

Предположим, что предельно допустимое значение способности создавать сциентные эффекты техногенного воздействия имеет следующее значение:

$$S_{эте}^{nd} = 5 \cdot e, Hn . \quad (14)$$

Сравнение вычисленных значений способности технического устройства создавать сциентные эффекты воздействий с предельно допустимым значением позволяет относить выявленные техногенные воздействия к опасным или неопасным.

Вывод

Применение показателя способности создавать сциентные эффекты дает возможность сравнивать техногенные воздействия в сопоставимых единицах, а также выявлять опасные.

Литература:

1. ГОСТ 60027-3–2016 Логарифмические и относительные величины и единицы измерений. – URL: <http://1000gost.ru/Index/63/63691.htm?ysclid=llynlx9jis318098144> (дата обращения 31.08.2023).

DOI: 10.25728/iccss.2023.96.22.046

Еременко В.А., Манаенкова Н.И.

Оценка границ безопасного диапазона длины импульсов при наклонном зондировании ионосферы

Аннотация: Рассматривается проблема зондирования ионосферы высокочастотным радиоизлучением при наклонном распространении. Для описания волновой картины используется приближение геометрической оптики. Особое внимание уделяется анализу волнового поля в окрестности каустики – огибающей семейства лучевых траекторий. Показано, что в отличие от монохроматического излучения, форма короткого импульса

при отражении от каустики значительно меняется. Изменения формы импульса могут приводить к существенному увеличению амплитуды отраженного сигнала.

Ключевые слова: распространение радиоволн; ионосфера; наклонное зондирование; ионосфера; каустика, функция Эйри

Введение

После открытия ионосферного плазменного слоя эта среда стала предметом пристального внимания научного сообщества. Потребности радиосвязи и ее бурное развитие стали мощным стимулом интенсификации исследований процессов распространения радиоволн в ионосферной плазме. В частности, широкое использование в этих процессах получила процедура вертикального и наклонного радиозондирования ионосферы [1]. Для описания наклонного зондирования ионосферы воспользуемся приближением геометрической оптики [2]. В этом приближении амплитуда волны обратно пропорциональна расходимости лучей. Однако в слоистой среде, такой, как ионосфера, семейство лучей имеет огибающую, каустику. При приближении к каустике лучевая расходимость стремится к нулю и, соответственно, амплитуда волны стремится к бесконечности в рамках приближения геометрической оптики. Пример достаточно типичной для ионосферы лучевой картины приведен на рисунке 1. На этом рисунке видна огибающая, вблизи которой интенсивность волнового поля возрастает, и лучевое приближение не применимо.

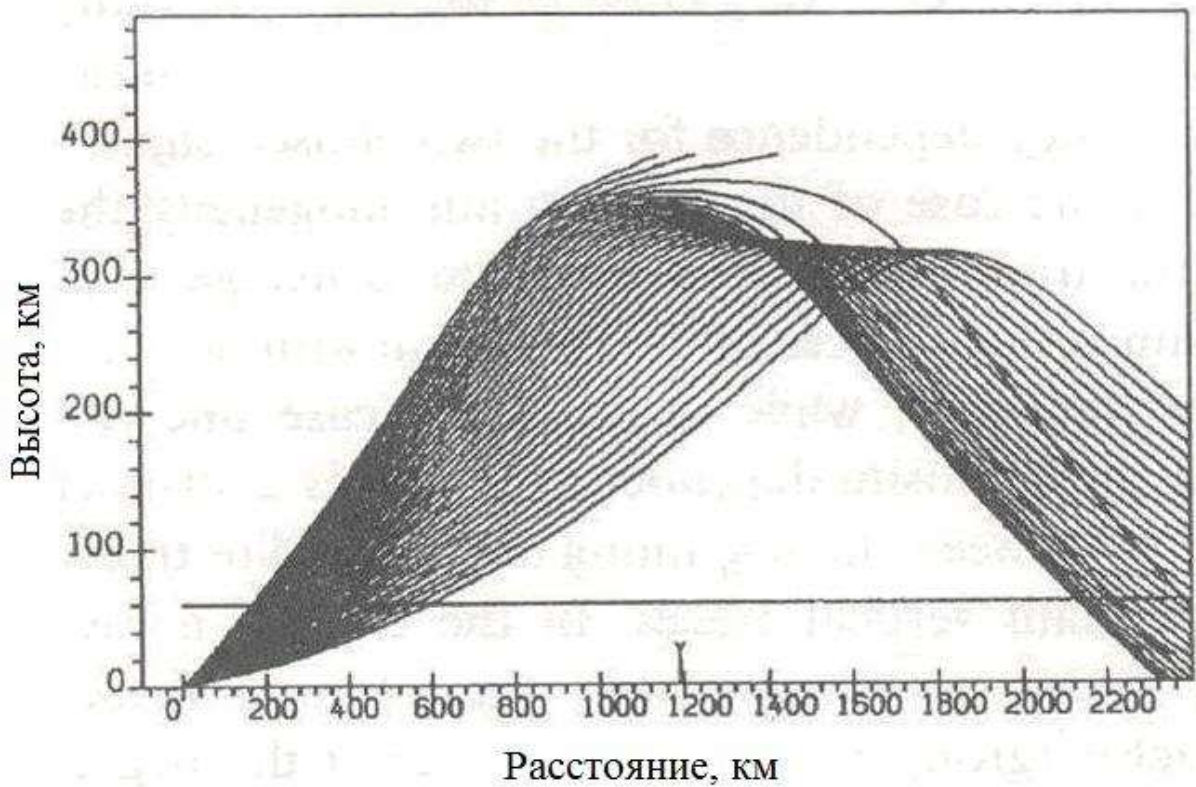


Рисунок 1 – Типичная лучевая картина распространения радиоволн в ионосфере

Постановка задачи

В малой окрестности каустики можно выделить пограничный слой [3], в котором волновое поле описывается в главном приближении уравнением:

$$y \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 0. \quad (1)$$

Решение последнего представляем в виде интеграла Фурье:

$$\Phi = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon^{-iwx} \varphi(w) Ai(-|w|^{2/3} y) dw. \quad (2)$$

Функция $\varphi(w)$ определяется из граничных условий при $y \rightarrow \infty$, где $Ai(z)$ – функция Эйри, затухающая по экспоненциальному закону в области тени при $z \rightarrow \infty$:

$$Ai(z) \rightarrow z^{-1/4} \exp\left(-\frac{2}{3}z^{3/2}\right). \quad (3)$$

В освещенной области при $z \rightarrow -\infty$:

$$Ai(z) \rightarrow z^{-1/4} \left[\exp\left(i \frac{2}{3}z^{3/2} + i \frac{\pi}{4}\right) + \exp\left(-i \frac{2}{3}z^{3/2} - i \frac{\pi}{4}\right) \right]. \quad (4)$$

Таким образом, в освещенной области волновое поле распадается на падающую и отраженную волны:

$$\Phi \approx \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(w) (\varepsilon^{-i w p} + \varepsilon^{-i w q}) dw, \quad (5)$$

где $p = x + \frac{2}{3}y^{3/2}$ – фронт падающей волны;

$q = x - \frac{2}{3}y^{3/2}$ – фронт отраженной волны.

Будем считать, что падающая волна имеет форму импульса, заданную функцией:

$$\Phi \approx y^{-1/4} f(p). \quad (6)$$

Тогда несложно получить выражение для коэффициента Фурье:

$$\phi(w) = -|w|^{5/6} (1 + i \operatorname{sign} w) \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon^{i w p} f(p) dp. \quad (7)$$

Далее, для отраженного сигнала получим выражение:

$$\Phi \approx \frac{1}{2\pi} y^{-1/4} \int_{-\infty}^{\infty} \beta(w) \varepsilon^{-i w q} dw, \quad (8)$$

$$\text{где } \beta(w) = i \operatorname{sign} w \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon^{i w p} f(p) dp$$

Подставим $\beta(w)$ в выражение для отраженной волны. После преобразования выражение будет приведено к виду:

$$\Phi \approx y^{-1/4} (V.p. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(q - \xi)}{\xi} d\xi). \quad (9)$$

где $V.p.$ – главное значение интеграла.

Таким образом, получаем выражение для отраженного сигнала в виде свертки падающего сигнала с ядром типа $K(x) = \frac{1}{x}$.

В качестве наглядного примера [4] рассмотрим приходящий к каустике сигнал П-образной формы:

$$f(p) = \theta(p - \lambda) - \theta(p + \lambda), \quad (10)$$

где $\theta(x)$ – функция Хэвисайда, λ – половина длины импульса.

В этом случае отраженный сигнал будет иметь вид:

$$U(q) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(p)}{q - p} dp = \ln(q + \lambda) - \ln(q - \lambda). \quad (11)$$

В отраженном сигнале появляются логарифмические особенности при $q = \pm \lambda$. В реальности, конечно, амплитуда будет ограничена, тем не менее, можно ожидать, что интенсивность сигнала возрастет значительно.

Далее, рассмотрим модель сигнала, которая более приближена к реальной ситуации:

$$f(p) = \begin{cases} 1 - (x/\lambda)^2 & \text{при } x \in (-\lambda, \lambda) \\ 0 & \text{при } x \notin (-\lambda, \lambda) \end{cases}. \quad (12)$$

В этом случае отраженный сигнал описывается выражением:

$$f(q) = \int_{-\lambda}^{\lambda} \frac{1 - (x/\lambda)^2}{q - x} dx = (1 - (q/\lambda)^2) \ln \left| \frac{q + \lambda}{q - \lambda} \right| + 2q/\lambda. \quad (13)$$

Из этой формулы видно, что для падающего импульса, описываемого непрерывной функцией (12), отраженный сигнал не имеет бесконечных всплесков. Однако интенсивность этого сигнала обратно пропорциональна длине приходящего к каустике импульса и может быть очень большой при малых λ , то есть, при очень коротком импульсе в падающем излучении. На рисунке 2 приведен график зависимости амплитуды отраженного сигнала от нормированного расстояния вдоль луча, – величины q/λ .

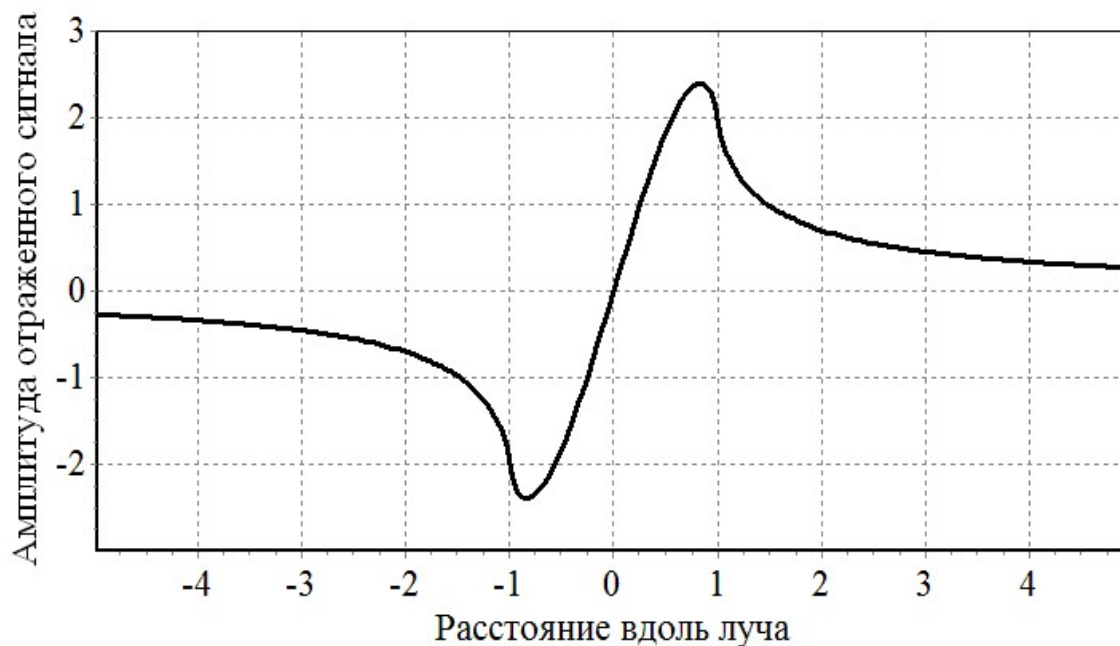


Рисунок 2 – Форма отраженного сигнала

Видно, что амплитуда отраженного сигнала максимальна в окрестности $q = \pm \lambda$. Конечно, на практике зондирующий импульс может описываться функцией, заметно отличающейся от формулы (12), но суть явления от этого не изменится.

Заключение

В ионосферных исследованиях наклонного распространения радиоволн особое внимание уделяется области повышенной интенсивности волны в окрестности каустики [5]. Монохроматическое излучение при отражении от каустики сохраняет свою форму, теряя четверть длины волны, что приводит к изменению Фурье-спектра волны, а именно, синусные компоненты становятся косинусными и наоборот. Ситуация напоминает дифференцирование функции, описывающей зондирующий импульс. Поэтому форма отраженного от каустики сигнала сильно отличается от формы приходящего к каустике импульса. В итоге такая рутинная процедура как зондирование ионосферы импульсным радиоизлучением, даже не слишком большой интенсивности, может оказаться совсем не безобидной. Возникающие при этом особенности в отраженном от каустики

излучении могут приводить к резкому увеличению интенсивности излучения, что небезопасно для окружающей среды.

Литература

1. *Bochkarev G.S., Eremenko V.A., Cherkashin Yu.N.* Radio wave reflection from quasi-periodic disturbances of the ionospheric plasma // *Space Research*. – 1988. – Vol. 8. № 1. – P. 255-260.

2. *Бабич В.М., Булдырев А.В.* Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн. – М.: Наука, 1972. – 456 с.

3. *Buchal R.N., Keller J.B.* Boundary layer problems in diffraction theory // *Communication Pure and Applied Mathematics*. – 1960. – Vol.13. № 1. – P. 85-114.

4. *Еременко В.А.* О структуре поля скоростей в окрестности каустики // *Прикладная математика и механика*. – 2017. – Т. 41. №6. – С. 1126-1130.

5. *Bochkarev G.S., Krashennnikov I.V., Sales G.S.* The effects of powerful oblique radio transmission on the ionosphere on vertical sounding data // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrrestrial Physics*. – 1997. – Vol. 59. № 18. – P. 2305-2311.

DOI: 10.25728/iccss.2023.22.54.047

Скворцов О.Б., Сташенко В.И.

Вибрационная прочность и усталость электромеханического оборудования

Аннотация: Рассмотрены причины вибрации проводящих элементов электрического энергетического оборудования. Отмечено, что кроме возбуждения вибрации подвижными элементами и магнитными полями от соседних проводников также возможна генерация колебаний проводящих элементов в собственном магнитном поле как в продольном, так и в поперечном направлениях. Процессы развития усталостных повреждений электропроводящих элементов связаны с их пониженным порогом пластической деформации и применением в современном