

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 550.388:551.510.535,551.510 536

**О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ НОЧНОЙ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ
МЕТОДОМ КРОССМОДУЛЯЦИИ**

Л. Ф. Черногор

Известно, что в классическом эксперименте [1] по кроссмодуляции (КМ) коротких импульсов сначала излучается зондирующий радиоимпульс. Последний, отразившись выше *D*-области ионосферы и распространяясь вниз, встречается на некоторой высоте \tilde{z} с греющим импульсом. Ниже высоты \tilde{z} имеет место нелинейное взаимодействие радиоимпульсов. Изменение \tilde{z} обеспечивает высотное разрешение метода. Специфика эксперимента не позволяет применять греющие импульсы длительностью τ_1 более ~ 100 мкс (см, например, [1, 2]). Величина τ_1 определяет верхнюю границу исследуемых высот z_m . При $\tau_1 \sim 100$ мкс $z_m \sim 80$ км (см. ниже). По этой причине метод фактически не применим для исследования ночной нижней ионосферы.

От указанного недостатка можно избавиться, если модифицировать метод*. Предположим, что сначала излучается греющий радиоимпульс, спустя время τ посылается зондирующий радиоимпульс. В данном случае величина τ_1 может быть существенно больше 100 мкс, что позволит исследовать также высоты $z \geq 80$ км.

Цель данной работы — иллюстрация возможности использования модифицированного метода КМ для исследования ионизации в ночной нижней ионосфере.

Метод КМ применим для исследования той части ионосферы, где время становления t_T температуры электронов T_e не больше τ_1 . Время t_T при $T_e/T_{e0} \leq 5-7$ одного порядка со временем $t_{T0} = (\delta_0 \nu_0)^{-1}$. Оно существенно изменяется с высотой (табл. 1). В этой формуле δ_0 — эффективный коэффициент передачи энергии электронами при соударениях, ν_0 — эффективная частота соударений (здесь и далее индексом «0» обозначены параметры невозмущенной ионосферы).

Таблица 1

$z, \text{ км}$	50	60	70	80	90	100
$\nu_0, \text{ с}^{-1}$	$7 \cdot 10^7$	$3,5 \cdot 10^7$	$7 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^4$
$t_{T0}, \text{ мкс}$	10	20	60	200	600	1800

Из табл. 1 видно, что для увеличения z_m до величины ~ 100 км необходимо использовать $\tau_1 \sim 1-2$ мс.

Трудность применения модифицированного метода КМ связана с его интегральной природой: взаимодействие радиоимпульсов имеет место, вообще говоря, во всей толще нижней ионосферы (при $z \leq z_m$). Можно показать, что этот метод имеет удовлетворительное высотное разрешение:

$$\Delta z \approx H \Delta \tau / t_{T0}$$

где $\Delta \tau = \tau_i - \tau_{i-1}$ — дискретизация задержки τ (i — номер измерения), $H \approx 8$ км — приведенная высота нейтральной атмосферы. Обычно $\Delta z \approx 10-1$ км при $z \approx 60-90$ км.

* Термин «модификация метода» появился в работе Л. И. Безрученко и др. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1973, 13, № 3, с. 442.

При исследовании ионизации в нижней части ионосферы ($z \leq 100$ км) в ночное время появляется еще одна трудность. Она связана с малостью концентрации электронов: $N_0 \sim 10-10^3$ см⁻³ при $z \leq 100$ км. Низкие значения N_0 приводят к малости коэффициентов амплитудной $M_a(\tau)$ и фазовой $M_\phi(\tau)$ кроссмодуляции. Например, при эффективной мощности греющей установки $P_1 G_1 \leq 1$ МВт и несущих частотах обеих радиоволн $f_1, 2 \sim 1-3$ МГц имеем $M_a \phi \leq 10^{-3}$. Поэтому в модифицированном методе КМ наряду с увеличением τ_1 до 1-2 мс целесообразно увеличивать $P_1 G_1$ до 30-50 МВт. К сожалению, при этом теория метода существенно усложняется и решение даже прямой задачи возможно только с применением ЭВМ.

Для иллюстрации применимости модифицированного метода КМ приведем результаты эксперимента.

Эксперимент проводился в районе Москвы на установке НИИ Радио [3]. Параметры возмущающей установки следующие: $f_1 \approx 1,35$ МГц, $\tau_1 \approx 500$ мкс, частота следования импульсов $F_1 = 25$ Гц, $G_1 \approx 100$, поляризация волн — обыкновенная, форма импульса — близкая к прямоугольной. Величина мощности $P_1 G_1$ обеспечивала увеличение T_e в 6-7 раз на границе ночной нижней ионосферы. При этом величина $M_a \leq 10\%$. Возмущенный и невозмущенный зондирующие импульсы совмещались на экране осциллографа и фотографировались. Скорость регистрации составляла 10 кадров/с. Удавалось измерять $M_{a \min} \approx 1\%$. Параметры зондирующей установки таковы: $f_2 \approx 1,8-2,4$ МГц, $\tau_2 \approx 100$ мкс, $F_2 = 50$ Гц, $P_2 \approx 100$ кВт.

Пример зависимости $M_a(\tau)$, полученной около 19 часов по московскому времени в декабре 1972 г., приведен в табл. 2.

Таблица 2

τ , мс	0	0,25	0,5	1,0	1,5
M_a , %	$7,6 \pm 0,8$	$5,9 \pm 0,6$	$3,9 \pm 0,4$	$2,7 \pm 0,3$	$1,8 \pm 0,2$

Время получения одной зависимости $M_a(\tau)$ порядка 3-5 мин.

По измеренным зависимостям $M_a(\tau)$ определялись профили $N_0(z)$. Значения $\delta_0(z) \approx 2,5 \cdot 10^{-3}$, $T_{e0} \approx 250$ К профилем $v_0(z)$ (см. табл. 1) задавались априорно.

Профили N_0 вычислялись методом проб и ошибок, т. е. задача о нахождении N_0 сводилась к многократному решению прямой задачи. В качестве критерия согласования расчетной зависимости M_{ap} и экспериментальной M_a выбиралась величина

$$\Delta_k = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{M_{ap}(\tau_i) - M_a(\tau_i)}{M_a(\tau_i)} \right)^2 \right]^{1/2}$$

Поиск подходящего профиля N_0 заканчивается при $\Delta_k \leq 10\%$.

В качестве примера приведем экспериментальные профили $N_0(z)$, полученные 7 декабря 1972 г.: 1-19^h03^m, 2-19^h15^m, 3-21^h02^m (рис. 1). Профили 1 и 2 получены для близких моментов времени ($\Delta t \approx 10$ мин), но для различных значений f_2 (1,8 и 2,2 МГц соответственно). Величина N_0 на фиксированной высоте в обоих профилях отличается не более чем на $\pm 20-30\%$. Это различие лежит в пределах погрешности метода (см. ниже). В то же время величина N_0 для профиля 3 в 4-10 раз меньше, чем для профиля 1. Такое отличие, превышающее погрешность метода, обусловлено суточными вариациями. После захода Солнца N_0 уменьшается из-за рекомбинации электронов.

Оценим погрешность Δ полученных профилей. Она состоит из погрешности измерения Δ_1 , погрешности первичной обработки Δ_2 , сводящейся к вычислению $M_a \phi$ по данным эксперимента, погрешности вторичной обработки Δ_3 . Последняя, в свою очередь, состоит из погрешности используемых формул Δ_4 , погрешности Δ_5 , вносимой априорностью профилей v_0 , δ_0 и T_{e0} (соответственно $\Delta_6, 7, 8$), погрешности Δ_9 .

Величина Δ_1 в данном эксперименте $\sim 10\%$ (табл. 2). Величина Δ_2 при фотографическом способе регистрации $\sim 1-3\%$. Далее, $\Delta_6 \approx \pm 20\%$, $\Delta_7 \approx \pm 40\%$ [5,6], $\Delta_8 \approx \pm 20\%$. Погрешность $\Delta_4 \sim 10\%$. Тогда $\Delta \leq |\Delta_1| + |\Delta_3| \approx 60\%$. Реальная погрешность, видимо, не превышает нескольких десятков процентов. Об этом свидетельству-

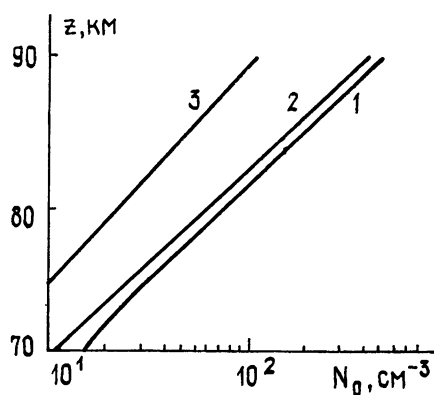


Рис. 1.

ют профили $N_0(z)$, полученные практически одновременно при различных f_2 и P_1G_1 (рис. 1)

В заключение отметим основные достоинства модифицированного метода КМ.

1) Метод применим для исследования $N_0(z)$ при $z \sim 80-100$ км, где не применим обычный метод КМ, а также для исследования $N_0(z)$ при $z \sim 60-80$ км

2) Метод позволяет экспериментально контролировать роль самовоздействия греющего импульса. Поскольку $f_1 \sim f_2$, то множитель самовоздействия $P(\tau_1) \approx 1 - M_a(0)$. В наших экспериментах $M_a(0) \approx 5-7\%$.

3) Метод обладает удовлетворительным высотным разрешением, хотя эффект по своей природе интегральный.

Основной недостаток метода следующий.

Теория метода предполагает, что среда в течение измерения не изменяется. Реально же параметры ионосферы флуктуируют случайным образом с некоторым характерным временем. Поэтому значения коэффициентов КМ, полученные для различных задержек τ , могут слабо коррелировать между собой. Получение профилей N_0 в этом случае невозможно.

Выражаю глубокую благодарность И. С. Шлюгеру за организацию эксперимента, О. Н. Бортниковой и М. А. Сысолятиной за помощь в вычислениях.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Fejer J A — J. Atm. Terr. Phys., 1955, 7, p 322.
- 2 Landmark R, Lied F.— J. Atm. Terr. Phys., 1961, 23, p 92.
- 3 Гуревич А. В., Шлюгер И. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 9, с 1237
- 4 Данилов А. Д. Популярная аэрономия. — Л.: Гидрометеониздат, 1978
- 5 Кротова З. Н., Рыжов В. А., Шлюгер И. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 11, с. 1658
- 6 Иванов В. А., Комраков Г. П., Кротова З. Н., Рыжов В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 11, с. 1653

Харьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
25 июля 1983 г.

УДК 621 371.621 378

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ СФОКУСИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА ПРИ ОТРАЖЕНИИ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

*В. В. Бороноев, В. Д. Дашиниаев,
Г. И. Занданова, В. Н. Поплаухин, Э. А. Трубачев*

В связи с использованием лазеров для целей локации представляет интерес исследование флуктуаций интенсивности отраженного в турбулентной среде оптического пучка. Основные работы по исследованию дисперсии флуктуаций интенсивности лазерных пучков на локационных трассах в турбулентной атмосфере были рассмотрены и систематизированы в работах [1, 2]

Однако исследований дисперсии флуктуаций интенсивности сфокусированного лазерного пучка при отражении в турбулентной атмосфере до настоящего времени не проводилось. Все опубликованные работы касаются распространения сфокусированного пучка только на прямых трассах. Например, для дисперсии и пространственной корреляционной функции в случае сфокусированного пучка [3] были получены результаты, близкие к наблюдающимся в эксперименте [4]. В работах [5, 6] была рассчитана дисперсия флуктуаций интенсивности для коллимированного и сфокусированного пучков при последовательном переходе от области слабых флуктуаций к области фокуса и далее к режиму насыщения дисперсии.

Настоящая работа посвящена экспериментальным исследованиям относительной дисперсии флуктуаций интенсивности в отраженном сфокусированном лазерном пучке в зависимости от дифракционного параметра передатчика $\Omega_i = ka_i^2/x$, типа отражателя и интенсивности турбулентности на трассе, характеризуемой структурной функцией флуктуаций фазы $D_s(2a_i, 2x) = 2,84 \beta_0^2 \Omega_i^{5/6}$. Здесь $\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 k^{7,6} x^{11/6}$, k — волновое число, C_n^2 — структурная характеристика показателя преломления воздуха, x — длина трассы, a_i — эффективный радиус излучающей апертуры. Измерения