D.E. //Astrophys. J. 1985. V.297. P.799.
7. Whiehl H.J., Batchelor D.A., Crannel C.J., Dennis B.R., Price P.N., Magun A. //Solar Phys. 1985. V.96. P.339.
8. Kowamura K., Omadaka T., Suzuki I. //Solar Phys. 1981. V.71. P.55.
9. Bespalov P.A., Zaitsev V.V., Stepanov A.V. //Astrophys. J. 1991. V.574. P.369.
10. Ковалев В.А., Королев О.С. //Астрон. ж. 1981. V.58. P.583.
11. Leach J., Petrosian V. //Astrophys. J. 1981. V.251. P.781.
12. Takakura T. //Solar Phys. 1986. V.104. P.363.
13. Vilmer N., Trottet G., McKinnon A.L. //Astron. Astrophys. 1986. V.156. P.64.
14. Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И. Происхождение космических лучей. — М.: Изд. АН СССР, 1963.
15. Melrose D.B., Brown J.C. //Month. Not. R. Astron. Soc. 1976. V.176. P.15.
16. Трубников Б.А. — В кн.: Вопросы теории плазмы. — М.: Госатомиздат, 1963. Вып.1. С.98.
17. Kosugi T. //Solar Phys. 1987. V.113. P.327.
18. Takakura T. //Solar Phys. 1972. V.26. P.151.
19. Wentzel D.J. //Astrophys. J. 1976. V.208. P.595.
20. Беспалов П.А. //Физика плазмы. 1985. V.11. P.446.
21. Bakunin L.M., Ledenev V.G., Nefedyev V.P. et al. //Solar Phys. 1991. V.135. P.107.
22. Мельников В.Ф. — Канд. дисс. — Горький: НИРФИ, 1990.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт  
(НИРФИ), Нижний Новгород

Поступила в редакцию  
11 апреля 1994 г.

**PARTICLE ACCELERATION AND STORAGE IN IMPULSIVE AND  
GRADUAL FLARES: CONSEQUENCES FROM THE STUDY OF  
MICROWAVE AND HARD X-RAY EMISSIONS**

*V.F. Melnikov*

Correlations between energetic and temporal characteristics of microwave and hard X-ray emissions of 40 strong solar flares have been analyzed. The conclusion is made that the reason of increasing intensity ratios and maximum delays under transition from impulsive to gradual flares is not a principal difference between electron acceleration processes in these flares. The reason

is the difference between injection durations and storage conditions for energetic electrons in flare loops with different sizes. The suggested microwave burst model takes into account a time variability of the electron injection rate, energy losses and the precipitation of energetic electrons for flare loops with different sizes and plasma densities. It is shown that under the same electron injection rate the number of trapped electrons, and consequently the microwave emission intensity, strongly increases for loops with great sizes and low densities due to the long duration of injection and long life time. The consequences of this model have been confirmed by the new empirical relationships derived in this paper: delays of maxima as well as intensity ratios of microwave and  $h\omega$ -bursts increase continuously with increasing the duration of bursts, and the characters of the relationships remain constant under the transition from impulsive to long duration (gradual) flares.