

О ВЛИЯНИИ СВЕРХКОРОНЫ НА ПРИНИМАЕМОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА

В. В. Виткевич, Н. А. Лотова

Проведены расчеты влияния сверхкороны на принимаемое радиоизлучение отдельных областей Солнца для радиальной модели неоднородностей с учетом конечности расстояния от источника радиоизлучения до рассеивающих областей сверхкороны. Вычислены углы рассеяния для функции рассеяния вида $\Psi(x) = \Psi_0 x^{-n}$ и $\Psi^2(x) = \Psi_1^2 x^{-n_1} + \Psi_2^2 x^{-n_2}$. Получены выражения для коэффициентов ослабления рассеяния из-за конечности расстояния от источника до рассеивающих областей. Учет конечности расстояния от источника радиоизлучения до рассеивающих областей сверхкороны приводит к уменьшению эффекта рассеяния в зависимости от положения источников в $\sim 3 - 10^2$ раз. Видимые угловые размеры активных областей Солнца для волн 3,5 м, 5,8 м и 12 м приведены в таблице 2. Наблюдения за этими областями позволяют получить новые сведения о структуре электронных неоднородностей сверхкороны Солнца.

Электронные неоднородности сверхкороны, окружающие Солнце и наблюдаемые в настоящее время на расстояниях от $4,5 R_{\odot}$ до $30 R_{\odot}$ (R_{\odot} — оптический радиус Солнца), как известно, рассеивают радиоволны, принимаемые от дискретного источника радиоизлучения Телец-А в период покрытия его сверхкороной в середине июня каждого года [1-4]. Как установлено в последнее время [5-7], эти неоднородности имеют вытянутую форму и создают анизотропное рассеяние. Точная конфигурация неоднородностей сейчас еще неизвестна; неясно также, остается ли их конфигурация неизменной. Однако в первом и весьма грубом приближении можно считать, что они радиальны по отношению к Солнцу [7,8]. Это относится, во всяком случае, к „левой“ части сверхкороны, наблюдаемой в первую фазу покрытия.

Еще ранее было обращено внимание на вопрос о том, что неоднородности сверхкороны Солнца, расположенные на пути распространения радиоволн, рассеивают радиоволны, излучаемые Солнцем [9]. Вследствие этого принимаемое радиоизлучение Солнца отлично от такого, которое наблюдалось бы при отсутствии сверхкороны. Наличие сверхкороны приводит к видимому увеличению угловых размеров активных областей радиоизлучения, а также к увеличению эффективного диаметра радиоизлучения спокойного Солнца. Было также отмечено, что длительность отдельных кратковременных всплесков радиоизлучения увеличится за счет указанного эффекта.

Однако все проведенные расчеты страдали двумя недочетами. Во-первых, не было учтено то обстоятельство, что расстояние между активными областями радиоизлучения и сверхкороной Солнца, создающей рассеяние, конечно. Учет конечности расстояния приводит к заметному уменьшению всех отмеченных эффектов.

Во-вторых, расчеты исходили из представления об изотропной модели неоднородностей, так как в то время не было сведений об их вытянутости и приблизительной радиальности. Учет этого обстоятельства приводит, как это уже было отмечено [10], к заметному увеличению всех эффектов.

В настоящей статье приводятся расчеты влияния сверхкороны на собственное радиоизлучение Солнца для радиальной модели неоднородностей с учетом конечности расстояния от источника радиоизлучения до рассеивающих областей сверхкороны.

1. ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Обозначим, как и ранее, через $\Psi(x)$ функцию рассеяния неоднородностей, которые мы будем считать радиальными; принимается, что $\Psi(x)$ зависит только от расстояния от центра Солнца x и не зависит от угловых координат местоположения неоднородности на Солнце.

В этом случае выражение угла рассеяния Φ для источника, находящегося в бесконечности, при минимальном расстоянии луча от Солнца, обозначенного через r_1 , запишется, как известно [10], следующим образом:

$$\Phi^2(r_1) = 2 \int_{r_1}^{\infty} \Psi^2(x) \frac{x dx}{\cos \alpha \sqrt{x^2 - r_1^2}} = \frac{2}{r_1} \int_{r_1}^{\infty} \Psi^2(x) \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}}. \quad (1)$$

Здесь через α обозначен угол между нормалью из центра Солнца, опущенной на линию луча, и прямой, соединяющей текущую координату с центром Солнца.

Рассчитаем эффект рассеяния для источника, находящегося в сверхкороне, на луче зрения в точке A_2 (рис. 1). Если волна плоская, т. е.

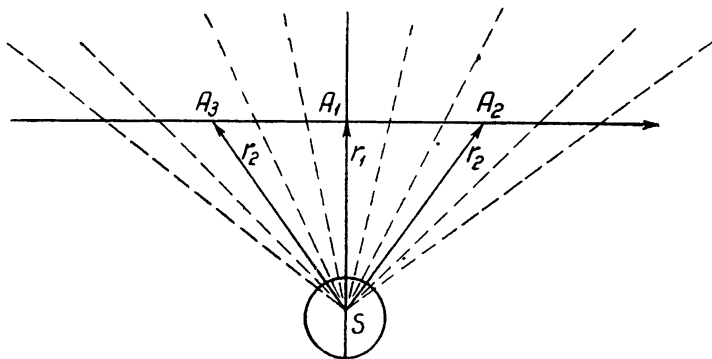


Рис. 1.

если не учитывается конечность расстояния от источника до неоднородностей сверхкороны, то для радиальной модели неоднородностей будем иметь следующее выражение угла рассеяния:

$$\Phi_{2п}^2(r_1, r_2) = \frac{1}{r_1} \int_{r_2}^{\infty} \Psi^2(x) \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}} \quad (2)$$

(индекс п означает, что рассматривается плоская волна). Если источник расположен слева от точки A_1 , а именно, в точке A_3 на расстоянии r_2 (рис. 1), то

$$\Phi_{3п}^2(r_1, r_2) = \frac{2}{r_1} \int_{r_1}^{r_2} \Psi^2(x) \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}} + \frac{1}{r_1} \int_{r_1}^{\infty} \Psi^2(x) \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}} \quad (3)$$

или

$$\Phi_{3n}^2(r_1, r_2) = \frac{2}{r_1} \int_{r_1}^{r_2} \Psi^2(x) \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}} + \Phi_{2n}^2(r_1, r_2). \quad (4)$$

Очевидно, при $r_2 \rightarrow \infty$ $\Phi_{2n}^2(r_1, r_2)$ стремится к нулю и $\Phi_{3n}^2(r_1, r_2)$ переходит в $2\Phi_{n}^2(r_1)$, что, конечно, и должно быть.

Теперь учтем конечность расстояния между источником и неоднородностями сверхкороны. Если Φ — угол рассеяния от источника, находящегося на конечном расстоянии R_1 от экрана и наблюдаемый на расстоянии R_2 от рассеивающего экрана, а Φ_n — угол рассеяния при $R_1 \rightarrow \infty$ от того же экрана, то между Φ и Φ_n с учетом малости углов имеет место соотношение:

$$\frac{\Phi}{\Phi_n} = \frac{R_1}{R_1 + R_2} \quad (5)$$

или

$$\Phi^2 = \Phi_n^2 \left(\frac{R_1}{R_1 + R_2} \right)^2. \quad (6)$$

Если рассеивающий слой имеет конечную, но не слишком большую толщину (так что для любого сечения выполняется условие $R_1 \ll R_2$, справедливое для всех областей сверхкороны), то, используя формулу для угла рассеяния плоской волны

$$\Phi_n^2 = \int_{x_1}^{x_2} \Psi^2(x) dx,$$

можно записать выражение для угла рассеяния сферической волны в виде:

$$\Phi^2 = \int_{x_1}^{x_2} \Psi^2(x) \frac{R_1^2(x)}{R_0^2} dx, \quad (7)$$

где R_0 — расстояние между источником радиоизлучения и приемником; $\Psi(x)$ — функция рассеяния, отличная от нуля в пределах рассеивающего слоя, т. е. в интервале расстояний от x_1 до x_2 от источника по направлению к приемнику. Выражение

$$\Psi_c(x) = \Psi(x) \frac{R_1(x)}{R_0},$$

стоящее под интегралом, играет роль функции рассеяния в случае сферической волны.

2. ФУНКЦИЯ РАССЕЯНИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

Если для плоской волны угол рассеяния Φ_n описывать степенной функцией $\Phi_n = k/r^m$, то функция рассеяния $\Psi(x)$, как было показано в [10], имеет вид:

$$\Psi^2(x) = \frac{k^2(2m-1)}{2\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(m)}{\Gamma(m+1/2)} \frac{1}{x^{2m+1}}.$$

Учитывая множитель, связанный с конечностью расстояния от источника до рассеивающей среды, для функции рассеяния сферической волны получим выражение

$$\Psi_c^2(x) = \frac{k_1^2(2m-1)}{2\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(m)}{\Gamma(m+1/2)} \frac{1}{x^{2m-1}}.$$

Если $r_1 = r_2$, то

$$k_1^2 = \frac{k^2}{R_0^2 - r_1^2} \left(1 - \frac{r_1^2}{x^2}\right).$$

Зависимости Ψ_c^2 от расстояния x для различных значений па-

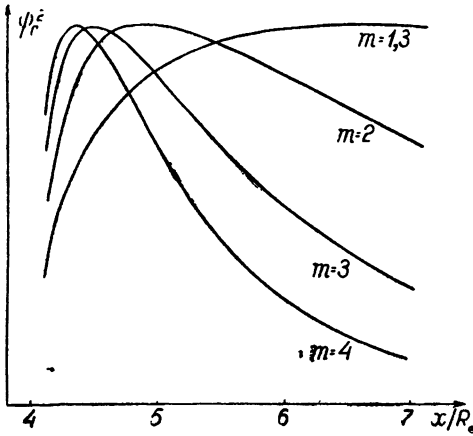


Рис. 2. Зависимость квадрата функции рассеяния сферической волны от расстояния для различных значений параметра m .

раметра m изображены на рис. 2, где все кривые приведены к одному масштабу. Этот рисунок показывает, что большие значения параметра m соответствуют быстрому убыванию функции рассеяния с расстоянием. Значит, наиболее эффективное влияние на рассеяние оказывают лежащие близ источника области, содержащие неоднородности. Чем меньше значение параметра m , тем больше вклад, вносимый областями, удаленными от источника.

Очевидно, что положениям источника A_2 и A_3 (рис. 1) соответствуют в случае радиальной модели неоднородностей следующие выражения для углов рассеяния:

$$\Phi_2^2(r_1, r_2) = \frac{1}{r_1} \int_{r_2}^{\infty} \Psi^2(x) \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}} \left[\frac{x^2}{A} - \frac{2\sqrt{x^2 - r_1^2}}{A} \times \right. \\ \left. \times \sqrt{r_2^2 - r_1^2} + \frac{r_2^2 - 2r_1^2}{A} \right]; \quad (8)$$

$$\Phi_3^2(r_1, r_2) = \frac{1}{r_1} \int_{r_1}^{\infty} \Psi^2(x) \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}} \left[\frac{x^2}{A} + \frac{2\sqrt{x^2 - r_1^2}}{A} \times \right. \\ \left. \times \sqrt{r_2^2 - r_1^2} + \frac{r_2^2 - 2r_1^2}{A} \right] + \frac{1}{r_1} \int_{r_2}^{r_1} \Psi^2(x) \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}} \times \\ \times \left[\frac{x^2}{A} - \frac{2\sqrt{x^2 - r_1^2}}{A} \sqrt{r_2^2 - r_1^2} + \frac{r_2^2 - 2r_1^2}{A} \right], \quad (9)$$

где

$$A = R_0^2 + 2\sqrt{R_0^2 - r_1^2} \sqrt{r_2^2 - r_1^2} + r_2^2 - 2r_1^2.$$

Эти выражения неприменимы для случая, когда $r_1 = 0$, т. е. для случая, когда положение источника проектируется на центр Солнца.

При этом направление луча и направление вытянутости неоднородностей совпадают и исходные выражения для углов рассеяния теряют смысл.

В частном случае, когда $r_1 = r_2$, т. е. когда источник расположен в экваториальной плоскости Солнца, формулы (8) и (9) значительно упрощаются и принимают следующий вид:

$$\Phi_2^2(r_1, r_2) = \Phi_3^2(r_1, r_2) = \frac{1}{r_1(R_0^2 - r_1^2)} \int_{r_1}^{\infty} \Psi^2(x) \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}} (x^2 - r_1^2). \quad (10)$$

Далее для ряда расчетов и оценок можно ввести величины η_2 и η_3 — коэффициенты ослабления эффекта рассеяния за счет конечности расстояния от источника до рассеивающего слоя, которые мы определим так:

$$\eta_2^2(r_1, r_2) = \frac{\Phi_2^2(r_1, r_2)}{\Phi_{2n}^2(r_1, r_2)}; \quad \eta_3^2(r_1, r_2) = \frac{\Phi_3^2(r_1, r_2)}{\Phi_{3n}^2(r_1, r_2)}.$$

Очевидно, что они имеют вид:

$$\eta_2^2(r_1, r_2) = A^{-1} \left[\int_{r_2}^{\infty} \Psi^2(x) \frac{x^4 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}} - 2\sqrt{r_2^2 - r_1^2} \int_{r_2}^{\infty} \Psi^2(x) x^2 dx + \right. \\ \left. + (r_2^2 - 2r_1^2) \int_{r_2}^{\infty} \Psi^2(x) \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}} \right] \left[\int_{r_2}^{\infty} \Psi^2(x) \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}} \right]^{-1};$$

$$\eta_3^2(r_1, r_2) = A^{-1} \left[\int_{r_1}^{\infty} \Psi^2 \frac{x^4 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}} + 2\sqrt{r_2^2 - r_1^2} \int_{r_1}^{\infty} \Psi^2 x^2 dx + \right. \\ \left. + (r_2^2 - 2r_1^2) \int_{r_1}^{\infty} \Psi^2 \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}} + \int_{r_2}^{r_1} \Psi^2 \frac{x^4 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}} - \right. \\ \left. - 2\sqrt{r_2^2 - r_1^2} \int_{r_2}^{r_1} \Psi^2 x^2 dx + (r_2^2 - 2r_1^2) \int_{r_2}^{r_1} \Psi^2 \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}} \right] \times \\ \times \left[\int_{r_1}^{\infty} \Psi^2(x) \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}} + \int_{r_2}^{r_1} \Psi^2(x) \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 - r_1^2}} \right]^{-1}.$$

Нами проведены вычисления интегралов для функции рассеяния плоской волны, заданной степенной функцией в виде

$$\Psi(x) = \frac{\Psi_0}{x^n}, \quad n > 0.$$

Заметим, что параметры m и n связаны соотношением $m = n - 1/2$. Поэтому представляет интерес рассмотрение таких случаев, когда

$n > 2$. Результаты вычислений дают следующие выражения для углов рассеяния:

$$\Phi^2(r_1) = - \frac{\Psi_0^2}{r_1^{2n-3}(R_0^2 - r_1^2)} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[\frac{\Gamma(n-2)}{\Gamma(n-3/2)} - \frac{\Gamma(n-1)}{\Gamma(n-1/2)} \right]$$

(где через $\Gamma(n)$ обозначена гамма-функция),

$$\Phi_2^2(r_1, r_2) = \frac{\Psi_0^2}{r_1 A} \left\{ \left[-\frac{1}{r_1^{2n-4}} - \frac{(r_2^2 - 2r_1^2)}{r_1^{2n-2}} \frac{(2n-4)}{(2n-3)} \right] \int_{\arccos(r_1/r_2)}^{\pi/2} \cos^{2n-5} \varphi d\varphi - \frac{2\sqrt{r_2^2 - r_1^2}}{(2n-3)r_1^{2n-3}} + \frac{(r_2^2 - 2r_1^2)\sqrt{r_2^2 - r_1^2}}{(2n-3)r_1^2 r_2^{2n-3}} \right\};$$

$$\Phi_3^2(r_1, r_2) = \frac{\Psi_0^2}{r_1 A} \left\{ -\frac{1}{r_1^{2n-4}} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\Gamma(n-2)}{\Gamma(n-3)} - \frac{(r_2^2 - 2r_1^2)}{r_1^{2n-2}} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\Gamma(n-1)}{\Gamma(n-1/2)} + \frac{4\sqrt{r_2^2 - r_1^2}}{(2n-3)r_1^{2n-3}} - \frac{2\sqrt{r_2^2 - r_1^2}}{(2n-3)r_2^{2n-3}} + \frac{(r_2^2 - 2r_1^2)\sqrt{r_2^2 - r_1^2}}{(2n-3)r_1^2 r_2^{2n-3}} - \left[\frac{1}{r_1^{2n-4}} + \frac{(r_2^2 - 2r_1^2)}{r_1^{2n-2}} \frac{(2n-4)}{(2n-3)} \right] \int_{\arccos(r_1/r_2)}^0 \cos^{2n-5} \varphi d\varphi \right\}.$$

Выражения для коэффициентов ослабления рассеяния будут соответственно иметь вид:

$$\eta^2(r_1) = \frac{r_1^2}{R_0^2 - r_1^2} \left[\frac{\Gamma(n-2)\Gamma(n-1/2)}{\Gamma(n-1)\Gamma(n-3/2)} - 1 \right];$$

$$\eta_2^2(r_1, r_2) = A^{-1} \left\{ \left[r_1^2 + \frac{(r_2^2 - 2r_1^2)}{(2n-3)} \right] \int_{\arccos(r_1/r_2)}^{\pi/2} \cos^{2n-5} \varphi d\varphi + \frac{2\sqrt{r_2^2 - r_1^2}}{(2n-3)r_2^{2n-3}} - \frac{(r_2^2 - 2r_1^2)\sqrt{r_2^2 - r_1^2}}{(2n-3)r_1^2 r_2^{2n-3}} \right\} \times \left[-\frac{r_1^{2n-4}\sqrt{r_2^2 - r_1^2}}{(2n-3)r_2^{2n-3}} + \frac{(2n-4)}{(2n-3)} \int_{\arccos(r_1/r_2)}^{\pi/2} \cos^{2n-5} \varphi d\varphi \right]^{-1}.$$

Аналогичные вычисления легко провести для функции рассеяния, заданной в виде степенного многочлена с показателями степени n_i :

$$\Psi(x) = \sum_{i=1}^N \frac{k_i}{x^{n_i}},$$

В частности, для функции рассеяния вида

$$\Psi^2(x) = \frac{\Psi_1^2}{x^{n_1}} + \frac{\Psi_2^2}{x^{n_2}}$$

получим:

$$\begin{aligned} \Phi^2(r_1) &= -\frac{\Psi_1^2}{r_1^{n_1-3}(R_0^2-r_1^2)} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[\frac{\Gamma(n_1/2-2)}{\Gamma(n_1/2-3/2)} - \frac{\Gamma(n_1/2-1)}{\Gamma(n_1/2-1/2)} \right] - \\ &\quad -\frac{\Psi_2^2}{r_1^{n_2-3}(R_0^2-r_1^2)} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[\frac{\Gamma(n_2/2-2)}{\Gamma(n_2/2-3/2)} - \frac{\Gamma(n_2/2-1)}{\Gamma(n_2/2-1/2)} \right]; \\ \Phi^2(r_1, r_2) &= \frac{\Psi_1^2}{r_1 A} \left\{ \left[-\frac{1}{r_1^{n_1-4}} - \frac{(r_2^2-2r_1^2)}{r_1^{n_1-2}} \frac{(n_1-4)}{(n_1-3)} \right] \int_{\arccos(r_1/r_2)}^{\pi/2} \cos^{n_1-5} \varphi d\varphi - \right. \\ &\quad \left. - \frac{2\sqrt{r_2^2-r_1^2}}{(n_1-3)r_2^{n_1-3}} + \frac{(r_2^2-2r_1^2)\sqrt{r_2^2-r_1^2}}{(n_1-3)r_1^2 r_2^{n_1-3}} \right\} + \\ &\quad + \frac{\Psi_2^2}{r_1 A} \left\{ \left[-\frac{1}{r_1^{n_2-4}} - \frac{(r_2^2-2r_1^2)}{r_1^{n_2-2}} \frac{(n_2-4)}{(n_2-3)} \right] \int_{\arccos(r_1/r_2)}^{\pi/2} \cos^{n_2-5} \varphi d\varphi - \right. \\ &\quad \left. - \frac{2\sqrt{r_2^2-r_1^2}}{(n_2-3)r_2^{n_2-3}} + \frac{(r_2^2-2r_1^2)\sqrt{r_2^2-r_1^2}}{(n_2-3)r_1^2 r_2^{n_2-3}} \right\}. \end{aligned}$$

3. ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТА РАССЕЯНИЯ ОТ ПОЛОЖЕНИЯ ИСТОЧНИКА НА СФЕРЕ

В радиальной модели неоднородностей сверхкороны Солнца число неоднородностей, проходимых волной, зависит от положения источника на сфере ($r_2 = \text{const}$; рис. 3). Поэтому для одних и тех же значений r_2 должен существовать эффект зависимости размеров пятна от угла выхода φ . Рассмотрим источник, расположенный на сфере $r_2 = \text{const}$ в точке (r'_1, r_2) . Для этого источника

$$\begin{aligned} \Phi^2(r'_1, r_2) &= \gamma_2^2(r'_1, r_2) \Phi_{2n}^2(r'_1, r_2) \frac{\Phi_n^2(r_2)}{\Phi_n^2(r_2)} = \\ &= \gamma_2^2(r'_1, r_2) \left[\frac{\Phi_n^2(r'_1) - \Delta \Phi_n^2 \Big|_{r'_1}^{r_2}}{\Phi_n^2(r_2)} \right] \Phi_n^2(r_2). \end{aligned}$$

Если задать угол рассеяния плоской волны степенной функцией

$$\Phi_n(r) = \frac{k}{r^m},$$

то для двух положений источника r_2 и r'_1 выполняется соотношение:

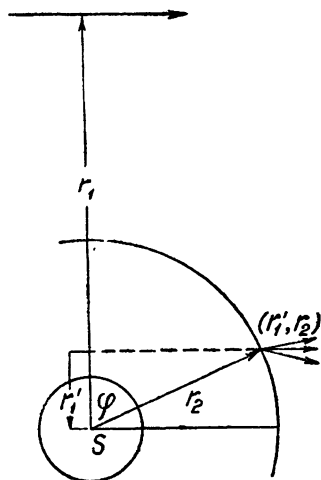


Рис. 3.

$$\frac{\Phi_n(r_1')}{\Phi_n(r_2)} = \left(\frac{r_2}{r_1'}\right)^m = \frac{1}{\cos^m \varphi}.$$

Тогда

$$\Phi_2^2(r_1', r_2) = \gamma_2^2(r_1', r_2) \left[\frac{1}{\cos^{2m} \varphi} - \frac{\Delta \Phi_n^2 \Big|_{r_1'}^{r_2}}{\Phi_n^2(r_2)} \right] \Phi_n^2(r_2),$$

где $\Delta \Phi_n^2 \Big|_{r_1'}^{r_2}$ — рассеяние плоской волны на интервале $r_1' \div r_2$.

Из рис. 2 видно, что при значении $m = 1,3$ эффект конечности расстояния приводит к тому, что нижние области свёрхкороны вносят малый вклад в общий эффект рассеяния. Для больших значений m основное влияние на рассеяние оказывают области свёрхкороны, находящиеся в пределах от $4 R_\odot$ до $6 R_\odot$.

Если при дальнейших наблюдениях подтвердится предварительный результат [10], состоящий в том, что значения m в областях свёрхкороны до $20 R_\odot$ мало отличаются от единицы, то это будет означать, что на рассеяние активных областей Солнца сравнительно мало влияют нижние слои свёрхкороны, прилегающие к солнечной короне, а основное влияние оказывают области от $5 R_\odot$ и выше. Тогда по измерениям угловых размеров активных областей на Солнце можно будет получать характеристики тех же областей свёрхкороны, что и обычным прямым методом наблюдений с использованием Крабовидной туманности. Проведение подобных измерений может оказаться весьма полезным для получения новых характеристик свёрхкороны, в частности, данных о структуре неоднородностей.

Таким образом, для небольших значений параметра m , когда функция рассеяния не имеет острого максимума (т. е. значительный вклад в рассеяние вносится областями, удаленными от источника),

величина $\frac{\Delta \Phi_n^2 \Big|_{r_1'}^{r_2}}{\Phi_n^2(r_2)}$ мала по сравнению с $\cos^{-2m} \varphi$ и в первом приближении ею можно пренебречь. Тогда

$$\Phi_2^2(r_1', r_2) \simeq \gamma_2^2(r_1', r_2) \frac{1}{\cos^{2m} \varphi} \Phi_n^2(r_2) = \gamma_2^2(r_1', r_2) \frac{1}{\cos^{2m} \varphi} \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{2m} \Phi_n^2(r_1). \quad (11)$$

Используя значения $\Phi_n^2(r_1)$, известные из экспериментов по просвечиванию Крабовидной туманности солнечной короной, и теоретически вычисленные значения $\gamma_2^2(r_1', r_2)$, можно по формуле (11) оценить размеры локальных источников, например, пятен.

Оценим угловые размеры источника при больших значениях φ , когда $r_2 \gg r_1'$. В этом случае выражение для коэффициента ослабления $\gamma_2^2(r_1', r_2)$ будет иметь вид:

$$\gamma_2^2(r_1', r_2) = \frac{r_2^2}{(R_0 + r_2)^2} \left[\frac{2 \left(\frac{r_1'}{r_2}\right)^{2n-2}}{(2n-4) \int_{\arccos(r_1'/r_2)}^{\pi/2} \cos^{2n-5} \varphi d\varphi} + 1 \right].$$

Значения $\gamma_2^2(\varphi)$, вычисленные для параметра $n = 3$, приведены в таблице 1. В таблице 2 приведены углы рассеяния точечного источника Φ_2 ,

Таблица 1

Значения коэффициента ослабления рассеяния $\gamma_2^2(r_1', r_2)$ для параметра $n = 3$

φ (град)	r_2/R_{\odot}	$\gamma_2^2(r_1', r_2)$
45	4	$1,599 \cdot 10^{-3}$
	6	$3,600 \cdot 10^{-3}$
50	4	$1,768 \cdot 10^{-3}$
	6	$3,977 \cdot 10^{-3}$
60	4	$2,400 \cdot 10^{-3}$
	6	$5,400 \cdot 10^{-3}$
70	4	$4,184 \cdot 10^{-3}$
	6	$1,109 \cdot 10^{-2}$
80	4	$1,406 \cdot 10^{-2}$
	6	$3,166 \cdot 10^{-2}$
85	4	$0,526 \cdot 10^{-1}$
	6	$1,183 \cdot 10^{-1}$
88	4	$3,257 \cdot 10^{-1}$
	6	$7,389 \cdot 10^{-1}$

Таблица 2

Значения углов рассеяния Φ_2 точечного источника, находящегося в сверхкороне Солнца, для различных углов φ и $r_1 = 6R_{\odot}$

λ (м)	Φ_{II} (угл мин)	φ (град)	r_2/R_{\odot}	Φ_2 (угл мин)
3,5	13	50	4	3
			6	2
		60	4	9
			6	5
		70	4	23
			6	14
		80	4	75
			6	41
5,8	37	50	4	9
			6	5
		60	4	28
			6	15
		70	4	68
			6	40
		80	4	215
			6	117
12	155,4	50	4	38
			6	21
		60	4	119
			6	64
		70	4	286
			6	169
		80	4	907
			6	493

находящегося в сверхкороне Солнца для различных углов φ . Эта таблица показывает, что при определенных условиях эффект рассеяния может быть весьма существенным. Однако числовые результаты таблицы следует принимать лишь как оценочные, ввиду отсутствия надежных экспериментальных данных.

Следует отметить, что указанные данные приведены для идеальной модели, когда неоднородности полностью радиальны. Поэтому для углов φ , близких к 90° , роль наиболее внешних областей сверхкороны в рассеянии становится весьма значительной. Если принять во внимание, что на самом деле неоднородности, по-видимому, не вполне радиальны и имеют среднее квадратичное значение отклонения $10^\circ \div 25^\circ$, то роль внешних слоев сверхкороны будет уменьшена. Оценки показывают, что для параметра n , меняющегося в пределах от 2 до 2,5, и для указанных отклонений от радиального направления приведенные в таблице 2 величины углов рассеяния Φ_2 должны быть уменьшены в $1,5 \div 2$ раза.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Виткевич, Астрон. ж., 35, 52 (1958).
2. В. В. Виткевич, Астрон. ж., 32, 150 (1955).
3. В. В. Виткевич, ДАН СССР, 101, 429 (1955).
4. J. Hewish, Proc. Roy. Soc., 228, 239 (1955).
5. В. В. Виткевич, Б. Н. Пановкин, Астрон. ж., 36, 544 (1959).
6. В. В. Виткевич, Б. Н. Пановкин, А. Г. Суховой, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 2, 1005 (1959).
7. J. Hewish, Paris Symposium on Radio Astronomy, Stanford Univ. Press, 1959.
8. V. V. Vitkevitch, Paris Symposium on Radio Astronomy, Stanford Univ. Press 1959.
9. В. В. Виткевич, Астрон. ж., 33, 62 (1956).
10. В. В. Виткевич, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 3, 595 (1960).

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

Поступила в редакцию
26 августа 1960 г.

ON THE INFLUENCE OF THE SUPERCORONA ON RADIO EMISSION RECEIVED FROM THE SUN

V. V. Vitkevitch, N. A. Lotova

Calculations are made of the influence of the supercorona on radio emission received from separate regions of the Sun for a radial model of inhomogeneities. The finite distances between the source of radio emission and the scattering regions of the supercorona are taken into account. The scattering angles are calculated for the function of the types $\Psi(x) = \Psi_0 x^{-n}$; and $\Psi^2(x) = \Psi_1^2 x^{-n_1} + \Psi_2^2 x^{-n_2}$. Expressions are obtained for the coefficients of attenuation of scattering due to the finite distances from the source to the scattering regions. The finite distances from the source of radio emission to the scattering regions of the supercorona also leads to a decrease by $3-10^2$ of the scattering effect for various positions of the sources. Apparent angle sizes of active regions of the Sun for 3,5 m, 5,8 m and 12 m waves are cited in table 2. Observations of these regions make it possible to obtain new data on the structure of electron inhomogeneities in the solar supercorona.