РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА И ГАЛАКТИКИ

В. Л. Гинзбург

введение

В последнее время (1944-1946 гг.) было обнаружено и начало энергично исследоваться излучение Солнца в области радиочастот 1-12, 40. Одновременно повысился интерес к открытому несколько ранее радиоизлучению Галактики 18-17,1. В ряде работ вопрос о радиоизлучении подвергся также теоретическому анализу ¹⁸⁻²⁴. Исследование радиоизлучения Солнца и космического пространства представляет большой астрофизический и, в известной мере, также геофизический и радиотехнический интерес. Это вполне понятно, так как здесь речь идёт о существенном расширении области спектра электромагнитных волн, используемой в астрономии. При этом сведения, получаемые при работе в радиочастотной области, отнюдь не дублируют результаты, которые можно извлечь из наблюдений в инфракрасных, видимых или ультрафиолетовых лучах. Дело в том, что, например, оптическое излучение Солнца обусловлено его фотосферой, имеющей температуру To=6000°. Однако, радиоизлучение Солнца отнюдь, вообще говоря, не будет соответствовать излучению чёрного тела с температурой фотосферы. Это объясняется тем, что солнечная корона и хромосфера, прозрачные для света, уже совершенно непрозрачны для метровых радиоволн; в результате радиоизлучение Солнца в случае достаточно длинных волн будет обусловлено короной, а не фотоили хромосферой. Таким образом, исследование радиоизлучения Солнца является методом изучения короны, и при этом методом, вполне пригодным вне затмений.

По современным представлениям, внутренняя корона имеет температуру гораздо более высокую, чем фотосфера, и достигающую миллиона градусов (см., например, 25) *). Из сказанного выше ясно, что идущее от короны тепловое радиоизлучение должно отвечать такой же высокой температуре, а не температуре $\sim 6000^{\circ 18} - 2^{\circ}$.

^{*)} Имеется в виду температура электронов и ионов; тепловое излучение в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях не находится в равновесии с частицами и соответствует температуре порядка температуры фотосферы.

Исследование радиоизлучения Галактики позволяет, в свою очередь, сделать известные заключения о температуре и концентрации электронов в межзвёздном пространстве.

Геофизический и радиотехнический интерес изучения радиоизлучения Солнца и мирового пространства связан с общеизвестной зависимостью между резко отражающейся на радиоизлучении солнечной деятельностью и геофизическими явлениями и, в первую очередь, явлениями, определяющими распространение радиоволн. Кроме того, «космические шумы» в радиоаппаратуре существенны для определения её чувствительности относительно земных радиосигналов.

В настоящем обзоре в §§ 1—3 сопоставляется имеющийся в литературе экспериментальный материал, относящийся к радиоизлучению Солнца и Галактики (использована литература, появившаяся в Москве до марта 1947 г.). Далее в § 4 проводится теоретическое рассмотрение вопроса и обсуждение результатов наблюдений.

§ 1. МЕТОД НАБЛЮДЕНИЯ

Остановимся вначале на экспериментальных возможностях исследования радиоизлучения от внеземных источников. Пусть поток энергии (вектор Пойнтинга) от такого источника на Земле равен $S \Delta f$, где Δf — рассматриваемый интервал частот. Тогда средний квадрат электродвижущей силы в антенне e_a^2 равен ²⁶:

$$e_a^2 = \frac{\lambda^2}{2\pi} D_a^2 R_a S \Delta f, \qquad (1)$$

где λ — длина волны, R_a — сопротивление излучения антенны и $\frac{\lambda^2}{2\pi}D_a^2$ — её «область вылавливания». Антенна отдаёт, как известно, максимальную мощность приёмнику, если его входное сопротивление $R = R_a$; в этом случае мощность, получаемая приёмником, равна

$$P = \frac{e_a^2}{4R_a} = \frac{\lambda^2}{8\pi} D_a^2 S \,\Delta f. \tag{2}$$

Из (2) ясно, что величина $\frac{\lambda^2}{8\pi}D_a^2$ представляет собой просто ту площадь, с которой приёмник собирает поток пацающего излучения. Для полуволнового диполя $D_a^2 \simeq 3$, и, таким образом, вместо (2) можно написать:

$$P \simeq \frac{3\lambda^2}{8\pi} G_a S \,\Delta f \simeq \frac{\lambda^2}{8} G_a S \,\Delta f, \tag{3}$$

где G_a — выигрыш по мощности рассматриваемой антенны по сравнению с полуволновым диполем («роwer gain over a half wave dipole»; см. 7, 11, 27). Если антенна состоит из большого числа диполей, то очень грубо 26:

$$G_a \sim \frac{2 \cdot \text{площадь антенны}}{\lambda^2}$$
. (4)

в. л. гинзбург

На метровых и более длинных волнах обычно $G_a \sim 2 - 10$; в сантиметровом диапазоне G_a значительно выше в силу возможности достигнуть резкой направленности антенн или, другими словами, возможности использовать антенну (зеркало), по площади значительно большую, чем λ^2 . В метровом диапазоне максимальное достижимое значение G_a вряд ли может превысить 100—200 (в ${}^9G_a \sim 100$).

Возможность приёма слабых радносигналов лимитируется шумами в приёмнике и в антенне; эти шумы, как известно 2^{6} , 2^{8} , обусловлены тепловыми флуктуациями в проводниках и дробовым эффектом в радиолампах. В самой антенне с сопротивлением R_a средний квадрат напряжения от флуктуационных тепловых шумов равен 2^{6} , 2^{8} :

$$e_{an}^2 = 4R_a kT_a \,\Delta f, \tag{5}$$

где T_a — температура антенны, $\kappa = 1,38 \cdot 10^{-16}$ — постоянная Больцмана и Δf — полоса частот, которая нас интересует. «Шумовая мощность», сообщаемая антенной приёмнику с согласованным сопротивлением входа, равна:

$$P_{na} = kT_a \Delta f. \tag{6}$$

Однако и сам приёмник не является бесшумным, что увеличивает уровень шумов над значением (6). Это увеличение учитывается введением коэффициента шумов N (или F, см. ²⁶), указывающего, во сколько раз мощность от шумов больше значения (6). Таким образом, можно считать, что мощность шума, получаемая от антенны, с учётом шума самого приёмника, равна:

$$P_{a} = NkT_{a}\Delta f. \tag{7}$$

Коэффициент N определяется на опыте. Для метрового диапазона обычно $N \sim 3$ —10; для сантиметровых приёмников $N \sim 10$ —15.

Очевидно, что возможности радионаблюдений характеризуются отношением:

$$\frac{P}{P_{\mu}} = \frac{\lambda^2 G_a S}{8NkT_a}.$$
(8)

Для того чтобы представить себе, каково отношение (8) в интересующем нас случае, введём некоторую «стандартную» мощность радиоизлучения Солнца, выбрав в качестве такого «стандарта» тепловое излучение солнечной фотосферы, т. е. поток излучения на Земле от чёрного тела, имеющего температуру $T = T_{\odot} = 6000^{\circ}$, радиус, равный видимому радиусу Солнца $r = r_{\odot} \cong 7 \cdot 10^{10}$ см, и находящегося на расстоянии от Земли, равном расстоянию от Земли до Солнца ($R \cong 1,5 \cdot 10^{18}$ см). В радиообласти для тела с такой температурой можно использовать для плотности чёрного излучения формулу Рэлея-Джинса

$$u = \frac{8\pi f^2}{c^3} kT \Delta f \,. \tag{9}$$

С единицы поверхности чёрного тела выходит во все стороны поток $S \Delta f = \frac{c}{4} a$. Отсюда ясно, что поток излучения от нашего «стандарта» на Земле равен:

$$S_{\odot} = \frac{2\pi kT_{\odot}}{\lambda^2} \left(\frac{r_{\odot}}{R}\right)^2 = \frac{1,11\cdot10^{-16}}{\lambda^2} \frac{\Im p_2}{cm^2 \cdot ce\kappa \cdot rep_4} = \frac{1,11\cdot10^{-17}}{\lambda^2(\text{B}\text{ metpax})} \frac{Bamm}{m^2 merarep_4}.$$
 (10)

Если приёмник находится при комнатной температуре, т. е. $T_a \sim 300^\circ$, то, согласно (7), мощность шумов, делённая на Δf , равна:

$$\frac{P_n}{\Delta f} \simeq 4 \cdot 10^{-14} N \ \frac{\mathfrak{spr}}{\mathfrak{cek} \cdot \mathfrak{repu}} = 4 \cdot 10^{-15} N \ \frac{\mathfrak{samm}}{\mathfrak{merarepu}}.$$
 (11)

Отношение (8) в случае (10)-(11) равно

$$\frac{P_{\odot}}{P_n} \simeq 3 \cdot 10^{-4} \frac{G_a}{N}.$$
 (12)

Принимая для N значение 10 и считая, что можно аметить сигнал, когда его мощность превышает $\sim 5^0/_0$ мощности шумов⁹, мы видим, что выбранное стандартное излучение будет замечено, если

$$G > \sim 2000.$$
 (13)

Таким образом, в этих условиях в метровом диапазоне излучение Солнца с $T = 6000^{\circ}$ заметно быть не может.

Пусть теперь радиоволны излучает корона, причём за излучение ответственна область с температурой T и радиусом $r = \eta r_{\odot}$. Тогда, аналогично (10),

$$S = \frac{2\pi kT}{\lambda^2} \left(\frac{r_{\odot}}{R}\right)^2 \eta^2 = \frac{1.11 \cdot 10^{-17}}{\lambda^2 (\text{B metpax})} \frac{T}{T_{\odot}} \eta^2 \frac{\text{Bamm}}{\pi^2 \cdot \text{Merazepy}}$$
(14)

и мощность, делённая на Δf , согласно (3) и (14), равна *):

$$\frac{P}{\Delta f} \simeq [0.8kT \left(\frac{r_{\odot}}{R}\right)^2 \eta^2 G_a \simeq 1.4 \cdot 10^{-17} \left(\frac{T}{T_{\odot}}\right) \eta^2 G_a \frac{samm}{merarepu} \,. \tag{15}$$

Для дальнейшего удобно ввести эффективную температуру излучателя T_{ef} и её отношение к T_{\odot} :

$$T_{ej} = T_{fj} = \frac{P}{P_{\odot}}; \qquad V = \frac{T_{ef}}{T_{\odot}}.$$
 (16)

Измеряя на опыте P для Солнца и зная G_a (эта величина может быть измерена или рассчитана), согласно (15), определяется температура T_{ef} или V.

^{*)} Эппльтон и Гей ⁹ вместо (7) пишут $P_n = (N-1) kT_a \Delta f$, т. е. учитывают для сравнения с сигналом только шум приёмника без антенны. Разумеется, эго отличие не играет никакой роли. Далее вместо фактора 0,8 в ⁹ фигурирует значение 0,41. Причина этого отличия осталась нам непонятной, быть может, она состоит в другом определении G_a . Вопрос этот существенен лишь при абсолютных измерениях и калибровке приёмника.

Согласно (8), (12), (16) и при условии, что $N \sim 10$ и минимальное заметное отношение $\frac{P}{P_n} \sim 5^0/_0$, мы видим, что можно заметить излучение, если

$$V \gtrsim \frac{2 \cdot 10^3}{G_a}.$$
 (17)

При $\lambda > 1$ м $G_a \gtrsim 100$, и таким образом можно заметить излучение Солнца, если



Рис. 1. Антенное устройство (зеркало) с диаметром около 9 *м*, применявшееся в установке для исследования излучения Галактики и Солнца на длине волны λ = 1,87 с.м.

Т_{еf} ≥ 10⁵⁰ или V ≥ 20. (18)

Однако, если, как это ещё возможно, минимальное заметное значение $P/P_n \sim 1^0/_0$, N = 5 и G = 100, то $T_{ef} > \sim 10^4$ градусов.

На сантиметровых волнах фактор G_a может быть больше тысячи и таким образом могут быть измерены температуры порядка $T_{\odot} = 6000^\circ$ и даже значительно ниже.

Фотография установки (антенна в виде зеркала), применявшейся ¹ для и 3yчения радионзлучения Галактики и Солнца при. $\lambda == 1,87 \ M$, приведена на рис. 1.

Из данных автора можно заключить, что он оценивает предельнуюточность своего прибора как соответствующую $V \sim 3-4$. Площадь зеркала равна $\sim 65 \ m^2$ и поориентировочной формуле

(4), $G_a \sim 40$. Поэтому, согласно (17), $V_{\min} \sim 50$. Это расхождение не реально, так как точность формулы (4) не позволяет исключить значение $G_a \sim 100$ и, кроме того, автор¹ считает, что может заметить отношение $\frac{P}{P_a}$, меньшее $5^0/_0$, как принято выше. В ⁸ минимальное заметное значение $\frac{P}{P_a}$ было порядка $1^0/_0$.



Рис. 2. Изменение уровня шумов с течением времени. Максимум соответствует условиям, в которых зеркало направлено на центр Галактики.



Рис. 3. То же, что на рис. 2, в период, ксгда направление на Солнце былоблизко с направлением на центр Галактики. Один максимум от Солнца, другой от центра Галактики.

Запись уровня щумоз в приёмнике с течением времени¹ показана на рис. 2 и 3 ($\lambda = 1,87 \, \text{м}$). На рис. 2 максимум соответствует условиям, в которых зеркало напразлено на центр Галактики (см. § 3), а на рис. 3 один из максимумов соответствует центру Галактики, а другой Солнцу. Различные кривые отвечают разным дням. Перемещение максимума от Солнца на рис. 3 вызвано изменением положения «Солнца относительно центра Галактики.

§ 2. ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА

Экспериментальное исследование радноизлучения Солнца показало, что это излучение может быть обнаружено во всём изучавшемся диапазоне от 1,25 см до 12 метров. При этом на метровых волнах наблюдается обычно лишь спорадическое излучение, возникающее в периоды повышенной солнечной активности (большие пятна, факелы). Это спорадическое излучение достигает иногда огромной величины —

| Автор | λ | <i>Т_{еf}</i> в градусах | $V = \frac{T_{ef}}{T_{\odot}} = \frac{T_{ef}}{6000^{\circ}}$ | Поток от Солнца с T == 6000° ватт м ² . мегагеуц | Примечания | | | |
|---|------------------------|---|--|--|--------------------------|--|--|--|
| Дайк и Берингер 19 | 1,25 см | 10 000 | 1,6 | 7,1.10-14 | Ano anamenne | | | |
| Саусвор : ² | 1,25 см | ∼ 2000 | <1 | * * | ЯВНО ОШИ- | | | |
| ≱)) Памеей и ∎р.5 | 3 см 10 см 25 ск | 12 000 20 000 | 2 3 2 | $1,23 \cdot 10^{-14}$ $1,11 \cdot 10^{-18}$ $1,77 \cdot 10^{-16}$ | Несистема- | | | |
| паусен и др.• | 20 cm | | | 1,7710 | тические на- блюдения | | | |
| » Ребер 40 *) | 50 см 62 см | <50 000 ∼10 ⁶ | $ < ^{8}_{160}$ | $4,44 \cdot 10^{-17}$ 2,95 \cdot 10^{-17} | | | | |
| Пау сей и др. ⁵ Паусей ¹² | 1,5 м 1,5 м | до 1,5.107 до 8.107 | до 2,5-10 ⁸ до 1,3-10 ⁴ | 4,93·10-18 | См. рис. 4 См. рис. 5 | | | |
| Риль и Вонберг ⁸ Ребер ¹ | 1,72 м 1.87 м | до 2·109 ~106 | до 3.105 ~160 | $3,76 \cdot 10^{-18}$ $3,17 \cdot 10^{-18}$ | · · | | | |
| Ловели Бенвел ¹¹ Гей 4 | 4,14 M 4-6 M | до 2·10 ¹² до 6·10 ⁸ | до 1,3.108 до 10 ⁵ | $6,5 \cdot 10^{-19}$ 5,05 \cdot 10^{-19} | См. рис. 6 и 7 | | | |
| Эппльтон и Гей ⁹ | 2—12 м | до 6.10 ⁸ | до 10 ⁵ | $(для \lambda = 4,7 m)$ 2,26 · 10 ⁻¹⁹ $(\pi \pi g) = 7 m$ | См. рис. 10 н 11 | | | |
| Эппльтон ⁸ | >7,5 м | до 6.107 | до 10 ⁴ | 4,93.10-20 (для λ =15 м) | | | | |
| *) С этой работой автор ознакомился после написания обзора, поэтому | | | | | | | | |

Радиоизлучение Солнца

Таблица І

ему соответствует значение V до 1,3.10⁸, т. е. значение T_{ef} до 2.10¹² градусов (см.¹¹, $\lambda = 4,14 \ m$)! Именно наличие таких вспышек с $V > 10^4$ позволило обнаружить радиоизлучение Солнца на метровых волнах с простыми антеннами, для которых $G_a \leq 10$. Разумеется, подобное спорадическое радиоизлучение не может носить теплового характера и связано с возмущениями в короне.

Вопрос о природе излучения мы обсудим в § 4, сейчас же приведем сводку всех имеющихся данных (см. табл. 1).

При $\lambda = 1,25$ см измерения проводились ¹⁰ также во время частичного солнечного затмения, причём ход радиоинтенсивности со временем совпадал с ходом интенсивности в оптической области. Значение



Рис. 4. Радиоизлучение Солнца при $\lambda = 1,5$ *м* в октябре 1945 г. На нижней кривой — площадь видимого диска Солнца, покрытая пятнами.

 $T_{ef} \sim 2000^{\circ}$ для $\lambda = 1,25 \ cm$ в² получено, повидимому, в результате неучёта весьма существенного в этой области поглощения радиоволн в атмосфере ^{10, 39}. Вообще влияние атмосферы для длины волн $\lambda < \sim 5 \ cm$ существенно и должно учитываться. Увеличение «радиодиаметра» Солнца по сравнению с оптическим диаметром (диаметром фотосферы), которое наблюдалось в² и максимально для $\lambda = 1,25 \ cm$, может быть вызвано именно влиянием атмосферы.

Измерения ⁴⁰ на 62 см, проводившиеся ежедневно в течение нескольких месяцев, приводят к значению $T_{ef} \sim 10^{6^\circ}$. «Радиодиаметр». Солнца был порядка 0°,5, т. е. эффективное значение η невелико. С течением времени (разные дни) диаметр не менялся (точность 0°,1). 21 ноября 1946 г. наблюдались резкие «всплески» радиоизлучения.

Измерения на волне $\lambda = 1,5 \, m$ показали, что интенсивность радиоизлучения тесно связана с солнечной активностью, в качестве меры которой можно выбрать площадь солнечных пятен. Эта связь ясна из рис. 4⁵ и 8⁹ и отмечалась также в работах ⁸, 4, 11. Гигантский «всплеск»

3 уфн, т. XXXII, выл. 1

радиоизлучения, видный на рис. 6^{11} , совпадает с появлением яркого извержения, возникшего 25 июля 1946 г. в 16 ч. 00 м. н достигшего максимальной яркости в 16 ч. 27 м. «Всплеск» продолжался с 16 ч. 24 м. до 16 ч. 27 м. В случае ⁹ максимальная интенсивность (V до 10⁵) была достигнута в период 5—8 февраля 1946 г.



Рис. 5. Историограмма, показывающая каждодневное распределение интенсивности излучения с $\lambda = 1,5 \ M$ (возрастания, длившиеся только несколько секунд, не учтены).

a) Ежедневно 5 октября 1945 г. — 12 декабря 1945 г. и 1 января 1946 г. — 15 марта 1946 г.

b) Солнечные дни март-май 1946 г.

что совпало с периодом прохождения через центральный меридиан Солнца гигантского пятна с площадью, равной $5000 \cdot 10^{-6}$ поверхности диска (см. рис. 9). 7 февраля началась также сильная магнитная буря, длившаяся 36 часов (изменение горизонтальной составляющей до 500 γ). В этот же период наблюдались факелы и произошёл эффект Делинджера (fede-out).

Согласно⁹, радиоизлучение Солнца появляется иногда за несколько минут до восхода и продолжает наблюдаться в течение нескольких минут после захода Солнца. Этот эффект связан, очевидно, с рефракцией в ионосфере. Влияние ионосферы сказывается также и днём для волн длиннее $\sim 10 \ m$.

Распределение интенсивности радиоизлучения по спектру ⁹ при-

ведено на рис. 10, а на рис. 11 это распределение сопоставлено с тепловым спектром, соответствующим температуре Солнца 6000° (и $\eta = 1$) для всей области частот. Значения потока радиоизлучения на рис. 11 приведены для периода максимума солнечной деятельности.

В подобные периоды максимумов радиоизлучение, несомненно, вызвано различными динамическими процессами в короне и носит, таким образом, в известной мере спорадический характер. Возникает вопрос, каково радиоизлучение «спокойного» Солнца? Конечно, понятие о «спокойном» Солнце весьма условно, но под ним можно, скажем, понимать Солнце в периоды минимума солнечной деятельности и отсутствия пятен. Поставленный вопрос не может считаться выясненным, однако есть определённые указания на то, что при $\lambda = 1,5$ м и $\lambda = 1,87$ м эффективная температура не бывает ниже $(3 \div 10) \cdot 10^5$ градусов *). Это видно, например, из историограммы, представленной

^{*)} О том же свидетельствуют измерения 40.









ватт 5. Значение $S = 0,25 \cdot 10^{-18}$ рис. на м² мегагерц T_{ef}=3.10⁵ градусов и в то же время меньший поток от Солнца ни-

когда не наблюдался, несмотря на то, что аппаратура, повидимому, вполне позволяла заметить такой поток (иначе утверждения автора были бы бессмысленны).

Наблюдения¹ относятся к «спокойному» периоду и свидетельствуют поэтому в том же направлении. Заметим, что сам Ребер¹ не указывает значения Тет Эппльтон³, а за ним ряд авторов приняли это значение равным 6000°, что, однако, ошибочно. Дело в том, что Ребер измерял в основном излучение Галактики, не носящее резко направленного характера, Н относил интенсивность излучения к 1 квадратному градусу путём деления всей интенсив-

воспринимала



Рис. 11. Сравнение спектра радиоизлучения Солнца со спектром чёрного тела с Т=6000°.



Рис. 10. Спектр радиоизлучения Солнца. Значки Х, 🗍 и 🛆 соответствуют разным наблюдателям.

ности, улавливаемой прибором, на телесный угол, в котором антенна приходящее излучение; этот угол, повидимо-

му, ~ 50 квадратных градусов. Солнце видно под углом в ~ 0,5 квадратного градуса, и поэтому для получения интенсивности OT Солнца на квадратный градус измеренную полную интенсивность нужно умножить на 2, а не делить на 50. Отсюда следует, что интенсивность излучения Солнполучится из ца значения Ребера1

$$S = 10 \cdot 10^{-18} \frac{\text{samm}}{\text{m}^2 \cdot \text{mrn} \cdot \text{KB.rpad}}.$$

умножением на \sim 50, что даёт $T_{ef} \sim 10^{6}$ °, как это и принято в табл. 1.

Специальные измерения ^{6, 7, 8} привели к обнару-

соответствует

жению весьма интересного обстоятельства—круговой поляризации радиоизлучения Солнца. Во время прохождения большой группы пятен через меридиан 26 июля 1946 г. на волне $\lambda = 1,5 \, m$ оказалось, что излучение, поляризованное по кругу направо, интенсивнее излучения, поляризованного по кругу налево, в 7 раз (см. рис. 12 °). Через пять дней, напротив, левополяризованное излучение было в 5 раз интенсивнее правополяризованного.

Большой интерес представляет выяснение распределения яркости радиоизлучения по солнечному диску и в районе пятен. К сожалению,



Рис. 12. Поляризация радноизлучения Солица при $\lambda = 1,5 \, \omega; \, 26 \,$ июля 1946 г. *а*) правая круговая поляризация, *b*) антенна направлена не на Солице, *c*) левая круговая поляризация.

решение этого вопроса весьма трудно, так как, если не говорить о сантиметровом и дециметровом дианазоне, то создать антенны с направленностью, меньшей 0,5 градуса, практически невозможно. Некоторый успех, повидимому, может быть достигнут при использовании интерференции двух антенн⁸, находящихся на расстоянии в несколько длин волны — в этом случае получается многолепестковая диаграмма направленности, причём раствор отдельных лепестков может быть весьма мал. Более прямой и надёжный метод, предложенный покойным акад. Н. Д. Папалекси, состоит в проведении наблюдений радиоизлучения во время затмений. В этой связи Бразильская экспедиция АН СССР по наблюдению полного солнечного затмения 20 мая 1947 г. по инициативе акад. Н. Д. Папалекси включила подобные измерения в план своей работы.

§ 3. ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИКИ

Ещё в 1932—1933 гг. Янским ¹³ было обнаружено на волне 14,6 *м*, что из космического пространства на землю приходит довольно интенсивное радиоизлучение. Излучение это максимально в направлении на центр Галактики и вообще велико в области Млечного пути. Этот результат был затем подтверждён в ряде работ, проведённых на волнах от 1,5 \mathcal{M} и длиннее $^{14-17}$. На существование радиоизлучения внегалактического происхождения никаких прямых указаний ещё нет.

Интенсивность радиоизлучения Галактики естественно характеризовать некоторой эффективной температурой T_{ef} , определяемой как температура T чёрного излучения такой же интенсивности, как наблюдаемая на опыте в данном направлении. Как известно, поток чёрного излучения с температурой T в телесном угле $\Delta\Omega$ равен:

$$S \ \Delta f = K \ \Delta f \ \Delta \Omega = \frac{c}{4\pi} \ u \ \Delta \Omega = \frac{2f^2}{c^2} \ kT \ \Delta \Omega \ \Delta f = \frac{2}{\lambda^2} kT \ \Delta \Omega \ \Delta f,$$

$$K = \frac{2,76 \cdot 10^{-171}}{\lambda^2 (\text{B merpax})} \cdot T \ \frac{\text{samm}}{m^2 \cdot \text{merazepu} \cdot \text{cmepaduah}} \cong$$

$$\cong \frac{6,6 \cdot 10^{-21}}{\lambda^2 (\text{B merpax})} \cdot T \ \frac{\text{samm}}{m^2 \cdot \text{merazepu} \cdot \text{ksadpamh. cpadyc}} \cong$$

$$\cong \frac{8,4 \cdot 10^{-17}}{\lambda^2 (\text{B merpax})} \ \frac{\text{merpax}}{m^2 \cdot \text{merazepu} \cdot \text{ksadpamh. cpadyc}} \otimes$$

В табл. II приведены измеренные значения К и Т.,

Таблица II

| Автор | в метрах λ | ватт ^{Ж2} •мгц•кв.гр. | <i>T_{ef}</i> в граду- сах [по формуле (18)] | Примеч а ния |
|--|--|---|---|---|
| Янский ¹³ Гейидр. ¹⁵ Моксон ¹⁷ » Ребер ¹ | 14,6 4,7 7,5 3,3 1,5 1,87 | $\begin{array}{c} \sim 4 \ 6 \cdot 10^{-18} \\ 3,17 \cdot 10^{-18} \\ - \\ 1,12 \cdot 10^{-15} \end{array}$ | $\begin{array}{c} \sim 150\ 000\\ 10\ 000\\ 20\ 000-30\ 000\\ 3000-400\\ 6000\end{array}$ | См 23 См. рис. 14 См. рис. 15 Повидимому, значе- ния ошибочны (во всяком случае для $\lambda = 1,5 \ m$). См. рис. 13 |

Радиоизлучение Галактики (в максимуме)

Надёжными представляются измерения Ребера¹ и Гея и др. ¹⁵. Измерения Янского¹³ вряд ли позволяют сделать уверенные заключения. Измерения Моксона¹⁷ для $\lambda == 1,5 \ \text{м}$ и $\lambda == 3,3 \ \text{м}$ противоречат измерениям^{1, 15} и, повидимому, содержат существенную ошибку.

Радиоизофоты (линии одинаковых значений K) Галактики представлены на рис. 13 и 14. По данным Ребера¹ (рис. 13) главный максимум радиации находится в Стрельце (направление на центр Галактики), вторичные максимумы в Лебеде, Кассиопее, Малом Псе и Корме. Гавный ми-



Рис. 13. Линии одинаковой интенсивности рэдиоизтучения Газактики («Задиоизофоты») в единииах 10-22 <u>ватт</u> ватт (λ=1,87 μ,

нимум лежит в Персее. В минимуме интенсивность радиоизлучения примерно в 50 раз меньше, чем в максимуме. Внегалактические объекты (туманьсость в созвездии Андромеды и др.) заметного излучения.



Рис. 14. Линии одинаковой интенсиепости радиоизлучения Галактики; цилиндрическая проекция, пунктиром обозначен галактический экватор. Интенсивность в единицах $1,1\cdot10^{-21} = \frac{samm}{m^2 \cdot reru \cdot cmepaouan}; \lambda = 4,7 m.$

не дали (в¹ минимальное значение K, которое можно заметнать $K_{\min} \sim 2 \cdot 10^{-19} \frac{samm}{m^2 \cdot Merarepu \cdot \kappa sadpamh. rpadyc}$).

Гей и др.¹⁶ обнаружили флуктуации в интенсивности радиоизлучения в направлении на Лебедь. Поскольку диаметр Солнца ~0°,5,

30,000 x Ter 10,000 5,000 To 727 1,000 To 727 To 70 To 70 To 70 To 70 To 70 To 700 To 700

Рис. 15. Частотная зависимость эффективной температуры излучения Галактики. Верхияя кривая максимальная интенсивность (центр Галактики); нижняя кривая — минимальная интенсивность.

из табл. 1 и II ясно, что, например, при $\lambda = 1,87$ м, для Солнца $K_{\odot} = 2S_{\odot} \ge 6 \cdot 10^{-18} [T_{\odot} = 6000;$ см. (10)], а для Галактики $K = 1,12 \cdot 10^{-17}$.

Если, как это обычно имеет место, направленность антенны значительно больше 0°,5, отсюда ясно, что излучение Солнца с $T \sim T_{\odot}$ в период, когда Солнце находится в области, близкой к центру Галактики, замечено быть не может (в метровом диапазоне).

Для волн длиннее 10 - 15 метров должно начать сказываться влияние ионосферы. Если для данной длины волны ионосфера уже совершенно непрозрачна, то описанная аппаратура в принципе может бытьиспользована для измерения температуры ионосферы. При этом существенно, чтобы ионосфера поглощала радиоволны, а не отражала их безпоглощения. Например, в области

в. л. гинзбург

тиромагнитной частоты (при H = 0.5 гаусс, $\lambda_H = 214$ ж) поглощение весьма сильное и таким образом испускаемое ионосферой тепловое радиоизлучение может иметь эфрективную температуру, равную температуре соответствую цей области ионосферы.

§ 4. ТЕОРИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

Для интерпретации наблюцений радиоизлучения Солнца и Галактики необходимо в первую очередь знать, какоза олтическая толщина солнечной короны и межззёздного газа для радиоволи различной длины. Солнечная корона представляет собой, как известно, практически полностью ионизированный газ. Концентрация электроноз в короне определяется эмпирической формулой Баумбаха (см. 29):

$$N = 10^{8} (0,036 \eta^{-1}, 5 + 1,55 \eta^{-6} + 2,99 \eta^{-16}) cm^{-3}, 3$$
(19)

где $\eta = \frac{r}{r_{\odot}}$, r — расстояние от центра · Солнца и r_{\odot} — раднус фотосферы. Значения N приведены в табл. III (см. ²⁵). Значение $\eta = 1,00$ в таблице III соответствует оснозанию короны ($r - r_{\odot} \sim 15\,000$ км, $\eta \sim 1,02$). Приведённые концентрации в отношении внешней короны ($\eta > 1,6$) справедливы лишь если рассеяние света в этой области обусловлено электронами, а не, скижем, космической пылью ^{25,29}.

Таблица III

| ŋ | Ν | η | N |
|--|---|---|---|
| 1,00 1,03 1,06 1,10 1,20 1,3 1,4 1,6 1,8 | $\begin{array}{c} 4,58\cdot10^8\\ 3,11\cdot10^8\\ 2,29\cdot10^3\\ 1,56\cdot10^3\\ 7,04\cdot10^7\\ 3,84\cdot10^7\\ 2,38\cdot10^7\\ 1,11\cdot10^7\\ 6,13\cdot10^6\end{array}$ | 2,0 2,2 2,4 2,6 2,8 3,0 3,5 4,0 5,0 | $\begin{array}{c} 3,37\cdot 10^{6}\\ 2,50\cdot 10^{6}\\ 1,79\cdot 10^{6}\\ 1,35\cdot 10^{6}\\ 1,10\cdot 10^{6}\\ 9,13\cdot 10^{5}\\ 6,32\cdot 10^{5}\\ 5,12\cdot 10^{5}\\ 3,81\cdot 10^{5}\\ \end{array}$ |

Концентрация электронов в короне по формуле Баумбаха

Поскольку концентрация изнов всех элементов, кроме (водорода, в короне весьма мата²⁵ по сравнению с N, из условия квазинейтральности короны следует заключить, что концентрация протонов в короне примерно равна N.

Для определения оптической толщины короны т нужно рассмотреть распространение в ней радиоволн¹⁸. Волны эти с циклической частотой о будем считать плоскими. Показатели преломления и поглощения *n*

и k и коэффициент поглощения х для ионизирозанного газа таковы ³⁰:

$$n^{2} = 1 - \frac{4\pi e^{2}N}{m\omega^{2}} = 1 - 3,19 \cdot 10^{9} \frac{N}{\omega^{2}} , \qquad (20)$$

$$k = \frac{1}{2\omega} \cdot \frac{1 - n^2}{n}, \quad \chi = \frac{2k\omega}{c} = \frac{1}{c} \cdot \frac{1 - n^2}{n} = \frac{4\pi e^2 N \pi}{mc\omega} , \quad (21)$$

где у— эффективное число соударений этектропов и уже учтено, что в интересующих нас условиях $\omega \gg v$ (см. ниже). Ослабление по мере приближения к Солнцу интенсивности радиозолны, патающей извне на корону и распространяющейся по рациусу, определяется выражением:

$$S = S_0 e^{-\tau(\eta)},$$

$$\tau(\eta) = \int_r^{\infty} x \, dr = \frac{2\omega}{c} \int_r^{\infty} k(r) \, dr = \frac{2\omega}{c} r_{\odot} \int_{\eta}^{\infty} k(\eta) \, d\eta =]$$

$$= \frac{r_{\odot}}{c} \int_{\eta}^{\infty} \frac{v(1-n^2)}{n} d\eta,$$
(22)

где т, по определению, —оптическая толщина (этот общепринятый термин, конечно, не особенно подходит в применении к разновознам, но мы его сохраним). Разумеется, аналогично можно определить т для нерадиальных направлений.

В случае короны нужно учитывать лишь соударения электронов с ионами и при этом но нами однократными (протонами) с концентрацией *N*. В этом случае³¹:

$$\nu \cong \pi \frac{e^2}{(kT)^2} \ln \left(\frac{kT}{e^2 N^{4/3}} \right) \cdot N \cdot \overline{V} = \frac{5.5 \cdot N}{T^{4/3}} \ln \frac{600 T}{N^{4/3}}$$
(23)

где $\overline{V} = \sqrt{\frac{8\kappa T}{\pi m}}$ — средняя арифметическая скорость электронов, в предположении максветловского закона распредетения с температурой T; формула (23) правильна с точностью до множителя, близкого к единице.

Приведённые формулы полностью учитывают поглощение радиоволн электронным газом (о рассеянии см. ниже). Расчёт проводится в рамках классической теории, которая в данном случае (свободные электроны) вполне корректна. Квантовый расчёт поглощения эквивалентен вычислению так называемого «free — free» поглощения, связанного с переходами электронов из одних состояний напрерывного спектра в другие *).

^{*)} Поэтому суммирование классического и «free — free» поглощения 19 представляет собой двукратный учёт одного и того же эффекта.

Значения *п* и у в короне при температурах 6000 и 600 000 градусов приведены в табл. IV (использованы значения *N* из табл. III).

Таблица IV

| | Пока | азатель пр | $T = 6 \cdot 10^3$ | T=6.105 | | |
|---|---|---|--|---|--|--|
| Ŋ | $\omega = 4 \cdot 10^{10}$ $\lambda = 4,7 \ cM$ | 1 · 10 ¹⁰ 18,8 см | 2·109 94 см | 5 · 108 3,76 м | γ | ν |
| 1,0 1,1 1,2 1,4 1,6 2,0 2,5 | 0,9995 0,9998 0,9999 1,0000 * * * | 0,993 0,997 0,999 1,000 * * * | 0,797 0,936 0,981 0,990 0,995 0,998 0,998 0,999 | 0,314 0,833 0,924 0,976 0,990 | $\begin{array}{c} 4,52\cdot 10^{4}\\ 1,6\cdot 10^{4}\\ 0,75\cdot 10^{4}\\ 0,26\cdot 10^{4}\\ 0,12\cdot 10^{4}\\ 0,04\cdot 10^{4}\\ 0,02\cdot 10^{4} \end{array}$ | 69.9 24,4 11,3 3,9 1,9 0,6 0,3 |

Значения п и у в короне

Для $\lambda = 3,76$ м ($\omega = 5 \cdot 10^8$) показатель преломления обращается в ноль при $\eta = 1,185$. Для $\lambda = 1,5$ м, n = 0 при $N \ge 5 \cdot 10^8$, т. е. у основания короны; для $\lambda = 5$ м, n = 0 при $N \ge 4,4 \cdot 10^7$ ($\eta = 1,28$) и для $\lambda = 15$ м, n = 0 при $N \ge 5 \cdot 10^6$ ($\eta \sim 1,75$). Для $\lambda = 4,7$ см, n = 0 при $N \ge 5 \cdot 10^{11}$, т. е. у основания хромосферы.

В табл. V приведены значения $\tau(\eta)$ для тех же волн, что и в табл. IV в предположении, что вся корона имеет либо температуру 6.10³, либо температуру 6.10⁵. Графики $\tau(\eta)$ приведены также на рис. 16.

| гаолица | v | |
|---------|---|--|
|---------|---|--|

| | $\lambda = 4$ | ,7 см | $\lambda = 1$ | 18,8 см | $\lambda = 9$ | 4 см | $\lambda = 3$ | ,76 см |
|---|-----------------------|--------------------|--------------------------------------|------------------|----------------------|-------------------------------|----------------------|----------------------|
| T] | T=6·10 ³ | $T = 6.10^{5}$ | T=6.103 | T=6.108 | $T = 6 \cdot 10^{3}$ | $T = 6 \cdot 10^{5}$ | $T = 6 \cdot 10^{3}$ | $T = 6 \cdot 10^{4}$ |
| 1,0 1,1 1,2 1,4 1,6 2,0 2,5 | 5,6 1,0 0,4 | 0,006 0,002 | 75 11,4 3,6 0,6 0,2 - | 0,08 0,02 | | 2,8 0,4 0,2 | | |

Оптическая толщина короны т

По другим данным ¹⁹, которые мы уменьшили вдвое по причине, указанной в примечании на предыдущей странице, при $T = 350\,000^{\circ}$ т для $\eta = 1,05$ равно $0,62 \cdot 10^{-4}$ при $\lambda = 1$ см, 0,006 при $\lambda = 10$ см и 2,25 при $\lambda = 1,87$ м.

Заметим, что при вычислении τ с учётом области, где $n \sim 0$, **т.** е. для длин волн, для которых может быть заметно отражение от области $n \sim 0$ (это отражение, очевидно, аналогично отражению радносигналов от ионосферы) нужно пользоваться следующей формулой (см. ³¹,³²):

$$\tau = \int_{r(0)}^{\infty} x \, dr + \frac{\sqrt{2}}{cn^2(0)} \left(\frac{4\pi\sigma(0)}{\omega}\right)^{s/s} = \int_{r(0)}^{\infty} x \, dr + \frac{\sqrt{2}\left[\nu(0)\right]}{3\omega^2 n^{2t}(0)}^{s/s} = \\ = \int_{r(0)}^{\infty} x \, dr + \Delta\tau, \qquad (24)$$

где значения проводимости $\sigma = \frac{e^2 v N}{m\omega^2}$, у, $\binom{dn^2}{dr} \equiv n^{2'}(0)$ и *г* берутся при $n(\omega) = 0$, что условно отмечено выбором аргумента этих величин равным нулю (например,

у (0)). Формула (24) отличается от той, которой обычно пользуются, членом $\Delta \tau$, учитывающим отступления от приближения геометрической оптики в области $n \sim 0^{32}$, ³¹. Например, при $\gamma = 100$. $\omega = 5 \cdot 10^8$ ($\lambda = 3,76$ м) н $n^{2'}(0) \sim 10^{-10}$, $\Delta \tau \sim 0,4$, τ . e. эта поправка существенна. Коэффициент отражения (по интенсивности) радиоволн от солнечной атмосферы при нормальном (радиальном) падении волны, очевидно, равен

$$R = e^{-2\tau}, \qquad (25)$$

где т определяется формулой (24).

Число соударений у и, следовательно, τ сильно зависят от температуры. Поэтому для вычисления τ в короне нужно знать распределение температуры в ней.



Рис. 16. Оптическая толщина т короны в области радиочастот.

Для внутренней ($\eta < 1,6$) короны, повидимому, разумно значение $T \sim (3 \div 6) \cdot 10^5$ °. Если рассеяние света во внешней короне обусловлено одними электронами (концентрация их в этом случае указана в табл. III), то электронная температура должна быть $\ll 6000^{\circ} 2^{\circ}, 2^{\circ},$ что представляется невероятным. Вместе с тем, объяснить рассеяние

света во внешней короне космической пылью, повидимому, нелегко. Проблема внешней короны является сейчас наиболее острым и неясным вопросом физики солнечной атмосферы. Изучение радиоизлучения Солнца, несомненно, может содействовать решению этой проблемы (см. также ниже).

Приведённые данные и табл. IV заставляют думать, что практически, повидимому, коэффициент отражения радиоволн всех диапазонов от Солнца равен нулю, т. е. до области отражения (где $n \sim 0$) волны доходят уже очень ослабленными [см. также (24).] Вместе с тем, вывод этот ни в коей мере не может считаться окончательным, пока не выяснена прирола внешней короны и температурный хол во всей короне *).

В состоянии теплового равновесия, как ясно из теоремы Кирхгофа, за тепловое излучение ответственны области короны, для которых $\tau \sim 1$. Если поглощение падающих волн полное, т. е. R = 0, то интенсивность излучения такая, как для чёрного тела, с температурой T, равной температуре соответствующей области с $\tau \sim 1$. Если же $R \neq 0$, то интенсивность меньше в 1 - R раз по сравнению с интенсивностью чёрного излучения с температурой, равной температуре области, гле происходит отражение радиоволн, т. е. в (16) $T_{eff} = (1 - R) T \eta^2$.

Из табл. V можно заключить, что тепловые сантиметровые волны излучаются хромосферой, температура которой $\sim 6000 - 20\,000^{\circ}$ (*T* зависит от η). Результаты соответствующих измерений ^{2,10} (см. табл. I) вполне согласуются с этим заключением. Волны длиннее метра или, быть может, примерно от 50 см (см.⁴⁰) и до $\sim 10-15$ м должны излучаться горячей внутренней короной. Если это горячее излучение внутренней короной внешней короной, то на Земле в метровом диапазоне должно наблюдаться тепловое излучение Солнца с $T \sim (3 \div 6) \cdot 10^5 \circ$ и $T_{ef} \approx T \eta^2 \sim (3 \div 20) \cdot 10^5 \circ$.

Как ясно из сказанного в § 2, такое тепловое (регулярное) излучение, повидимому, действительно наблюдается. Дальнейшее экспериментальное исследование этого вопроса очень важно.

Однако не только выход горячего теплового излучения, но и заведомо имеющее место спорадическое радноизлучение на метровых волнах свидетельствуют о том, что внешняя корона не может быть очень холодной (если концентрация электронов в ней такая, как в табл. Ш, т. е. рассеяние света определяется электронами). Действительно, даже при $T = 600^{\circ}$ поглощение больше, чем при $T = 600^{\circ}$ в ~30 раз [так как х~у~ $\frac{1}{T^{\frac{3}{2}}}$; см. (23)] и, таким образом, приведённые в табл. V значения т для $\eta \ge 2,0$ должны также быть увеличены в ~30 раз. В результате значения т будут огромными. Даже

^{*)} Вопрос о коэффициенте отражения от Солица, помимо связи его с радиоизлучением Солица (см. ниже), имеет основное значение при обсуждении возможностей «радиолокации» Солица с Земли, которые дискутировались акад. Н. Д. Папалекси (см. ¹⁸) в связи с его расчётами «радиолокации» Луны ³³.

если во внешней короне $T \sim 6000^\circ$ при $\eta \ge 2,0$ еолны с $\lambda \ge \sim 1,5$ м будут ею поглощаться полностью (см. табл. V, а также¹⁹).

Таким образом, по крайней мере в периоды интенсивного спорадического радкоизлучения температура внешней короны должна бытьзначительно выше 6000°. Если же будет окончательно установлен факт существования регулярного радкоизлучения в метровом диапазоне с $T_{ef} \sim 10^6$, то можно булет считать доказанным, что если внешняя корона представляют собой электронную плазму, то в ней $T > 6000^\circ$. В совокупности с известными аргументами ^{59, 25}, согласно которым при такой температуре фраунгоферовы линии во внешней короне не были бы резкими, как это имеет место на опыте, отсюда вытекает. что рассеяние света во внешней короне определяется не электронами, или, точнее, в заметной своей части связано не с электронами.

Выше мы не учитывали магнитного поля Солнца, напряжённость которого для спокойного Солнца на его поверхности, повидимому, ~25-50 гаусс, а около больших пятен достигает значения до ~4000 гаусс.

При учёте влияния магнетного поля солнечная атмосфера становится двоякопреломляющей (так же как ионосфера под влиянием земного магнитного поля). В этом случае в газе могут распространяться две различные еолны, которые, есобще говоря, эллиптически поляризованы и для которых ⁸¹

$$(n_{1,2} - ik_{1,2})^2 = (26)$$

$$1 - \frac{2v(1-v)}{(1-v)^2} + \frac{2v(1$$

 $2\left(1-i\frac{v}{\omega}\right)\left(1-v-i\frac{v}{\omega}\right)-u\sin^{2}a\pm\sqrt{u^{2}\sin^{4}a+4u\left(1-v-i\frac{v}{\omega}\right)^{2}\cos^{2}a}$ где $v=\frac{4\pi e^{2}N}{m\omega^{2}}, u=\frac{\omega_{H}^{2}}{\omega^{2}}, \omega_{H}=\frac{eH}{mc}, \alpha$ - угол между внешним магныт-

ным полем **H** и нормалью к волне, и индексы 1 и 2, соответствующие знакам — и — у корня в (26), отвечают «необыкновенной» и «обыкновенной» волнам.

Число соударений у в (26), за исключением случая, когда $\omega \sim w_{H^{*}}$ определяется выражением (23). При не слишком большом поглощении приближённо, а при отсутствии поглощения строго:

$$n_{1,2}^2 = 1 - \frac{2v (1-v)}{2 (1-v) - u \sin^2 \alpha \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u (1-v)^2 \cos^2 \alpha}}.$$
 (27)

Выражение (27) обращается в ноль для «сбыкногеннсй» волны в. точке

$$v_{20} = \frac{4\pi e^2 N_{20}}{m\omega^2} = 1 \tag{28}$$

и для «необыкновенной» волны в точках

$$v_{10\pm} = \frac{4\pi e^2 N_{10\pm}}{m\omega^2} = 1 \pm \sqrt{u} = 1 \pm \frac{\omega_H}{\omega} .$$
 (29)

Формула (28) совпадает с получаемой без учёта влияния магнитного поля [см. (20)], т. е. точки, где n = 0, определённые выше для различных λ , без учёта поля сохраняют своё положение для «обыкновенной» волны.

Если

$$U = \frac{\omega_H^2}{\omega^2} < 1, \qquad (39)$$

то $n_1^2 = 0$ для точки $v_{10-} = 1 - \frac{\omega_H}{\omega}$, т. е. при концентрации, меньшей, чем отвечающая точке v_{20} . В этом случае «необыкновенная» волна может излучаться только с больших расстояний от фотосферы, чем волна «обыкновенная». Второй корень v_{10+} не играет при этом никакой роли, так как ему соответствует более близкая к фотосфере точка короны или хромосферы. Если же

$$U > 1,$$
 (31)

то корень v_{10-} не существует (v > 0) и играет роль точка v_{10+} , лежащая глубже (т. е. ближе к фотосфере), чем точка v_{20} . Поглощение обеих волн также различно, но в применении к короне соответствующие расчёты т нами ещё не производились. Однако, поскольку поглощение в основном происходит в области, близкой к точкам $n_{1,2}^2 = 0$, ясно, что влияние двойного лучепреломления скажется в том, что радноизлучение «обыкновенной» и «необыкновенной» волн будет итти с разных глубин и ему поэтому может отвечать и разная темлература *). Отсюда следует, что радиоизлучение Солнца может быть циркулярно или точнее эллиптически поляризовано, что и наблюдается на опыте ⁶,⁷. Значения ω_H и $\lambda_H = \frac{2\pi c}{\omega_H}$ в различных интересных с точки зрения Солнца полях таковы (см. табл. VI):

Таблица VI

| Н гаусс | ω _H | ун |
|---------|----------------|---------|
| 5 | 8,82 • 107 | 21,4 м |
| 50 | 8,82 • 108 | 2,14 м |
| 500 | 8,82 • 109 | 21,4 см |
| 5000 | 8,82 • 1010 | 2,14 см |

| Значения | (1) r.r | и | λer | |
|----------|---------|----|-----|--|
| | wн | ** | nH | |

^{*)} Это обстоятельство отмечалось также Мартином ⁶ и Шаха ³⁴. Заметим, кстати, что теория радиоизлучения короны, предложенная Шаха в другой статье ³⁵, так же как его теория короны ³⁶, совершенно несостоятельны (в отношении ³⁶ см. ¹⁸, ²⁵). Достаточно сказать, что Шаха связывает ³⁵ радиоизлучение короны с излучением магнитных моментов ядер (!?).

В метровом диапазоне в поле пятен имеет место случай (31) и «необыкновенное» излучение может «прорываться» наружу из глубоких слоёв³⁴. Следует, однако, иметь в виду, что поле по мере удаления от фотосферы убывает и, повидимому, убывает быстро. Кроме того, в разных точках фотосферы направление и величина даже регулярного поля совершенно различны. С этими обстоятельствами должно быть связано сильное усложнение всей наблюдаемой картины радиоизлучения.

Расчёты теплового излучения Солнца произзодились также Мартином, но подробная его статья ещё не появилась, а в довольно



Рис. 17. Эффективная температура Солнца в радиообласти. Сплошная кривая для «обыкновенной» волны, пунктирная — для «необыкновенной».

кратком сообщении 20 приведены лишь результаты вычислений. Полученный спектр радиоизлучения приведён на рис. 17. Нарастание интенсивности от коротких волн к длинным объясняется перемещением излучающей области в более горячие слои хромосферы и короны тход функции Tn, выбранный автором 20, неизвестен). Спадание на рис. 17 интенсивности при $\lambda > 2$ *м* объясняется учётом коэффициента отражения (см. выше), который, по утверждению автора²⁰, не равен нулю (эффективная температура на рис. 17 содержит множитель 1 — R). Как ясно из сказанного выше, этот результат вряд ли справедлив (см. также рис. 10). До ознакомления с формулами, использовавшимися для получения результатов ²⁰, выяснить, в чём здесь дело, невозможно. Мартин ²⁰ рассмотрел также распределение яркости радиоизлучения по диску (рис. 18). Выше мы рассматривали лишь распространение волн по радиусу, т. е., при наблюдении с Земли, излучение, исходящее от центральных областей диска. Для лучей, исходящих из периферических областей, т больше и поэтому излучение исходит от более высоких, горячих слоёв. В результате область у края диска на дециметровых волнах ярче, чем центральные области. На метровых волнах, согласно 20, этот эффект повышения яркости

4 УФН, т. XXXII, вып. 1

в. л. гинзбург

перекрывается влиянием коэффициента отражения, что приеодит к «потемнению» краёв диска (см. рис. 18).

Указанные эффекты можно в принципе наблюдать во время затмений или с достаточно остронаправленными антеннами, что для $\lambda \sim 20-40$ см ещё, повидимому, не выходит за пределы возможного.



Рис. 18. Распределение «радиояркости» по солнечному диску при различных длинах волн $(r/r_0 = 1$ на краю диска).

Спорадические «всплески» радиоизлучения, связанные с солнечной активностью, как уже несколько раз указывалось, тепловым излучением объяснены быть не могут. Было высказано предположение 87, что это излучение представляет собой радиацию электронов, вращающихся в магнитном поле пятен с частотой $\omega_H = \frac{eH}{mc}$. Подобная точка зрения, однако, основана на недоразумении, так как если есть тепловое равновесие, то магнитное поле ни к какому возрастанию излучения не приведёт, - реабсорбция и другие процессы приведут к полной компенсации «дополнительного» излучения, связанного с вращением (аналогичная критика содержится также в 21).

Другое предположение о природе нерегулярного излучения ¹⁹, ²¹, напротив, представ-

ляется весьма возможным. Дело в том, что в электронной плазме возможны колебания, характеризующиеся частотой ω_0 :

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi e^2 N}{m} = 3,19 \cdot 10^9 \cdot N; \ \lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0} = \frac{3,34 \cdot 10^6}{V\bar{N}} \, cm. \tag{32}$$

Частота ω_0 равна частоте, при которой при данном N, $n^2 = 0$ [см. (20)] и, как ясно из (32) и предыдущего, соответствует интересующему нас радиодиапазону. Колебания плазмы могут возбуждаться потоками электронов, выбрасываемыми активными областями Солнца ¹⁹, что подчёркивает связь соответствующего радиоизлучения с солнечной деятельностью. Вычисление интенсивности излучения, обусловленного колебаниями, весьма сложно и требует знания размеров колеблющихся областей, потока возбуждающих частиц и т. п.

Если основную роль в спорадическом излучении играет излучение, связанное с колебаниями плазмы, а это очевидно так, то возникают

некоторые дополнительные трудности с выделением теплового излучения Солнца (впрочем, эти трудности существуют при любом механизме нерегулярного излучения). В самом деле, даже в самые спокойные периоды солнечной деятельности его поверхность всё же весьма ещё «неравновесна» и, например, потоки электронов, возбуждающие колебания, вряд ли совсем исчезают. В результате не может быть уверенности, что излучение «спокойного» Солнца носит чисто тепловой характер. Решение этого вопроса потребует длительных комплексных

наблюдений над радиоизлучением и солнечной деятельностью, а также ряда ориентировочных расчётов излучения, связанного с колебаниями, и эффективности его генерации.

Перейдём к рассмотрению радиоизлучения Галактики.

Как указано в § З (см. табл. II), радиоизлучение Галактики в максимуме (направление на центр Галактики) эквивалентно тепловому излучению с $T_{af} \cong 10\ 000^{\circ} (\lambda = 4,7 \ \text{M})$ и $T_{ef} \simeq 6000^{\circ} (\lambda = 1.87 \text{ м}).$ Объяснить такую интенсивность излучением звёздатмосфер нельзя ². ных То же относится к излукосмической чению OT



Рис. 19. Излучение от межзвёздного электронного газа в Галактике: По оси ординат отложено значение log 10 (K·10¹⁹), где K [см. (18)] измеряется в единицах эрг



пыли²². Напротив, вполне приемлемое объяснение состоит в предположении, что радиоизлучение Галактики обусловлено межзвёздным газом или, точнее, межзвёздными электронами 14, 23. Электронная температура в этом случае как раз ~ 10 000° (см. 23, 19, 38). Таким образом, тепловое излучение межзвёздных электронов может объяснить результаты наиболее достоверных измерений^{1, 15}, если только в направлении на центр Галактики оптическая толщина т для поглощения, обусловленного электронами, больше единицы. Для оценки примем в качестве средней концентрации межзвёздных электронов²³ знаэлектрон , $T = 10^{4^{\circ}}$ н $r = 5 \cdot 10^{22}$ см (раднус Галакчение N = 1тики). Тогда, согласно (23) и (21):

$$\begin{array}{cccc} \nu \cong 8, 6 \cdot 10^{-5}; & \varkappa \cong 5, 7 \cdot 10^{-23}; & \tau \cong 2, 8; & (\lambda = 4, 7 \ .n) \\ & \varkappa \cong 9, 0 \cdot 10^{-24}; & \tau \cong 0, 45; & (\lambda = 1, 87 \ .n) \end{array} \right\}.$$
(33)

Поскольку $T_{ef} = T(1 - e^{-\tau})$, при $T = 10^4$, для $\lambda = 4.7$ ж $T_{ef} \simeq 10^4$ и для $\lambda = 1,87 T_{ef} \cong 8500^{\circ}$, что при большой грубости оценки можно считать полным согласием с опытом.

Аналогичные вычисления 23 путём учёта «free — free» поглощения приводят к близким результатам (см. рис. 19). Если верить данным Янского ¹⁸, то, согласно ²⁸ (см. рис. 19), для $\lambda = 14,6 \ m, \ T_{ef} \sim 150\ 000^\circ$. Вопрос о Т, при различных волнах, и особенно длинных, нуждается в дальнейшем экспериментальном исследовании.

Заметим, что в случае межзвёздного газа в силу малости N становится заметным также «поглощение», обусловленное рассеянием света на электронах. В этом случае, как известно,

$$\boldsymbol{x}_{p} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^{2}}{mc^{2}}\right)^{2} N = 6,57 \cdot 10^{-25} \cdot N.$$
(34)

Принимая, как выше, N = 1 и $r = 5 \cdot 10^{22}$, мы для всех волн, в силу одного рассеяния, получаем значение $\tau_p \simeq 0,033$. Для волны $\lambda \simeq 50 \ cm$, $\tau_p = \tau$, где τ — значение, связанное с соударениями. Таким образом, при $\lambda < \sim 30$ см, $T_{ef} \cong T(1 - e^{-\tau_p}) \cong 0,033$ $T \cong 330^{\circ}$. На сантиметровых волнах подобное излучение от центра Галактики должно быть вполне заметно 10.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Провёденные до настоящего времени наблюдения радиоизлучения Солнца и Галактики и их анализ, о которых речь была выше, со всей определённостью выявили Сольшой астрофизический, а также геофизический и радиотехнический интерес «радиоастрономии» или «радиоастрофизики», как можно назвать эту новую область исследования. Здесь мы, так же как в случае развития «радиоспектроскопии» молекул³⁹, имеем пример того, как развитие техники радиолокации расширило область применения радиометодов к разрешению различных научных проблем. Можно думать, что в самое ближайшее время аппаратура для наблюдения космического радиоизлучения, т. е. «радиотелескопы», займёт своё место в обсерваториях и на ионосферных станциях. Радноисследования, (кстати, значительно менее зависимые от метеорологических условий, чем оптические наблюдения) окажутся очень ценным дополнением обычных астрономических методов, в первую очередь для изучения солнечной атмосферы и межзвёздного газа в Галактике, а в дальнейшем быть может и за её пределами.

ШИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- G. Reber, Astrophys. Journ. 100, 279 (1944).
 G. C. Southworth, Journ. Frankl. Inst. 239, 285 (1945); Errata. Journ. Frankl. Inst. 241, Mapr, (1946) & Phys. Abstr. A 49, 268 (1946).

- E. V. Appiton, Nature 156, 534 (1945).
 J. S. Hey, F. J. M. Stratton, Nature 157, 47 (1946).
 J. L. Pawsey, R. Rayne-Scott a. L. L. Mc Cready, Nature 157, 158 (1946).

- 6. D. F. Martyn, Nature 158, 308 (1946).

- D. Y. Applton a. J. S. Hey, Nature 158, 339 (1946).
 M. Ryle a. D. D. Vonberg, Nature 158, 339 (1946).
 E. V. Applton a. J. S. Hey, Phil. Mag., 37, 73 (1946).
 R. H. Dicke a. R. Beringer, Astrophys. Journ., 103, 237 (1946).
- 11. A. C. B. Lovell a. C. J. Banwell, Nature 158, 517 (1946).
- 12. J. L. Pawsey, Nature 158, 633 (1946).
- 13. K. G. Jansky, Proc. I. R. E. 20, 1920 (1932); 21, 1387 (1933); 23, 1158 (1935); 25, 1517 (1937).
- 14. G. Reber, Astrophys. Journ. 91, 621 (1940); Proc. I. R. E. 28, 68 (1940). 15. J. S. Hey, S. J. Parsons a. J. W. Phillips, 'Nature 157, 295 (1946).
- 16. J. S. Hey, S. J. Parsons a. J. W. Phillips, Nature 158, 234 (1946).
- 17. L. A. Moxon, Nature 158, 758 (1946). 18. В. Л. Гинзбург, ДАН 52, 491 (1946).
- 19. И. С. Шкловский, Астрономич. журнал 23, 333 (1946). 20. D. F. Martyn, Nature 158, 632 (1946).
- 21. D. F. Martyn, Nature 159, 26 (1947).
- 22. F. L. Whipple a. J. L. Greenstein, Proc. Nat. Acad. Sci. Amer. 23, 177 (1937).
- 23. L. G. Henyey a. P. C. Keenon, Astrophys. Journ. 91, 625 (1940).
- 24. J. L. Greenstein, L. G. Henvey a. P. C. Keenon, Nature 157, 805 (1946).
- 25. И. С. Шкловский, УФН **30**, 65 (1946). 26. Е. В. Герольди Л. Молтер, О приёме на ультравысоких частотах. Госэнергоиздат (1945).
- 27. Р. Клейтон, Д. Хаулдин, Л. Ламон и В. Вилшау, Радиоизмерения на дециметровых и сантиметровых волнах, § 10, «Сов. радио» (1947). 28. В. Л. Грановский, Электрические флуктуации, гл. IV, ОНТИ (1936).
- 29. A. Unsöld, Physik der Sternatmospheren (1938).
- 30. В. Л. Гинзбург, УФН 28, 155 (1946). 31. В. Л. Гинзбург, Journ. of Phys. 8, 253 (1944).
- 32. Я. Л. Альперт и В. Л. Гинзбург, Изв. АН СССР (серия физ.) 8, 42 (1944).
- 33. Н. Д. Папалекси, УФН 29, 250 (1946).
- 34. M. H. Saha, Nature 158, 549 (1946).
- 35. M. H. Saha, Nature 158, 717 (1946).
- 36. M. H. Saha, Proc. Inst. Sci. India 8, 99 (1942).
- 37. K. O. Kiepenheuer, Nature 158, 340 (1946).
- 38. В. Амбарцаумиан, Теоретическая астрофизика. гл. VIII, ОНТИ (1939).
- 39. В. Л. Гинзбург, Радноспектроскопия молекул УФН 31, вып. 3 (1947).
- 40. G. Reber, Nature 158, 945 (1946).