

НЕТРАДИЦИОННОЕ «ТРЕХЛУЧЕВОЕ» ОПИСАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЛИННЫХ ВОЛН В ПЕРЕХОДНЫХ УСЛОВИЯХ ДЕНЬ—НОЧЬ

Г. Ф. Ременец, В. А. Хидекель

Экспериментальные результаты по исследованию особенностей распространения СДВ и ДВ в начальной стадии восхода солнца на трассе распространения волн позволяют утверждать, что в случае трасс средней протяженности (несколько сот километров) вариации принимаемых сигналов начинаются со значений зенитного угла солнца в средней точке трассы $\chi = 100-98^\circ$ [1-3], а в случае длинных трасс ($s=1000-2000$ км) и спокойных геофизических условий восходные вариации ДВ сигналов начинаются раньше, с $\chi=103-100^\circ$ [4-6]. Указанная особенность представляется удивительной, так как чем длиннее трасса, тем угол падения первого ионосферного луча более скользкий. При $\chi=100-103^\circ$ D-область ионосферы в средней части трассы находится в тени видимого света и тем более (из-за существования озоносферы) в тени ультрафиолетовых лучей солнца [4].

Тем не менее, при дальнейшем распространении амплитуды ДВ сигналов претерпевают сильные немонотонные вариации, которые не могут быть объяснены, как нам представляется, с помощью допущения автора работы [4] о сильном осциллирующем изменении во времени коэффициента отражения первого ионосферного луча при обсуждаемых значениях χ . Такое допущение противоречит уже отмеченным выше данным наблюдения в средней зоне источника.

В предлагаемой работе делается попытка качественно объяснить названную особенность распространения ДВ на основе «многолучевости» ионосферного сигнала, порождаемой неоднородностью по эффективной высоте волноводной трассы в переходных условиях день—ночь. Как показал численный анализ, в течение некоторого промежутка времени на начальной стадии восхода солнца может существовать не один экстремальный путь для однократно отражающихся от ионосферы лучей, а три. Интерференция этих «лучей» может порождать немонотонные изменения ДВ сигнала на начальной стадии восхода для достаточно длинных трасс ($s > 600$ км).

Для численного анализа этого процесса была выбрана следующая цилиндрическая модель волновода. Нижняя стенка волновода (граница земля—воздух) образована цилиндром с радиусом Земли $a=6375$ км. Верхняя стенка волновода, имеющая вдоль трассы переменную высоту h , аппроксимировалась функцией

$$h = r - a = r_0 + 8 \operatorname{arctg} (2 \cdot 10^4 (\varphi - \varphi_0) / l) - a.$$

Здесь φ_0 , r_0 — координаты середины переходной области (рис. 1), $r_0 = 6447,5$ км, l — характеристическая длина переходной области в километрах. Она выбрана таким образом, чтобы изменение эффективной высоты на ее протяжении составило $4/5$ от максимального. Числовой коэффициент перед arctg подобран так, чтобы перепад высот $h_{\max} - h_{\min}$ был равен 25 км. Расстояние между точкой излучения A и точкой приема B по геодезической линии обозначено буквой s .

Движение переходной области по трассе моделировалось дискретным перебором значений φ_0 . Для каждого значения φ_0 находились точки отражения однократно отраженных от ионосферы «лучей». Согласно принципу Ферма точка отражающей поверхности будет точкой отражения одного из лучей, если сумма расстояний от нее до приемника и до источника достигает локального экстремума. Технически это выполнялось следующим образом: строился график зависимости величины $L = |CA| + |CB|$ (рис. 1) от положения точки C на отражающей поверхности ионосферы. Точки экстремумов кривой $L(\varphi)$ и являются точками отражения лучей в геометрикооптическом случае.

Примеры таких зависимостей для трех длин трасс $s=600, 1000, 1450$ км приведены на рис. 2а, б, в соответственно. В каждом из этих трех случаев выбрана своя независимая переменная φ и параметр φ_0 , нормированные на единицу для полудлины соответствующей трассы, т. е. $\varphi = 2a\varphi/s$

и $\varphi_0 = 2a\varphi_0/s$. Из указанного рисунка видно следующее. Во-первых, начиная с длины трассы $s=600$ км существуют такие положения переходной области, когда функция $L(\varphi)$ имеет три экстремума, и интервал по φ_0 существования таких трех «лучей» и разность их геометрических путей растут с увеличением расстояния s . Во-вторых, при $s=600$ км точка отражения традиционного ионосферного луча при определенных положениях переходной области смещается навстречу ей на расстояние, близкое к одной четверти длины всей трассы. При $s=1450$ и 1000 км это смещение достигает $1/3$ длины всей трассы. Однако нельзя забывать, что численный результат для случая $s=1450$ км

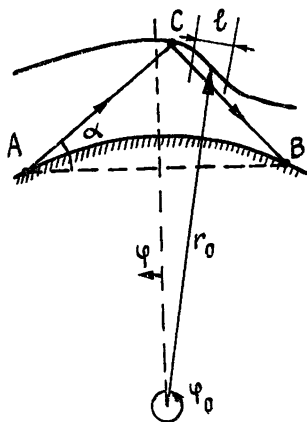


Рис. 1.

не может быть применен непосредственно к интерпретации эксперимента из-за невозможности прямого хода луча из источника в смещенные к приемнику точки отражения по причине кривизны земной поверхности.

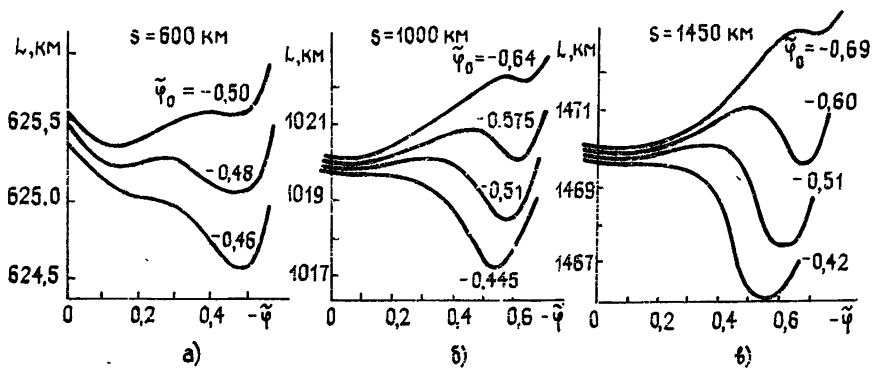


Рис. 2.

Качественный результат нашего (формального) анализа следующий: сначала, пока переходная область далеко, существует только один луч (рис. 3), затем при приближении области появляются еще два «луча», и еще через некоторое время остается снова один луч.

Из данных рис. 2 находится разность фаз между различными «лучами» при известной частоте сигнала. При этом вклад в суммарное поле разные лучи вносят разный. Это связано, во-первых, с различными коэффициентами отражения и, во-вторых, с фокусирующим или дефокусирующим эффектом вследствие кривизны отражающей поверхности.

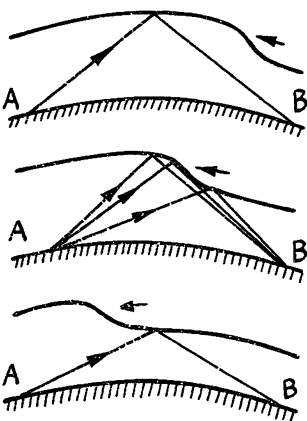


Рис. 3.

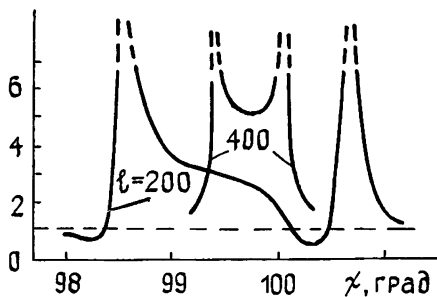


Рис. 4.

Работа носит оценочный характер, поэтому отличием в коэффициенте отражения трех «лучей» пренебрегалось. Зато фокусирующий эффект, как показали вычисления, важен. Коэффициент фокусировки η в двумерном случае определялся следующим образом [7]. Пусть от источника выходит пучок лучей в интервале угла $\Delta\alpha$. Отразившись от верхней границы, этот пучок будет иметь ширину b . Если бы верхней границы не было, то пучок, пройдя то же самое расстояние L , имел бы ширину b_1 , равную $L\Delta\alpha$. Коэффициент фокусировки η определен следующим образом:

$$\eta = \lim_{\Delta\alpha \rightarrow 0} b_1/b.$$

Если же теперь задать уравнение отражающей поверхности в виде $r=r(\varphi, \varphi_0, r_0)$, приведенном выше, то для η выводится следующее выражение:

$$\frac{1}{\eta} = 1 + \frac{r''r - 2r'{}^2 - r^2}{(r \cos \varphi + r' \sin \varphi)(r^2 + r'{}^2)} 2L_1L_2 \left[L \left(\sin \alpha - \frac{r' - r \operatorname{tg} \varphi}{r + r' \operatorname{tg} \varphi} \cos \alpha \right) \right]^{-1}.$$

Здесь r' и r'' означают соответственно первую и вторую производные от r по φ , значение функций r, r', r'' , а также значение φ берутся в точке отражения луча, угол α понятен из рис. 1, $L_1=|AC|$, $L_2=|BC|$.

На рис. 4 по горизонтальной оси отложены зенитные углы солнца в средней точке трассы χ , по вертикали — суммарная интенсивность трех «лучей» с учетом их

фокусировки для случая $s=1450$ км и для длин переходной области $l=200$ и 400 км. Переход от угловой координаты середины переходной области φ_0 к углу χ осуществлялся из предположения, что середина переходной области находится на границе тени от земной поверхности, высота которой над поверхностью земли однозначно связана с углом χ в данной точке.

Вычисления также показали, что при $s=1450$ км максимальная длина переходной области, когда еще возникают дополнительные «лучи», равна 550 км.

Вычисления для трассы длиной 1450 км проводились для сравнения их результатов с экспериментальными данными по регистрации сигналов радиостанции MSF (60 кГц) [6]. В указанном эксперименте на восходе в спокойных геофизических условиях (23—27 августа и 14—17 сентября 1978 г.) в интервале зенитных углов $\chi=100$ — 102° наблюдается интерференционный максимум.

Близость указанных расчетных и экспериментальных значений интервала χ , когда в эксперименте реализуется первый интерференционный максимум, указывает на то, что обсуждаемый «трехлучевой механизм» распространения ДВ на начальной стадии восхода должен учитываться при анализе экспериментальных данных. Отсутствие в эксперименте больших возрастных амплитуды сигнала (больше 30—50% по результатам работы [6]) за счет фокусировки лучей не является удивительным, так как, во-первых, реальное отражение ДВ от ионосферы происходит не по законам геометрической оптики, а сложнее, из-за перекрытия первых зон Френеля для обсуждаемых «лучей». И, во-вторых, при частоте радиосигнала 60 кГц его отражение происходит не от резкой границы (верхней стенки), а от области ионосферы, толщина которой по высоте только в два-три раза меньше перепада эффективной высоты от дня к ночи [8, 9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Sechrist C. F. — J. Atm. Terr. Phys., 1968, 30, № 3, p. 371.
2. Куме Г. А., Кнут Р., Вагнер Х. У. — Геомагнетизм и аэрономия, 1969, 9, № 6, с. 1027.
3. Sayal Amla, Singh Darcham, Gurm H. S. — Indian Radio Space Phys., 1983, 12, № 3, p. 74.
4. Belrose J. S. In: Propagation of radio waves at frequencies below 300 Kc/s. — N. Y., 1963, p. 149.
5. Robert H. Doherty. — Radio Science, 1967, 2, № 6, p. 645.
6. Ременец Г. Ф., Лещенко В. С. — Геомагнетизм и аэрономия, 1983, 23, с. 935.
7. Cory H., Thriel J. — Radio Science, 1971, 6, № 7, p. 717.
8. Рыбачев С. Т. — Изв. вузов — Радиофизика, 1972, 15, № 9, с. 1300.
9. Кириллов В. В. В кн.: Проблемы дифракции и распространения волн. — Л.: Гос. ун-т, 1978, вып. 16, с. 99.

Ленинградский государственный
университет

Поступила в редакцию
1 июля 1985 г.

УДК 539.2

О СДВИГЕ ЛИНИЙ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИОНОВ ДАВЛЕНИЕМ ГАЗОВ

А. Ф. Крупнов, В. А. Скворцов

Сдвиги спектральных линий молекул давлением газов исследовались нами в [4, 2]. Изучение их необходимо при определении эталонных свойств молекулярных спектров [3]. Возможны применения явления сдвига линий к изучению межмолекулярных взаимодействий и свойств молекул [4]. В связи с этим представляет интерес рассмотрение вопроса о возможных сдвигах давлением газов линий таких новых для молекулярной спектроскопии объектов, как молекулярные ионы, тем более, что преобладающий механизм возникновения сдвигов линий для них может, по-видимому, отличаться от рассматривавшихся ранее механизмов для нейтральных молекул. До появления экспериментальных данных об уширении спектральных линий молекулярных ионов давлением [5] оценки уширения линий ионов отличались в 20—30 раз [5]. Оценка же сдвигов линий, как правило, более затруднительна [6].

В силовых взаимодействиях молекулярных ионов с окружающими нейтральными частицами по данным, полученным из изучения уширения линий ионов [7], преобладает взаимодействие «монополь иона — индуцированный диполь нейтральной молекулы или атома». Для параметра соударения, меньшего, чем определенный критический, такое взаимодействие приводит к притяжению иона и нейтральной частицы и к жесткому соударению, т. е. обрыву цуга и уширению линий. Уширение линий молекулярных ионов при этом, по данным [5, 7], в несколько раз превышает уширение линий нейтральных молекул в тех же условиях, что используются для различения линий ионов от линий нейтральных молекул [7].