

УДК 523.164.32

О СВЯЗИ РЕНТГЕНОВСКОГО И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА СОЛНЦЕ ДЛЯ НЕОДНОРОДНОЙ МОДЕЛИ

А. С. Гребинский

Сравнение данных о рентгеновском и радиоизлучении активных областей на Солнце может дать ценные сведения об их структуре. Однако результаты такого сравнения сильно зависят от предположений, сделанных относительно механизма излучения и структуры этих областей. Используемые в большинстве работ однородные модели не согласуются с результатами оптических наблюдений корональных конденсаций [1], согласно которым электронная температура и, возможно, концентрация электронов имеют максимум в центре конденсации. Еще более важную роль играет установление механизма радиоизлучения, ответственного за наблюдаемое радиоизлучение конденсации. Начиная с работ Шкловского [2], Мандельштама [3] вплоть до последних работ [4, 5], в литературе укоренилось представление о том, что радиоизлучение локальных источников в сантиметровом диапазоне волн связано с тормозным механизмом излучения, на основе чего делаются оценки меры эмиссии и температуры этих областей. Авторы этих работ исходят из того, что, подбирая разумные значения меры эмиссии и температуры, можно получить наблюдаемое значение потока радиоизлучения в сантиметровом диапазоне. Между тем, в радиоастрономической литературе было давно показано [6-8], что тормозной механизм излучения дает основной вклад только в миллиметровом диапазоне, тогда как в сантиметровом диапазоне его вкладом в большинстве случаев можно пренебречь. Этот фундаментальный теоретический результат связан с тем, что в частотном спектре подавляющего большинства локальных источников наблюдается резкое (часто на порядок) увеличение потока излучения с ростом длины волны в диапазоне $\lambda = 0,8 \div 3,2$ см. Исследования показывают, что тормозное излучение из объема плазмы не может дать такой спектр ни при каком распределении N_e и T_e (спектр тормозного излучения является плоским, пока источник оптически тонкий, и спадает как λ^{-2} в области непрозрачности). Согласно современным наблюдениям, в спектре локальных источников имеется минимум потока $F_u \leq 5$ ед. (1 ед. = 10^{-22} вт/м²·гц) в области $0,8 \text{ см} \leq \lambda_* \leq 2 \text{ см}$, причем только в этом участке спектра излучение является тепловым, тормозным, а источник — оптически тонким. При $\lambda < \lambda_*$ наблюдаемый поток возрастает как λ^{-2} из-за увеличения вклада более холодного оптически толстого основания источника; при $\lambda > \lambda_*$ поток также быстро возрастает, достигая максимума ($F_u \approx 20 \div 50$ ед.) в области $3 \div 6$ см [7] из-за действия магнитотормозного механизма. Очевидно, что для сравнения с тормозным рентгеновским излучением следует использовать только данные о радиоизлучении в области минимума спектра, наличие которого накладывает жесткие ограничения на любые модели рентгеновских конденсаций: тормозное радиоизлучение от них $F_T <$

$< 5 \div 10$ ед. в области $\lambda \approx 0,8$ см. Большинство моделей, построенных в предположении о тормозной природе сантимерового радиоизлучения, дают значения F_T (0,8 см), завышенные в 10—100 раз (см. ниже) по сравнению с наблюдаемыми.

Целью настоящей работы является исследование неоднородной модели активной области с экспоненциальными сферически симметричными распределениями N_e и T_e ,

$$N_e(r) = N_0 \exp(-r/R_N), \quad T_e(r) = T_0 \exp(-r/R_T), \quad (1)$$

при произвольном соотношении характерных длин R_N и R_T , а также оценка параметров этой модели по данным о тормозном радиоизлучении на волне 0,8 см и рентгеновском излучении в диапазоне $2 \div 12 \text{ \AA}$. Для расчета излучения удобно ввести $y(T)$ — плотность распределения объемной меры эмиссии по температуре с помощью соотношения

$$dy = y(T) dT = \int_{v(T)}^{v(T+dT)} N_e^2 dV, \quad (2)$$

где dy — объемная мера эмиссии областей в интервале температур от T до $T + dT$. Для принятой модели получим

$$y(T) = 4\pi N_0^2 R_T^3 T_0^{-1} (T_0/T)^{\gamma} \ln^2(T_0/T); \quad (3a)$$

$$\gamma \equiv 1 - 2R_T/R_N, \quad y_0 = \int_0^{T_0} y(T) dT = \pi N_0^2 R_N^3. \quad (3b)$$

Для оценки потока тормозного радиоизлучения около Земли из объема корональной плазмы, используя приведенный в [9] коэффициент поглощения для тормозного механизма, получим

$$dF_T = 2 \cdot 10^{-48} dy T_e^{-1/2} \sum_i (N_i/N_e) Z_i^2 [1 + 0,07 \ln(\lambda T_e^{3/2}/Z_i)], \quad (4a)$$

где T_e — в 10^6 K , λ — в сантиметрах, N_i — концентрация ионов с зарядом Z_i . Учитывая корональное обилие водорода и гелия ($N_{\text{H}}/N_{\text{He}} \approx 5$ [10]), примем для дальнейших расчетов

$$dF_T \approx 2,5 \cdot 10^{-48} T_e^{-1/2} dy \quad (4b)$$

(значение, приведенное в [1], вдвое занижено).

Для оценки рентгеновского излучения в области $\lambda < 15 \text{ \AA}$, учитывая отсутствие точной аналитической аппроксимации зависимости F_p от T , а также некоторую неоднозначность самих теоретических расчетов, примем простейшую формулу вида

$$dF_p = B \exp(-a/T_e) dy \quad (\text{мэрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}), \quad (5)$$

которая качественно удовлетворительно описывает эту зависимость. Согласно [11], для диапазона $\lambda = 2 \div 12 \text{ \AA}$, $a = 10$, однако приведенное в [11] значение B занижено на порядок (из-за недооценки излучения в линиях), как показывает сравнение с результатами расчетов в обзоре [2]. Примем $B = 2,7 \cdot 10^{-47}$, что дает наилучшее согласие с указанными расчетами для $T_e = 2$ и 3.

Используя формулы (1) — (5), выражения для потока рентгеновского и радиоизлучения от всей конденсации можно представить в виде

$$F_T = A \int_{T_1}^{T_0} T^{-1/2} y(T) dT \equiv AT_0^{-1/2} y_0 g_{T\gamma}; \quad (6a)$$

$$F_p = B \int_0^{T_0} \exp(-10/T) y(T) dT \equiv B \exp(-10/T_0) y_0 g_{p\gamma}, \quad (6b)$$

где

$$g_{T\gamma} = \int_{x_1}^1 f_\gamma(x) x^{-1/2} dx, \quad g_{p\gamma} = \int_0^1 f_\gamma(x) \exp\left[-\frac{10}{T_0}\left(\frac{1}{x} - 1\right)\right] dx; \quad (7)$$

$$(x \equiv T/T_0, f_\gamma(x) \equiv T_0 y(x)/y_0 = 0,5(1-\gamma)^2 x^{-\gamma} \ln^2 x, \int_0^1 f(x) dx = 1) \quad (8)$$

— структурные коэффициенты, учитывающие влияние неоднородности (излучение однородной среды соответствует случаю $g_{T\gamma} = g_{p\gamma} = 1$).
 Формулы (6)—(8) справедливы для оптически тонкой конденсации. При расчете F_T необходимо начинать интегрирование с некоторой $T_1 = T_{\min}$, соответствующей границе конденсации.

Полученные соотношения позволяют оценить влияние изменения структуры области на характер излучения. Графики подынтегральных функций коэффициентов (7), построенные для трех значений $R_T/R_N = 0,5; 1$ и 2 , показывают, какие области конденсации дают основной вклад в рентгеновское и радиоизлучение (рис. 1 а).

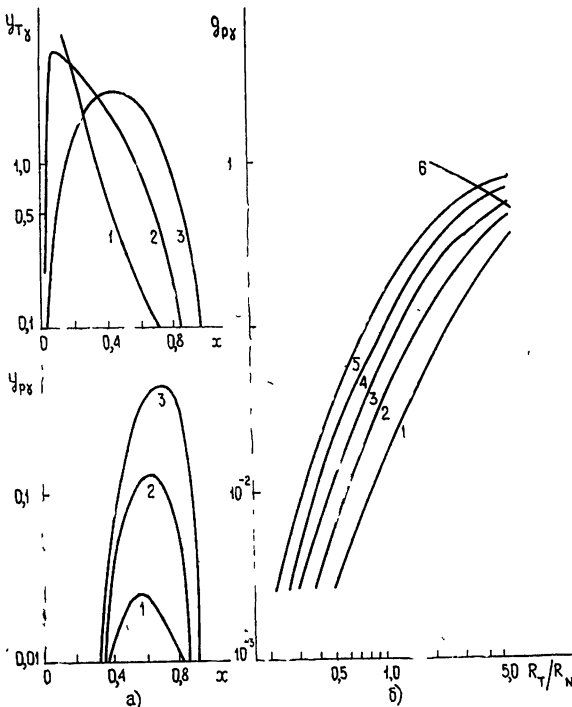


Рис. 1. Графики структурных функций $g_{p\gamma}$ и $g_{T\gamma}$;
 а) 1 — $\gamma = 0$; 2 — $\gamma = -1$; 3 — $\gamma = -3$; б) 1 — $T_0 = 2$;
 2 — $T_0 = 3$; 3 — $T_0 = 4$; 4 — $T_0 = 6$; 5 — $T_0 = 8$; 6 — $g_{T\gamma}$.

Для расчета полного излучения конденсации при разных соотношениях R_T/R_N и фиксированных T_0 и y_0 необходимо найти значения интегралов (7). Методом асимптотических оценок [12] получим

$$g_{p\gamma} \approx 0,5 \sqrt{2\pi} (1-\gamma)^3 x_*^{1-\gamma} \ln^2 x_* \exp \left[\frac{10}{T_0} \left(1 - \frac{1}{x} \right) \right] \left[\frac{5}{T_0 x_*} + \frac{1}{2} \gamma \right]^{-1}, \quad (9)$$

где $x_* \equiv T_*/T_0$ — температура областей, дающих основной вклад в излучение, находится из уравнения $\gamma x_* - 2x_*/\ln x_* = 10/T_0$;

$$g_{T\gamma} \approx 4 \sqrt{\pi} \exp(-2) |1-\gamma| / (\gamma+0,5)^3 \quad (\gamma \leq -3); \quad (10a)$$

$$g_{T\gamma} \approx \frac{0,5 \sqrt{\pi} |1-\gamma|^3 \ln^2 x_1}{\gamma+0,5-2/\ln x_1} x_1^{-\gamma+0,5} \quad (\gamma \geq 0). \quad (10b)$$

В случае $\gamma \leq -3$ основной вклад в тормозное излучение дают области вблизи $x_* = \exp[2/(\gamma+0,5)]$. При $\gamma > -3$ основной вклад дает холодная периферия конденсации.

Результаты расчетов $g_{p\gamma}$ (для $2 \leq T \leq 8$) и $g_{T\gamma}$ (для $x_1 = 0,1$), представленные на рис. 1 б, показывают: а) в сравнении с однородными моделями учет неоднородности N_e и T_e приводит к незначительному увеличению F_T и к сильному уменьшению F_p ; б) при изменении тепловой структуры конденсации (изменение R_T/R_N) в широких пределах тормозное излучение меняется незначительно, тогда как уровень рентгеновского излучения меняется на 1—2 порядка.

Полученные соотношения позволяют построить модель «средней» конденсации путем выбора параметров рентгеновского и радиоизлучения, близких к наблюдаемым средним значениям. Сравнивая приведенные в [11] ежедневные потоки рентгеновского излучения ($\lambda = 2 \div 12 \text{ \AA}$) с числом больших групп пятен ($S_p \geq 100$ м. д. п.) на диске Солнца, получим $F_p \approx 0,2$. На волне 0,8 см анализ статистической связи потока локального источника с площадью группы пятен показывает [13], что в среднем поток не меняется при изменении S_p , составляя $F_T \approx 5$. Согласно [14], средний размер яркой части источника на волне 0,8 см составляет $\varphi_u \approx 2',5$ ($R_u = 5 \cdot 10^8$ см). Используя приведенные значения F_p , F_T и графики функций $g_{p\gamma}$, $g_{T\gamma}$, были найдены значения γ и y_0 из уравнений (6 а), (6 б) для заданных T_0 в интервале $2 \leq T_0 \leq 8$. Для этого вначале исключалось y_0 из уравнений (6 а), (6 б) и для каждого значения T_0 определялось γ из решения уравнения

$$g_{p\gamma} = (A/B) (F_p/F_T) \exp(10/T_0) T_0^{-1/2} g_{T\gamma}, \quad (11)$$

после чего определялось значение y_0 для полученного γ по формуле (6 а). Для оценки N_0 использовалось (3 б), где положено $R_N = R_u$. Была сделана также оценка магнитотормозного излучения конденсации на волне 9,1 см, поток радиоизлучения которой F_{MT} в этом случае зависит только от распределения температуры и не может превышать значения

$$F_{9,1} = C \int_0^\infty T_e(r) r dr d\varphi = C 2\pi R_T^2 T_0 \quad (C = 1,1 \cdot 10^{-19}). \quad (12)$$

Результаты расчета приведены в табл. 1. Перечислим их основные особенности. 1) Хорошее согласие данных о рентгеновском и радиоизлучении можно получить для любых температур в центре конденсации: $T_0 \geq 2$. При $T_0 < 2$ система уравнений не имеет решения ни при каких R_T/R_N и данные не могут быть согласованы. При увеличении T_0

Таблица 1

T_0 (10^6 °К)	y_0 (10^{48} см $^{-3}$)	R_T/R_N	N_0 (10^{10} см $^{-3}$)	F_{MT} (9,1 см)
2	4,4	4	1,1	5,4
3	7,0	0,9	1,3	0,4
4	3,6	0,5	1,0	0,2
6	2,9	0,35	0,9	0,1
8	2,5	0,28	0,8	0,1

из расчетов следует, что $R_T/R_N \rightarrow 0$ и согласование данных всегда возможно, однако при $T_0 > 4$ радиоизлучение исходит из периферийных областей и оценка R_T/R_N и y_0 сильно зависит от условий на границе конденсации. 2) Значения y_0 и N_0 мало зависят от T_0 , тогда как размеры в рентгене $\varphi_p = 2R_T$ быстро уменьшаются с ростом T_0 . 3) Вклад рентгеновской конденсации в наблюдаемое сантиметровое радиоизлучение локальных источников пренебрежимо мал, поэтому любые его изменения мало меняют общий поток в сантиметровом диапазоне. Это согласуется с тем, что рентгеновское излучение в момент возникновения группы пятен иногда не сопровождается радиоизлучением [15]. Основная часть сантиметрового радиоизлучения возникает, по-видимому, в протяженном и неярком гало (окружающем горячее ядро конденсации), наличие которого следует как из анализа рентгеновских фотографий Солнца [16], так и из затменных радиоастрономических наблюдений [17]. Таким образом, если эволюция активной области сопровождается изменениями ее теплового режима (изменение T_0 , R_T/R_N), можно ожидать, что будут наблюдаться сильные изменения рентгеновского излучения, не сопровождаемые изменениями радиоизлучения ни в миллиметровом, ни в сантиметровом диапазонах волн. Этот вывод хорошо соответствует результатам наблюдения отдельных источников на волне

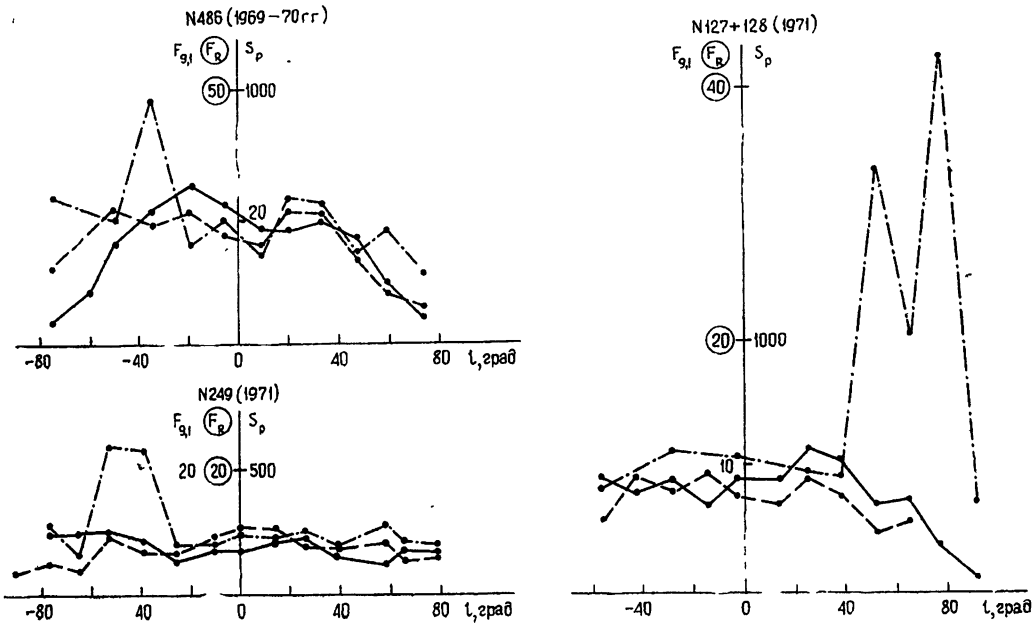


Рис. 2. Изменение потока радиоизлучения ($\lambda = 9,1$ см) и рентгеновского излучения ($\lambda = 9,6 \div 11,1$ Å) в зависимости от долготы l группы пятен; а), б) — S_p ; — — — $F_{9,1 \text{ см}}$; - · - · - F_R .

9,1 см и в диапазоне $9,5 \div 10,7 \text{ \AA}$. Несколько типичных случаев такого рода представлены на рис. 2 а, б, где показано изменение F_p , $F_{9,1}$ и S_p при перемещении источника по диску Солнца [18].

В заключение сравним полученные результаты с опубликованными ранее. Несостоятельность моделей [2-5], построенных с использованием предположения о тормозном механизме излучения в сантиметровом диапазоне волн, становится очевидной, если рассчитанный по приведенным в них данным о T_0 и y_0 поток тормозного излучения (см., например, табл. 2, построенную по данным [4]) сравнить с величиной $F_u \approx 5$,

Таблица 2

Номер модели	1	2	3	4
T_0 ($10^6 \text{ }^\circ\text{K}$)	2,5	2,0	1,8	2,3
y_0 (10^{49} см^{-3})	0,4	6,0	7,0	0,76
F_T ($10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{зц}$)	6	100	130	13

наблюдаемой на волне $0,8 \text{ см}$. Вместе с тем, результаты работ [19-22], не использовавших данных о сантиметровом радиоизлучении, могут быть согласованы с настоящей работой. Например, Бейгман и Вайнштейн [19] показали, что экспериментальные данные о потоках в резонансных линиях $\lambda < 25 \text{ \AA}$ можно описать одной из двух альтернативных неоднородных моделей, причем параметры одной из них ($T_e = 2,5 \div 3$, $y_0 = 1,6 \cdot 10^{48} \text{ см}^{-3}$) хорошо соответствуют настоящей работе, тогда как вторую модель ($T_e = 0,5 \div 4$, $y_0 = 3,2 \cdot 10^{49} \text{ см}^{-3}$), для которой $F_T \approx 110$, можно, по-видимому, исключить. Модель, построенная в [20] ($T_e = 1,8$; $y_0 = 4 \cdot 10^{48} \text{ см}^{-3}$) на основании измерений рентгеновского потока в областях $8 \div 15$, $8 \div 20$ и $44 \div 60 \text{ \AA}$, дает $F_T \approx 7,5 \text{ ед}$. Аналогичные результаты получены в [21] по наблюдениям рентгеновских спектров в области $3 \div 15 \text{ \AA}$: $T_e = 2,5 \div 8,5$, $y_0 = 10^{47} \div 10^{48} \text{ см}^{-3}$.

Существование протяженного гало указывает на целесообразность рассмотрения модели с двумя характерными длинами R_{T_1} , $R_{T_2} \gg R_{T_1}$ с использованием результатов одновременных наблюдений на волне $0,8 \text{ см}$ и в нескольких полосах рентгеновского спектра $5 < \lambda < 20 \text{ \AA}$.

Приведенные результаты показывают, что при правильном учете данных о радиоизлучении локальных источников не возникает противоречий с результатами чисто рентгеновских наблюдений. Количественные оценки, приведенные в работе в основном для иллюстрации, показывают, что предлагаемый способ учета неоднородности среды правильно описывает наблюдаемые особенности связи рентгеновского и радиоизлучения активных областей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Зирин, Солнечная атмосфера, изд. Мир, М., 1969.
2. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 41, 676 (1964).
3. S. L. Mandelstam, Space Sci. Rev., 4, 587 (1965).
4. M. Landini, D. Russo, G. L. Tagliaferrri, Space Res., 712 1281 (1967).

5. P. R. Sengupta, *Sol. Phys.*, **17**, 160 (1971).
6. T. Kakinuma, G. Swarup, *Astrophys. J.*, **136**, 975 (1962).
7. В. В. Железняков, *Радиоизлучение Солнца и планет*, изд. Наука, М., 1964.
8. А. С. Гребинский, А. П. Молчанов, *Геомагн. и аэрономия*, **4**, 635 (1964).
9. Дж. Бекефи, *Радиационные процессы в плазме*, изд. Мир, М., 1971.
10. S. R. Pottasch, *Bull. Astron. Inst. Neth.*, **19**, 113 (1967).
11. J. Gibson, J. A. Van Allen, *Astrophys. J.*, **161**, 1135 (1970).
12. Н. Г. де Брёйн, *Асимптотические методы в анализе*, ИЛ, М., 1961.
13. А. С. Гребинский, О. В. Коробчук, *Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика*, **16**, № 12, 1842 (1973).
14. V. A. Efanov, A. G. Kislyakov, I. G. Moiseev, A. I. Naumov, *Sol. Phys.*, **8**, 331 (1969).
15. Г. Б. Гельфрейх, И. А. Житник, М. А. Лившиц, *Астрон. ж.*, **47**, 329 (1970).
16. K. A. Pounds, P. C. Russell, *Space Res.*, **6**, 38 (1966).
17. *Радиоастрономические наблюдения солнечного затмения 20 мая 1966 г.*, изд. Наука, М., 1972.
18. *Solar Geophysical Data*, part B, ESSA, Boulder, 1969 — 1972.
19. П. Л. Бейгман, Л. А. Вайнштейн, *Астрон. ж.*, **47**, 1030 (1970).
20. W. P. Reidy, G. S. Vaiana, T. Zehnpfennig, R. Giacconi, *Astrophys. J.*, **151**, 3²³ (1968).
21. R. M. Batstone, K. Evans, J. H. Parkinson, K. A. Pounds, *Sol. Phys.*, **13**, 389 (1970).
22. J. H. Parkinson, K. A. Pounds, *Sol. Phys.*, **17**, 146 (1971).

Ленинградский государственный университет

Поступила в редакцию
27 ноября 1972 г.