

УДК 523.9

С. Н. Осипов

Главная астрономическая обсерватория НАН Украины
03680 ГСП, Киев, ул. Академика Заболотного, 27**Отражение и рассеяние 5-минутных акустических волн
в изотермической спокойной солнечной атмосфере**

Для изотермической гравитационно-стратифицированной солнечной атмосферы рассчитаны коэффициенты отражения и пропускания стационарных акустических волн на разных высотах атмосферы МАСККЛ. Выявлено аномальное поведение этих коэффициентов вдоль линии акустической частоты обрезания на высотно-частотной диаграмме, а также фазовый скачок коэффициентов отражения в области температурного минимума. Выполнена имитация распространения исходной поднимающейся волны скорости, а также суперпозиционных полей волн, отраженных и рассеянных вниз на разных высотах. Для этих полей, как правило, характерны отрицательные фазы, которые типичны для распространяющихся вверх волн. Высота области фазового скачка отраженных волн после суперпозиции уменьшается с частотой и оказывается равной 200—400 км. Амплитуды полей отраженных волн 2-го порядка зачастую превышают амплитуды волн 1-го порядка отражения. Рассеянные волны и отражения высоких порядков приводят к невозможности наблюдений фазового скачка. Выявлено, что многократно отраженные волны испытывают минимальное затухание в области 5-мин колебаний с экстремумами на частотах 2.9, 3.6 и 4.9 мГц.

ВІДБИТТЯ ТА РОЗСІЯННЯ 5-ХВИЛИННИХ АКУСТИЧНИХ ХВИЛЬ В ІЗОТЕРМІЧНІЙ СПОКІЙНІЙ СОНЯЧНІЙ АТМОСФЕРІ, Осипов С. М.
— Для ізотермічної гравітаційно-стратифікованої сонячної атмосфери розраховані коефіцієнти відбиття та пропускання стаціонарних акустичних хвиль на різних висотах атмосфери МАСККЛ. Виявлена аномальна поведінка цих коефіцієнтів вздовж лінії акустичної частоти відрізання на висотно-частотній діаграмі, а також фазовий стрибок коефіцієнтів відбиття в області температурного мінімуму. Виконана імітація розповсюдження назовні вихідної хвилі швидкості, а також суперпозиційних полів хвиль, відбитих та розсіяних вниз на різних висотах. Для цих полів, як правило, характерні негативні фази, які є типовими для хвиль, що розповсюджуються назовні. Висота області фазового стрибка відбитих хвиль після суперпозиції зменшується з частотою для значень 200—400 км. Амплітуди полів відбитих хвиль 2-го

порядку часто перевищують амплітуди хвиль 1-го порядку відбиття. Розсіяні хвилі та відбиття вищих порядків приводять до неможливості спостережень фазового стрибка. Виявлено, що багаторазово відбиті хвилі мають мінімальне згасання в області 5-хвилинних коливань з екстремумами на частотах 2.9, 3.6 та 4.9 мГц.

REFLECTION AND SCATTERING OF 5-MINUTE ACOUSTIC WAVES IN A QUIET ISOTHERMAL SOLAR ATMOSPHERE, by Osipov S. N. — The complex coefficients of reflection and transmission of stationary acoustic waves are calculated for different heights in the MACKKL model of the solar atmosphere for the approximation of an isothermal solar atmosphere stratified by gravitation. The amplitude and phase of the reflected and transmitted waves are shown to behave anomalously along the acoustic cut-off frequency line in the height-frequency diagram, and a reflection phase jumps was found at the temperature minimum height. Simulations of the primary upward velocity wave and the superposition fields of downward velocities of the waves reflected and scattered at different heights are carried out. As a rule, these fields show negative phases typical of primary upward velocity waves. The height of the phase jump generated at the temperature minimum diminishes with frequency after the superposition and turns out to be from 200 to 400 km. The amplitudes of second-order reflected waves are often bigger than the first-order ones. The scattered waves and high-order reflections make impossible phase jump observations. Reflections of different orders are considered. The multiply reflected waves experience a minimal damping in the range of 5-minute oscillations with extrema at 2.9 mHz, 3.6 mHz, and 4.9 mHz.

ВВЕДЕНИЕ

Атмосфера Солнца стратифицирована по высоте и неоднородна. Для объяснения многих проблем необходимо учитывать отражение и рассеяние волн. Впервые отражение при анализе распространения волн рассмотрели Мейн и Мейн [9]. Для того чтобы объяснить наблюдаемую высокую фазовую скорость колебаний в хромосфере, они допустили почти полное отражение волн в переходной зоне между хромосферой и короной и, таким образом, — образование стоячих волн в хромосфере.

Мармолино и др. [7], основываясь на работе Михалас и Михалас [8], вывели уравнения для расчета коэффициентов пропускания и отражения в изотермической солнечной атмосфере. Кроме этого, они сравнили характеристики волн, отраженных на двух уровнях в фотосфере и хромосфере, для разных частот и горизонтальных волновых чисел.

Дюбнер и др. [3-5], обработав многочасовые высококачественные наблюдательные данные, построили двухмерные $(k-\omega)$ фазовые $V-I$ диаграммы, которые выявили кардинальное отличие фазовой картины на резонансных p -модах и между ними. Для объяснения этого эффекта высказано предположение [3], что на p -модах мы видим исходные поднимающиеся наружу волны, а между p -модами и вокруг них на так называемом «фоне» наблюдаемый сигнал определяется в основном отраженными и рассеянными волнами. Кроме этого, Дюбнером и др. [4] выявлен существенный контраст фаз на p -модах и между ними на $V-V$ диаграммах.

Волны при своем распространении испытывают частичное отражение на всех высотах. Поэтому характеристики поля отраженных волн можно оценить только после построения суперпозиции волн, отраженных на разных высотах. Имитируя такую суперпозицию, можно сравнить наблюдения Дюбнера с теорией. Таких исследований до сих пор еще не было. В настоящей работе мы, основываясь на теоретических предпосылках Мармо-

лино и др. [7], для стационарных акустических волн попытались исследовать характеристики установившихся полей отраженных волн на разных высотах и для разных частот. Кроме этого, выполнен анализ волн вторичного и более высоких порядков отражения.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Атмосферу Солнца мы, следуя Провосту и Мейну [10], Михалас и Михалас [8], Мармолино и др. [7], рассматривали как последовательность изотермических гравитационно-стратифицированных слоев. На границе двух слоев полагается соблюдение условий: 1) непрерывности давления и 2) непрерывности смещения и скорости волны.

Согласно работе [7] условие непрерывности давления на границе нижнего *l* и верхнего *u* слоев можно записать в виде

$$i\rho_l V_l / \omega + \delta P_l = i\rho_u V_u / \omega + \delta P_u,$$

где ω — циклическая частота, ρ — плотность невозмущенной атмосферы. Возмущения давления δP связаны с возмущениями скорости V , как следует из соответствующего поляризационного соотношения, через комплексный коэффициент C :

$$\delta P = CV,$$

$$C = \frac{\rho c^2 \omega (1 + i\alpha r)}{(\omega^2 - c^2 k_x^2)(1 + \alpha^2 r^2)} \times$$

$$\times [\pm k(1 - i\alpha) - i(2 - \gamma)/(2H\gamma) - \alpha/(2H)].$$

Здесь c — скорость звука, γ — показатель адиабаты, $H = c^2/(\gamma g)$ — шкала высот давления, $r = (\gamma \omega^2 - c^2 k_x^2)/(\omega^2 - c^2 k_x^2)$, $\alpha = 1/(\gamma \omega \tau)$, τ — время релаксации, k — комплексное вертикальное волновое число, k_x — горизонтальное волновое число.

Отмечая падающую, отраженную и прошедшую (трансмиссионную) волны индексами *i*, *r* и *t* соответственно, можно записать условие непрерывности скорости волны на границе двух атмосферных слоев:

$$V_i + V_r = V_t.$$

На рис. 1 показано характерное распределение основных физических характеристик для изотермической атмосферы при соблюдении принятых нами граничных условий. Значения плотности ρ на границе рассчитывались из закона состояния идеального газа. Комплексные амплитудные коэффициенты отражения R и прохождения T имеют вид

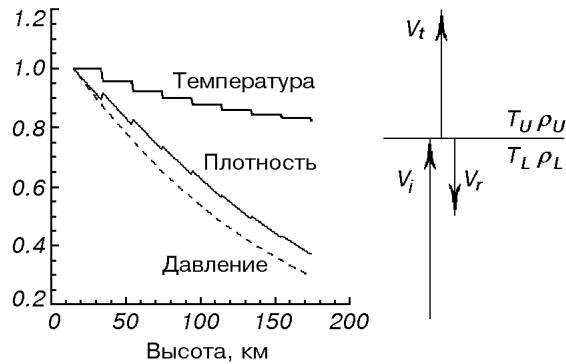


Рис. 1. Типичное распределение температуры, давления и плотности для изотермической атмосферы при соблюдении принятых граничных условий

$$R = V_r/V_i = \frac{(C_t - C_i) + ig(\rho_u - \rho_l)/\omega}{(C_r - C_i) - ig(\rho_u - \rho_l)/\omega};$$

$$T = V_t/V_i = \frac{C_r - C_i}{(C_r - C_i) - ig(\rho_u - \rho_l)/\omega};$$

при этом $T = 1 + R$.

Комплексное вертикальное волновое число $k(\omega, k_x)$ и время релаксации τ рассчитывались согласно работам [11] и [12] соответственно. Расчеты выполнялись для модели МАСККЛ солнечной атмосферы [6].

ПОВЕДЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОПУСКАНИЯ

На рис. 2 для некоторых частот приведена высотная зависимость амплитуд рассчитанных коэффициентов пропускания $|T|$, а также фазы $\Phi_R = \arctg R$

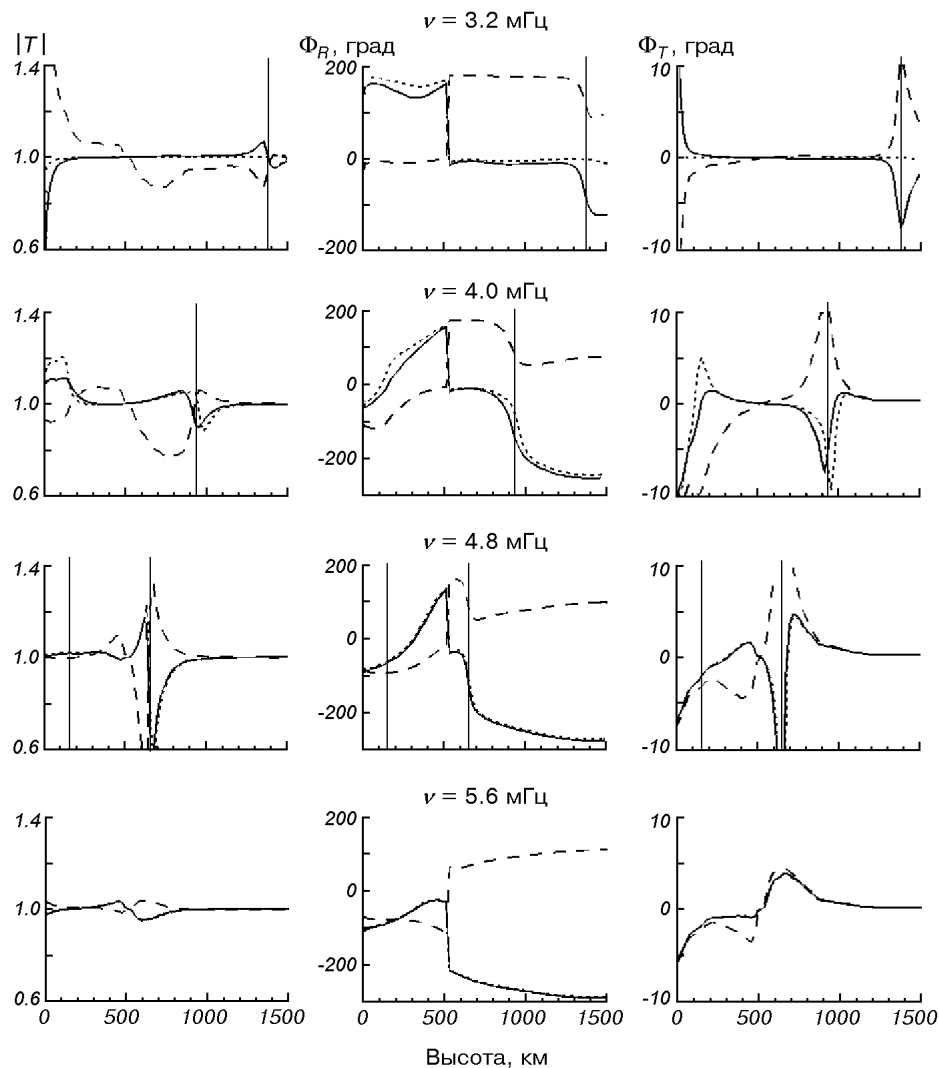
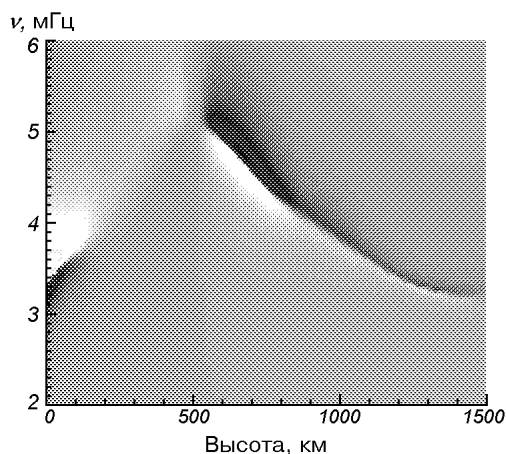


Рис. 2. Амплитуды коэффициентов пропускания $|T|$, а также фазы $\Phi_R = \arctg R$ и $\Phi_T = \arctg T$. Сплошная линия — волны, распространяющиеся вертикально вверх ($k_x = 0$), штриховая — волны, распространяющиеся вертикально вниз ($k_x = 0$), пунктир — волны, распространяющиеся наклонно вверх ($k_x = 1.25 \text{ Мм}^{-1}$). Амплитуды нормализованы к изотермическим слоям 100-км толщины. Вертикальной линией указаны высоты, для которых $\omega_A = \omega$

Рис. 3. Высотно-частотная зависимость амплитуд коэффициентов пропускания $|T|$. Светлый тон — зоны, для которых $|T| > 1$, темный тон — зоны $|T| < 1$



и $\Phi_T = \arctg T$. Амплитуда коэффициентов отражения $|R|$ определяется величиной отклонения $|T|$ от единицы. В области температурного минимума ясно виден фазовый 180° -скачок отраженных волн, который предсказывается в [7]. Непосредственно в области температурного минимума, где градиент температуры близок к нулю, волны практически не отражаются.

Аномальный характер изменения амплитуд и фаз отраженной и проходящей волн на предельной частоте обрезания акустических волн в изотермической атмосфере $\omega_A = c/(2H)$ следует из работы [7]. На рис. 3 показана высотно-частотная зависимость рассчитанных нами коэффициентов пропускания. Видно, что для 5-мин колебаний распространяющаяся из подфотосферных зон волна дважды пересекает линию $\omega_A(z)$. Расстояние между фотосферной и хромосферной высотой ω_A определяет зону затухания (нераспространения) волн в атмосфере.

Степень аномальности рассчитанных коэффициентов R и T вдоль этой линии для фотосферы больше, чем для хромосферы, причем для фотосферы она увеличивается для более низких частот, а для хромосферы — для более высоких частот. Наличие отражения приводит к тому, что распространяющаяся наружу волна при пересечении линии $\omega_A(z)$ сначала увеличивает свою амплитуду, а затем уменьшает. При этом волна сначала уменьшает свою фазовую скорость, а затем увеличивает. Вследствие наличия гравитации величина коэффициентов отражения и пропускания при распространении волн вверх и вниз различна. Для волн, распространяющихся сверху вниз, отражение, как правило, больше, а значит и существенней отклонение коэффициентов пропускания от единицы. Коэффициенты R и T зависят от наклона волн, степень которого определяется горизонтальным волновым числом k_x . С увеличением k_x значения $|R|$ увеличиваются, особенно для низкочастотных волн.

РАССЕЯНИЕ ВОЛН

Распространение исходной поднимающейся плоской гармонической волны частоты ω в солнечной атмосфере в пределах n -го изотермического слоя имитировалось выражением

$$V_n^{\text{up}} = V_{n-1}^{\text{up}} T_n^{\text{up}} (1 - 5S/6) \exp[z/(2H_n) - ik_n z], \quad (1)$$

где T_n^{up} — комплексный амплитудный коэффициент прохождения с $(n - 1)$ -го на n -й слой атмосферы, S — коэффициент рассеяния, V_n^{up} — скорость на верхней границе слоя n , индекс «up» указывает на распростра-

нение волн наружу. Шкала высот H_n бралась в соответствии с выбранной выше моделью атмосферы (рис. 1).

Рассеяние волн вводилось для того, чтобы учесть волны, изменившие направление своего движения, но в отличие от чисто отраженных не изменившие фазы. Предполагалось, что рассеяние изотропно и не зависит от высоты. При таком приближении доля рассеяния в направлении первичного распространения характеризуется величиной $S/6$. Введя рассеяние, удастся уменьшить скорость нарастания амплитуды волн с высотой за счет передачи энергии горизонтально направленным колебаниям. С другой стороны, вклад рассеяния от наклонных волн не учитывался, т. е. предполагалось, что мощность наклонных волн значительно меньше вертикальных. Это очень грубое приближение, но оно вполне пригодно для того, чтобы оценить эффекты, вызванные рассеянием. Величину коэффициентов рассеяния можно оценить путем сравнения теоретического и наблюдаемого распределения амплитуд скорости с высотой.

Наблюдения линии Fe I λ 532.418 нм в спокойной области центра солнечного диска были выполнены Н. Г. Щукиной [2] в августе 1996 г. на 70-см солнечном телескопе VTT на о. Тенерифе. Предварительная обработка данных заключалась в исправлении всех изображений за темновой ток, неоднородности на поверхности ПЗС-матрицы (flatfield) и грязи на щеках входной щели. Далее мы, пользуясь методом «лямбда-метра», описанным Дюбнером [5], определили осцилляции скорости для 15 уровней атмосферы. После этого были выполнены коррекции за дрожание изображения Солнца и его дрейф по входной щели. Кроме этого был убран инструментальный тренд вследствие кривизны спектральной линии, а также искажения из-за влияния осевого вращения Земли. Предполагалось, что все инструментальные остаточные тренды имеют линейный характер, они убирались соответствующей процедурой.

Высоты образования каждого из 15 уровней оценивались на основе депрессионных функций вклада определяемых согласно методике, изложенной в [1]:

$$CF = \int_0^{\infty} \left[\int_0^{\infty} S_c(\tau_c) \exp(-\tau_c) d\tau_c - S_l(\tau_c) \exp(-\tau_c) \right] \eta \exp(-\tau_l) d(\tau_c), \quad (2)$$

где S — функция источника, τ_c , τ_l — оптическая глубина в континууме и в линии, η — отношение коэффициентов поглощения в линии и в континууме.

Спектр мощности колебаний на высотном уровне z и в пространственной точке x рассчитывался с помощью оператора

$$P_{z,x}(\nu) = \text{FFT}[(V_{z,x}(t) \cdot W(t))],$$

где $W(t)$ — аподизирующее косинусное окно.

Амплитуда колебаний

$$A(z, \nu) = \left| \left[\sum_x P_{z,x}(\nu) \cdot P_{z,x}^*(\nu) \right] / n_x \right|^{1/2} \cdot n_l / \sum_l W(n_l),$$

где P^* — комплексное сопряженное от P , n_l и n_x — размерности массива V по временной и пространственной координатам.

На рис. 4 для частоты $\nu = 4.0$ мГц приводится наблюдаемое распределение амплитуд скорости с высотой (усредненное по всем z), а также теоретическое для суммы исходной, отраженной и рассеянной волн при $S = 0$ и при S , обеспечивающем наилучшее совпадение рассчитанной высотной зависимости амплитуд с наблюдениями. С наблюдениями сравни-

Рис. 4. Сравнение теоретического и наблюдаемого распределений амплитуд скорости с высотой: треугольники — наблюдения, сплошная линия — расчеты, штриховая линия — расчеты при $S = 0$, звездочки — свертка расчетной кривой с функциями вклада

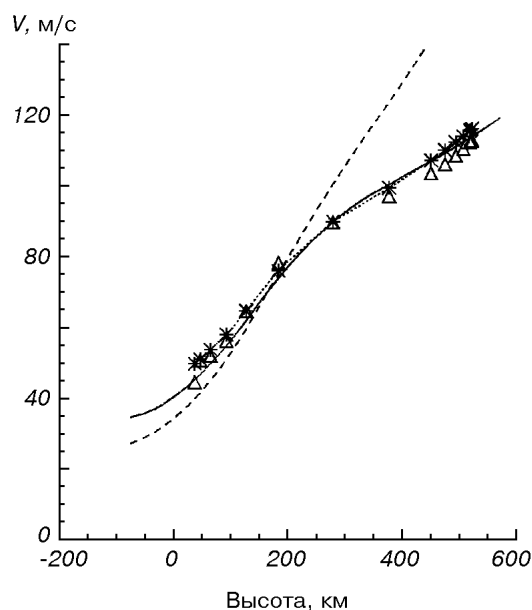
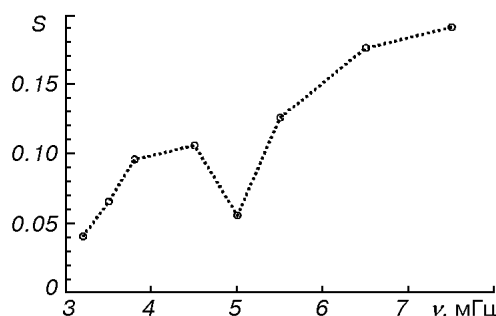


Рис. 5. Коэффициенты рассеяния, нормализованные к изотермическим слоям 100-км толщины



валась свертка теоретического распределения (4) с функциями вклада определяемых по формуле (2). На рис. 5 приводится зависимость оцененных таким способом коэффициентов рассеяния S от частоты волн. Отчетливо прослеживается тенденция роста рассеивания с частотой. Резкое уменьшение S на частоте 5 мГц можно объяснить быстрым увеличением амплитуд скорости на частотах, больших ω_A (переход от эванесцентных волн к распространяющимся). Для этой частоты наблюдаемое распределение амплитуд скорости с высотой при недостаточном спектральном разрешении искажается влиянием мощности от более высоких частот.

СУПЕРПОЗИЦИЯ ВОЛН

Итоговое поле отраженных на разных высотах волн имитировать сложнее. Для отраженной на z_r -уровне волны ее поведение на высотах $z < z_r$ можно описать выражением

$$V_z^{dn} = V_{z_r}^{up} G \left(1 - \frac{5}{6} S\right)^{n_{z_r} - n_z} \prod_z^{z_r} T_z^{dn} \exp \left[\int_z^{z_r} \left(-\frac{1}{2H_z} - ik_z \right) dz \right], \quad (3)$$

где $G = R_{z_r}^{up}$ для отраженных волн, $G = S/6$ для рассеянных волн, индекс «dn» указывает на обратное (сверху вниз) распространение волн.

Так как частичное отражение происходит по всей высоте атмосферы, то поле отраженных волн будет представлять собой суперпозицию волн,

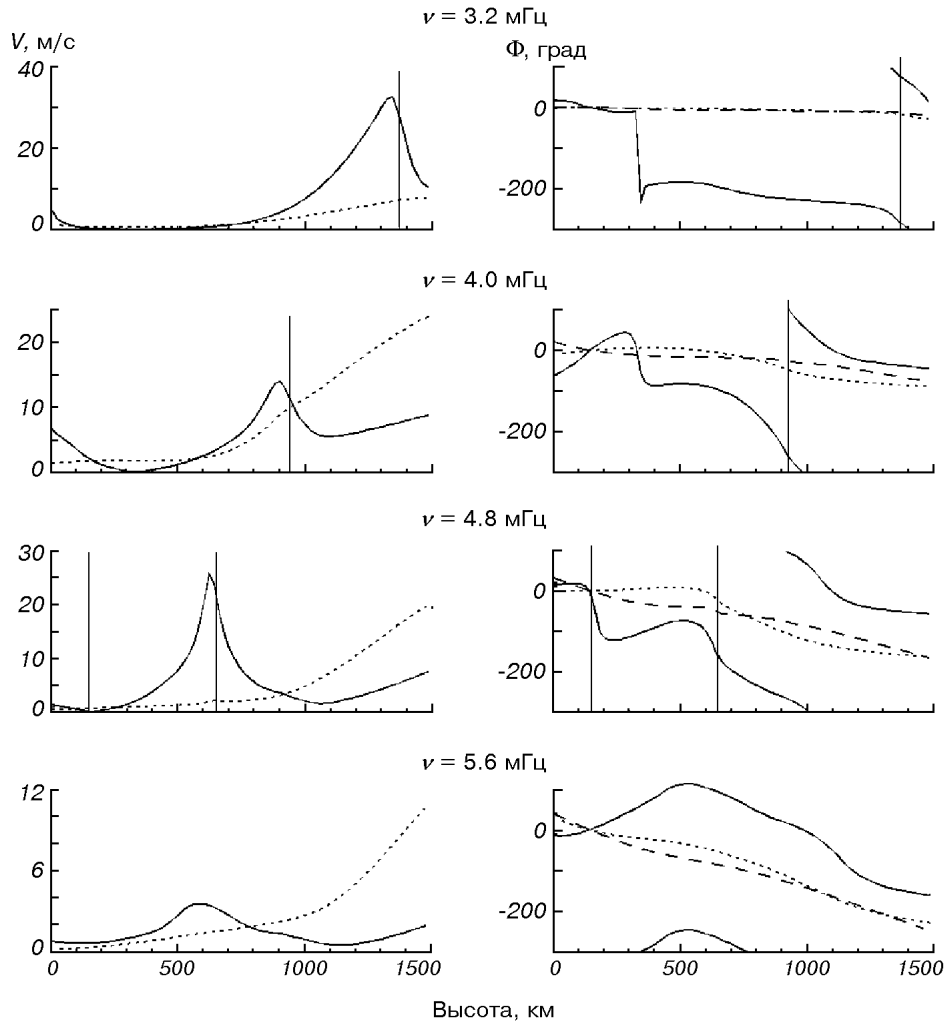


Рис. 6. Распределение с высотой амплитуд и фаз отраженных (сплошная линия) и рассеянных (точки) и фаз исходной поднимающейся волны (штриховая кривая). Вертикальной линией указаны высоты для которых $\omega_A = \omega$

отраженных на всех высотах

$$V_z^{dn} = V_z^{up} \int_z^\infty G \left(1 - \frac{5}{6} S \right)^{2(n_{z_r} - n_z)} \prod_z^{z_r} T_z^{dn} T_z^{up} \exp \left(- 2i \int_z^{z_r} k_z dz \right) dz, \quad (4)$$

На рис. 6 приводятся рассчитанные амплитудные и фазовые характеристики полей отраженных и рассеянных волн для некоторых частот. Отметим, что рассеянная или отраженная на некотором уровне волна при распространении сверху вниз имеет положительный сдвиг фаз. Однако итоговое суперпозиционное поле рассеянных волн неожиданно (на первый взгляд) демонстрирует отрицательный знак фаз. Эти волны выглядят так, как будто они распространяются снизу вверх! Это объясняется тем, что распространяющиеся вниз колебания вследствие положительного градиента плотности для них очень быстро затухают. Реальный вклад в итоговое суперпозиционное поле вносят только волны непосредственно под слоем рассеяния. Их фазовая картина в значительной степени несет отпечаток

распределения фаз исходных поднимающихся колебаний вдоль отражающих слоев.

По сравнению с рассеянными волнами фазовая картина суперпозиционного поля отраженных волн более сложна и в значительной степени определяется сдвигом фаз $\Phi_R = \text{arctg}R$ при отражении волн. В хромосфере они, подобно рассеянным волнам, также выглядят как распространяющиеся вверх, причем с еще большим фазовым сдвигом, нежели исходная идущая наружу волна. В фотосфере отраженные волны могут демонстрировать как отрицательный, так и положительный знак фаз.

Мощность поля отраженных волн увеличивается при приближении к высотам, на которых частота равна акустической частоте обрезания $\omega_A(z)$, т. е. где происходит сильное отражение, а также с увеличением высоты, где вследствие падения плотности резко увеличивается амплитуда исходной волны.

Учет суперпозиции волн приводит к смещению фазового 180° -скачка на более низкие высоты. Это объясняется незначительностью отражений в области температурного минимума. Поэтому для высот непосредственно под температурным минимумом (400—500 км) характер отраженных волн полностью определяется волнами отраженными на высотах выше области температурного минимума. Лишь в средней фотосфере, где увеличивается отражение с одной стороны, и уже существенно затухают волны, пришедшие после отражений в хромосфере с другой стороны, мы можем наблюдать фазовый скачок отраженных волн. На рис. 6 видно, что высота области скачка фаз уменьшается с увеличением частоты и совпадает с высотой наименьшей мощности поля отраженных волн. Однако наличие рассеянных волн, которые в области фазового скачка преобладают над отраженными волнами, приводит к полному размыванию фазового скачка в пространстве. Кроме этого, как мы увидим ниже, к исчезновению фазового скачка приводит наличие отражений более высоких порядков.

ОТРАЖЕНИЕ ВЫСОКИХ ПОРЯДКОВ

Отраженные волны, поменяв направление своего распространения, в свою очередь снова отражаются. Можно показать, что для отраженно-рассеянных волн m -го порядка справедливы следующие соотношения:

$$V_z^m = V_z^{m-1} \int_z^\infty \left(R_{z_r}^{\text{up}} + \frac{S}{6} \right) \left(1 - \frac{5}{6} S \right)^{2(n_{z_r} - n_z)} \prod_z^{z_r} (T_z^{\text{dn}} T_z^{\text{up}}) \exp \left(-2i \int_z^{z_r} k_z dz \right) dz_r \quad (5)$$

для $m = 1, 3, 5, \dots$, т. е. для волн, распространяющихся сверху вниз;

$$V_z^m = V_z^{m-1} \int_0^z \left(R_{z_r}^{\text{dn}} + \frac{S}{6} \right) \left(1 - \frac{5}{6} S \right)^{2(n_z - n_{z_r})} \prod_{z_r}^z (T_z^{\text{dn}} T_z^{\text{up}}) \exp \left(-2i \int_{z_r}^z k_z dz \right) dz_r \quad (6)$$

для $m = 2, 4, 6, \dots$, т. е. для волн, распространяющихся наружу. При этом $V_z^0 (m = 0)$ соответствует скорости исходной поднимающейся наружу волны. Формулы (5)—(6) описывают одновременно эффекты отражения и рассеяния волн.

Интересно, что для частот $\nu < 4.5$ МГц отраженные волны 2-го порядка на высотах выше 50—150 км имеют амплитуды, превышающие амплитуды отраженных волн 1-го порядка (рис. 7). Это происходит из-за того, что такие волны 1) генерируются после сильного отражения в нижней фотосфере и 2) направление их распространения (снизу наружу) подразумевает отрицательный градиент плотности в атмосфере, и следовательно, увеличение амплитуд с высотой.

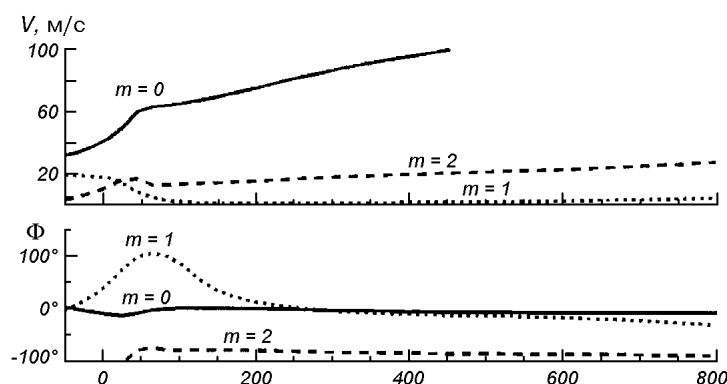


Рис. 7. Амплитудно-фазовые характеристики волн первого и второго порядков отражения для $\nu = 3.5$ мГц

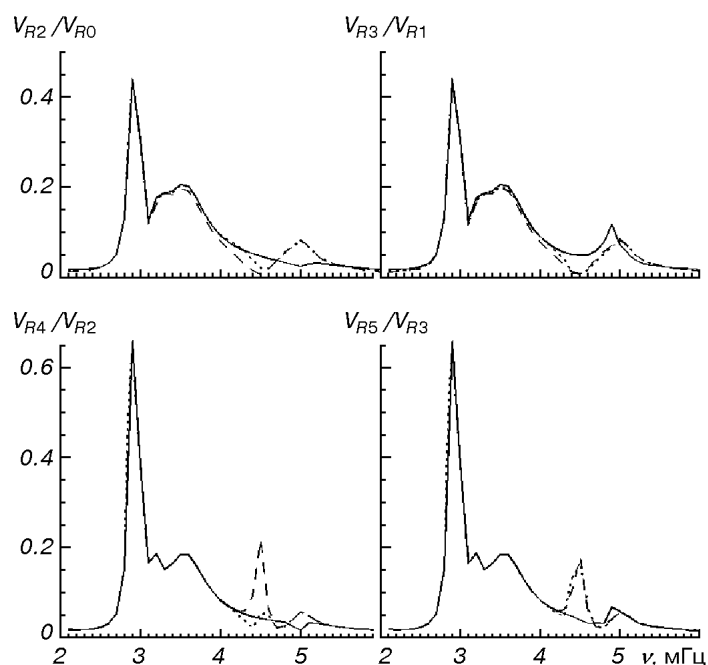
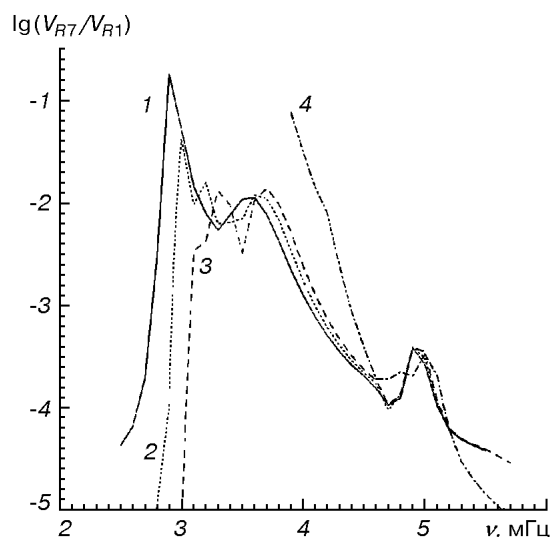


Рис. 8. Отношение амплитуд отраженных волн разных порядков для вертикально распространяющихся колебаний ($k_x = 0$) на высотах 250 км (сплошная линия), 750 км (точки) и 1250 км (штриховая)

Представляется интересным выяснить, как быстро затухают в солнечной атмосфере волны при многократном отражении. Сравнивая волны соседних порядков отражения, трудно оценить степень затухания отраженных волн из-за различия для соседних порядков знака градиента плотности. Поэтому мы рассчитали и представили на рис. 8 отношение амплитуд отраженных волн порядков m и $m + 2$, которые распространяются в одном направлении при одинаковых условиях. В области частот 2.5—4 мГц затухание минимально и не зависит от высоты, причем отношение амплитуд отраженных волн близко по величине для всех сравниваемых порядков, как распространяющихся сверху вниз так и для распространяющихся наружу. Следует отметить, что амплитуды коэффициентов отражения не имеют такой частотной зависимости какую можно видеть на рис. 8. Минимальное затухание на этих частотах, по-видимому, отражает глобальные резонансные свойства солнечной атмосферы для 5 минутных волн. Для вертикально распространяющихся волн можно выделить три таких резонансных пика: главный близ 2.9 мГц, более слабый близ 3.6 мГц и самый слабый близ 4.9 мГц. Причем на частоте главного пика волны затухают

Рис. 9. Отношение амплитуд отраженных волн разных порядков для волн, распространяющихся под разными углами: $k_x = 0$ (1), $k_x = 0.8 \text{ Мм}^{-1}$ (2), $k_x = 1.0 \text{ Мм}^{-1}$ (3), $k_x = 2.1 \text{ Мм}^{-1}$ (4)



очень слабо (отношение амплитуд 1.5—2 после двукратного отражения). Высота пиков несколько увеличивается при допущении нулевого рассеивания ($S = 0$), однако их частота сохраняется. Для наклонно распространяющихся волн частоты резонансных пиков увеличиваются (рис. 9).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В настоящей работе для гармонических акустических 5-мин волн исследованы характеристики установившихся полей отраженных волн скорости в приближении изотермической гравитационно-стратифицированной атмосферы для модели МАСККЛ. Показано, что коэффициенты отражения и прохождения сильно изменяются с высотой. Особенно впечатляет их изменение в области температурного минимума и на границе акустических волн $\omega_A(z)$. Для отраженных волн подтверждается наличие 180° -скачка в температурном минимуме. Получены выражения для расчетов характеристик отраженных волн разных порядков отражения. Численное моделирование распространения волн показывает, что для волн 1-го порядка отражения суперпозиция всех отраженных на разных высотах волн приводит к смещению этого скачка вниз в фотосферу. Однако наличие в области фазового скачка более мощных рассеянных волн и отражений более высоких порядков приводят к полному размыванию фазового скачка в пространстве и невозможности его наблюдений.

Суперпозиция отраженных волн демонстрирует, как правило, отрицательный знак фаз, который типичен для распространяющихся вверх волн. Это неожиданный результат, так как отдельная волна, отраженная на некоторой фиксированной высоте, при распространении вниз показывает положительный знак фаз. Отрицательный знак фаз возникает вследствие быстрого затухания отраженных вглубь волн из-за положительного градиента плотности. Поэтому реальный вклад в итоговое суперпозиционное поле вносят только волны непосредственно под слоем отражения. Их фазовая картина в значительной степени несет отпечаток распределения фаз исходных поднимающихся колебаний вдоль отражающих слоев.

Вторично отраженные волны по своей силе превышают волны первичного отражения и тоже имеют отрицательный знак фаз. В силу этого становится крайне затруднительным объяснить фазовый контраст на диагностических диаграммах [3—5].

Многokrатно отраженные волны в солнечной атмосфере испытывают минимальное затухание в области 2.5—4 мГц. Для вертикально распространяющихся волн существуют несколько таких резонансных пиков: главный, средний и слабый (близ 2.9, 3.6 и 4.9 мГц соответственно). Минимальность затухания на этих частотах, по-видимому, отражает глобальные резонансные свойства солнечной атмосферы для этих частот.

Исследования, выполненные в настоящей работе, нуждаются в дальнейшем продолжении. Очень интересно выяснить условия отражения и прохождения волн в неизоотермической атмосфере и эффекты суперпозиции при нестационарных волнах. Необходимо более тщательно исследовать условия рассеяния волн, особенно зависимость коэффициентов рассеяния от высоты, форму индикатрисы рассеяния, а также рассеяние от наклонно распространяющихся волн. Солнечная атмосфера неоднородна по своей природе, и условия отражения-пропускания должны сильно отличаться в гранулах и между ними. Пока не ясно, как учет такой неоднородности может повлиять на полученные результаты.

Работа выполнена за счет бюджетных средств Государственного фонда фундаментальных исследований (грант 02.07/00044), а также пр поддержке гранта INTAS 00-00084.

Автор благодарит Н. Г. Щукину, которая предоставила данные наблюдений.

1. Гуртовенко Э. А., Шеминова В. А. Глубины образования фраунгоферовых линий. — Киев, 1997.—35 с.—(Препринт / НАН Украины; ГАО-97-1Р).
2. Костык Р. И., Щукина Н. Г. Пятиминутные колебания и тонкая структура фотосферы Солнца. I // Кинематика и физика небес. тел.—1999.—15, № 1.—С. 25—37.
3. Deubner F.-L., Fleck B., Marmolino C., Severino G. Dynamics of the solar atmosphere IV. Evanescent waves of small amplitude // Astron. and Astrophys.—1990.—236, № 2.—P. 509—514.
4. Deubner F.-L., Fleck B., Schmitz F., Straus Th. Dynamics of the solar atmosphere V. Partial reflection and forced oscillation, and their signature in phase diagrams // Astron. and Astrophys.—1992.—266, № 1.—P. 560—567.
5. Deubner F.-L., Waldschik Th., Steffens S. Dynamics of the solar atmosphere VI. Resonant oscillations of an atmosphere cavity: observations // Astron. and Astrophys.—1996.—307, № 2.—P. 936—946.
6. Maltby P., Avrett E. H., Carlsson M., et al. A new sunspot umbral model and its variation with the solar cycle // Astrophys. J.—1986.—306, 1.—P. 284—303.
7. Marmolino C., Severino G., Deubner F.-L., Fleck B. Phases and amplitudes of acoustic-gravity waves II. The effects of reflection // Astron. and Astrophys.—1993.—278, № 2.—P. 617—626.
8. Mihalas D., Mihalas B. W. Foundation of Radiation Hydrodynamics. — New York: Oxford Univ. Press, 1984.
9. Mein N., Mein P. Velocity Waves in the Quiet Solar Chromosphere // Solar Phys.—1976.—49, N 2.—P. 231—248.
10. Provost J., Mein N. Wave reflection in the solar atmosphere // Solar Phys.—1979.—64, N 1.—P. 43—56.
11. Souffrin P. Hydrodynamics of an atmosphere disturbed by a subjacent turbulent convective zone // Ann. Astrophys.—1966.—29, N 1.—P. 55—101.
12. Spiegel E. A. The Smoothing of temperature fluctuations by radiative transfer // Astrophys. J.—1957.—126, № 1.—P. 202—207.

Поступила в редакцию 07.11.00