

Авторы благодарны Е. А. Бенедиктову за полезную критику, И. П. Капустину, А. М. Ройзену, А. А. Ульянченко за обеспечение работы возмущающей установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Иткина М. А., Митяков Н. А., Терина Г. И., Толмачева А. В., Шавин П. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1821.
2. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Терина Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 10, с. 1418.
3. Толмачева А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 3, с. 278.
4. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г., Игнатъев Ю. А., Комраков Г. П. — Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, № 10, с. 497.
5. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г., Иткина М. А., Терина Г. И., Толмачева А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 8, с. 1220.
6. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гуляева Т. Л., Терина Г. И. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1979, 19, № 6, с. 1012.
7. Капустин И. Н., Перцовский Р. А., Ульянченко А. А. Исследование ионосферы и магнитосферы методами активного воздействия. — Апатиты, 1977, с. 3.
8. Мисюра В. А., Шлюгер И. С., Часовитин Ю. К., Пивень Л. А., Черногор Л. Ф., Сомов В. Г. Космические исследования на Украине. — Киев: Наукова думка, 1974, с. 63.

Харьковский государственный университет

Поступила в редакцию
2 апреля 1984 г.,
в окончательном варианте
5 июля 1984 г.

УДК 621.396.24

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ В ОТКЛОНЯЮЩЕЙ ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ПОЛЯ ВБЛИЗИ МЕРТВОЙ ЗОНЫ

А. П. Аютин, В. Г. Галушко, Ю. М. Ямпольский

Экспериментальные исследования полей КВ радиосигналов в окрестности пространственной каустики (границы мертвой зоны) показывают, что в ряде случаев их структура имеет регулярный характер и влиянием случайных возмущений ионосферы можно пренебречь [1, 2]. При интерпретации получаемых в этом случае результатов возникают две проблемы. Первая из них связана с определением метода расчета, наиболее полно (точно) описывающего поле в этой области. Вторая — это выбор адекватной реальности модели высотного профиля электронной концентрации $N(z)$.

Поскольку поле вблизи мертвой зоны в радиоосвещенной области образуется лучами, отражающимися в области максимума $N(z)$ ионосферы, то естественно ожидать, что параболическая аппроксимация достаточно точно соответствует истинному профилю электронной концентрации. В рамках такой модели поле отраженной цилиндрической волны E может быть представлено интегралом Фурье по плоским волнам [3]:

$$E(x) = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{R(\alpha)}{\sqrt{1-\alpha^2}} \exp\left(-i\alpha \frac{\omega}{c} x - 2i \frac{\omega}{c} z_0 \sqrt{1-\alpha^2}\right) d\alpha. \quad (1)$$

Здесь z_0 — координата границы ионосферного слоя, $R(\alpha)$ — коэффициент отражения плоской волны от параболического слоя, равный в ВКБ-приближении следующей величине:

$$R(\alpha) = \exp\left\{\left[-2i \frac{\omega}{c} \int_{z_0}^{z_n} \sqrt{\varepsilon(z) - \alpha^2} dz\right] - i \frac{\pi}{2}\right\}, \quad (2)$$

где z_n — корень уравнения $\varepsilon(z) = \alpha^2$, c — скорость света, $\varepsilon(z) = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$ — относительная диэлектрическая проницаемость плазменного слоя, ω_p — плазменная частота слоя, ω — рабочая частота.

Выражение (1) совпадает с результатами метода интерференционного интегрального представления [4] и является равномерной относительно точки наблюдения асимптотикой поля. Применение к (1) метода стационарной фазы приводит к формулам геометрической оптики [5], а его локальная каустическая модификация — к формулам локальной каустической асимптотики [6].

На рис. 1 представлена структура поля в окрестности мертвой зоны, рассчитанная указанными выше тремя методами: сплошная линия — интегральное представление, штрихпунктирная — локальная каустическая асимптотика, точки — геометрическая оптика. Параметры параболической модели, для которых проведены расчеты, и экспериментальная дистанционная зависимость поля $E(x)$ определялись по описанной в [1] методике и соответствуют записи, полученной на короткой трассе ($D \approx 640$ км) 13.01.82 г. (на рисунке экспериментальные данные представлены пунктирной линией). Рабочая частота была ~ 10 МГц. Амплитуда поля нормировалась по первому интерференционному минимуму. Из рисунка видно, что:

- 1) метод геометрической оптики хорошо описывает фазовую структуру поля в радиоосвещенной области вплоть до первого интерференционного максимума,
- 2) локальная одночленная каустическая асимптотика дает более быстрое спадание поля в области радиотени по сравнению с экспериментом,
- 3) интегральное представление (1) наиболее точно описывает фазовую структуру поля как в зоне радиотени, так и в радиоосвещенной области;
- 4) наблюдается значительное отличие расчетных и экспериментальных максимумов амплитуды поля $E(x)$, которое увеличивается с удалением точки наблюдения в радиоосвещенную область.

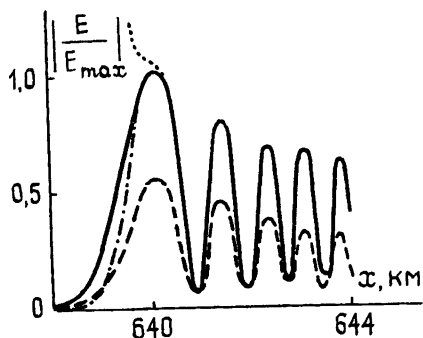


Рис. 1.

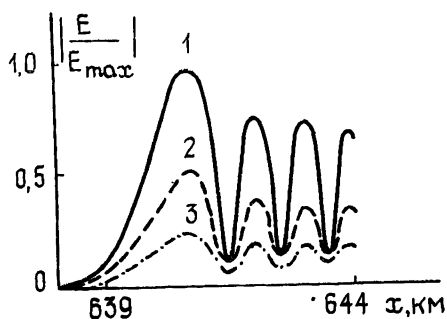


Рис. 2.

Одной из возможных причин такого поведения амплитуды поля $E(x)$ является пренебрежение поглощением в ионосфере. Действительно, рассуждая в рамках геометрической оптики, можно ожидать, что поглощение неодинаковым образом повлияет на амплитуды верхнего и нижнего лучей из-за различия их траекторий в плазменном слое. Вообще говоря, следовало бы учесть поглощение и в неотклоняющейся области ионосферы. Однако поскольку размеры этой области невелики и траектории лучей здесь отличаются незначительно друг от друга, то ее вкладом можно пренебречь.

Поэтому в дальнейшем будем полагать, что диэлектрическая проницаемость F -области ионосферы определяется выражением

$$\varepsilon(z) = 1 - \omega_p^2(z) / \omega(\omega - iv), \quad (3)$$

где ν — эффективная частота соударений. Отметим, что в (3) ν не зависит от высоты z . Поэтому под эффективной частотой соударений следует понимать некоторое среднее значение для данного слоя (см., например, [7]).

Результаты расчета $E(x)$ по формуле (1) с учетом (3) представлены на рис. 2. Видно, что с увеличением отношения $s = \nu/\omega$ положение интерференционных максимумов и минимумов практически не меняется по сравнению со случаем, когда потери отсутствуют ($s=0$). В интерференционных максимумах наблюдается уменьшение амплитуды, а глубина интерференционных минимумов меняется незначительно (кривая 1 — $s=0$, 2 — $s=5 \cdot 10^{-5}$, 3 — $s=10^{-4}$).

На рис. 3 представлены дистанционные зависимости отношения амплитуд верхнего E_n и нижнего E_n лучей, $m(x) = E_n/E_n$, как экспериментальные, так и рассчитан-

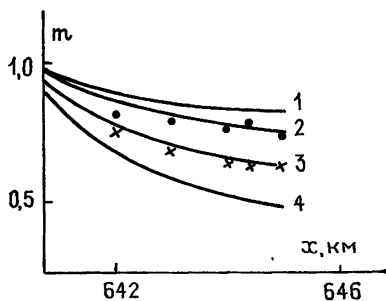


Рис. 3.

ные по формуле (1) с учетом поглощения в ионосфере. Экспериментальные значения $m(x)$, полученные для двух дней наблюдения 13.01.82 г. (крестики) и 20.04.81 г. (точки), определялись по формуле

$$m(x_i) = [E_{\max}(x_{i+1}) - E_{\min}(x_i)] / [E_{\max}(x_{i+1}) + E_{\min}(x_i)], \quad (4)$$

где $E_{\max}(x_{i+1})$ — величина $(i+1)$ -го максимума, $E_{\min}(x_i)$ — величина i -го минимума (кривая 1— $s=0$; 2— $s=10^{-5}$; 3— $s=5 \cdot 10^{-5}$; 4— $s=10^{-4}$).

Из рисунка видно, что наилучшее совпадение расчетных и экспериментальных значений наблюдается при величине параметра $s=10^{-5}$ для 20.04.81 г. и $s=5 \cdot 10^{-5}$ для 13.01.82 г. Полученные оценки ν , равные соответственно 1260 c^{-1} и 3140 c^{-1} , находятся в хорошем согласии с данными для эффективной частоты соударений F -области ионосферы, приведенными в [7].

Таким образом, учет поглощения в ионосфере позволяет устранить различие в теоретической и экспериментальной дистанционных зависимостях амплитуды поля $E(x)$ вблизи границы мертвой зоны и оценить эффективную частоту соударений F -области ионосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блюх П. В., Галушко В. Г., Ямпольский Ю. М. Препринт ИРЭ АИ УССР № 194. — Харьков, 1982.
2. Чернов Ю. А., Жильцов А. У. — Геомагнетизм и аэрономия, 1982, 22, № 3, с. 508.
3. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. — М.: Наука, 1973, с. 158.
4. Орлов Ю. И., Демин А. В. В кн.: Распространение дециметровых радиоволн. — М.: ИЗМИРАН, 1983.
5. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. — М.: Наука, 1980.
6. Budden K. G. Radio Waves in the Ionosphere. — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1961, p. 185.
7. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн в ионосфере. — М.: Наука, 1972, с. 347.

Институт радиофизики и электроники
АИ УССР

Поступила в редакцию
28 апреля 1984 г.

УДК 538.56

О БАЙЕСОВСКОЙ ОЦЕНКЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ

В. И. Тихонов, А. И. Федоров

Одной из основных задач математической статистики является оценка неизвестной функции распределения вероятностей $F(x)$ случайной величины ξ по независимой выборке $x_N = \{x_1, x_2, \dots, x_N\}$ конечного объема N . При традиционном методе решения такой задачи [1-3] из совокупности конкретных наблюдений значений x_N подсчитывают число n значений, которые по величине меньше x' . В качестве оценки $F(x)$ в точке x' принимают значение

$$F^*(x') = n/N. \quad (1)$$

Такой метод оценки имеет два недостатка: 1) не учитываются предварительные (априорные) сведения о характере случайной величины ξ , которыми обычно располагает наблюдатель до получения выборки, и 2) невозможно заранее определить требуемый объем выборки N для получения оценки $F(x)$ с заданной дисперсией ошибки. Этот недостаток устраняется при байесовском подходе к решению задачи. Он изложен в [4].

Примем, что ξ — непрерывная случайная величина, и на основании физических представлений о ней зададимся некоторой априорной плотностью вероятности $P_{pr}(F)$ для $F(x')$, где $0 \leq F(x') \leq 1$. Пусть проведено N независимых наблюдений, в результате которых в n случаях оказалось, что $x_i < x'$, причем случайная величина n равномерно распределена, т. е. $P(n) = 1/N$. Тогда апостериорная плотность вероятности будет определяться биномиальным законом:

$$P_{ps}(F) = P(F|N) = C P_{pr}(F) L(F), \quad (2)$$

где $L(F) = F^n (1-F)^{N-n}$ — функция правдоподобия, C — постоянная, не зависящая от F и определяемая из условия нормировки плотности вероятности к единице:

$$C = \left[\int_0^1 P_{pr}(F) L(F) dF \right]^{-1}. \quad (3)$$