

УДК 621.371.25

ГЕНЕРАЦИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПОЛЕМ МОЩНОЙ РАДИОВОЛНЫ В ИОНОСФЕРЕ

Л. С. Альперович, Е. Н. Федоров

Детально рассмотрена проблема генерации длиннопериодных геомагнитных вариаций в поле модулированной радиоволны. Показано, что максимальный эффект достигается за счет нарушения ионизационно-рекомбинационного баланса ионосферной плазмы. Расчеты проведены для двух моделей ионосферы — дневной и ночной. Найдено, что при излучаемой мощности в 1 МВт максимальная вариация магнитного поля не превышает 10^{-2} — 10^{-3} γ днем и 10^{-1} γ ночью под центром создаваемой неоднородности.

Геомагнитные вариации диапазона 1—200 с в настоящее время используются для диагностики магнитосферной плазмы, солнечного ветра, для магнитотеллурических зондирований и т. д. В основу наземной диагностики, как правило, закладывается определенная модель источника геомагнитных вариаций. Предполагается далее, что электромагнитный сигнал, регистрируемый на земной поверхности, сформирован альфеновскими магнитосферными волнами, гидируемыми вдоль силовых линий геомагнитного поля. На основе этого допущения восстанавливается трасса, по которой прошел сигнал.

В ряде работ предлагаются различные методы искусственной генерации электромагнитных колебаний диапазона геомагнитных пульсаций. Так в [1, 2] сигнал предлагается создавать петлей радиуса около 100 км, по которой проходит ток в 1 кА. По оценкам, проведенным в указанных работах, амплитуда сигнала на частоте 1 Гц оказывается порядка 0,05 γ. Существенная ограниченность указанного метода генерации помимо огромных размеров излучающей системы и больших токов связана с наличием проводящей Земли, которая может уменьшить указанную величину до 10^{-3} γ.

В ряде работ [3—7] указывается на возможность создания искусственного электромагнитного сигнала диапазона геомагнитных вариаций за счет модуляции ионосферных токовых систем полем мощной радиоволны. При этом предполагается, что аномальные токи возникают за счет изменения частоты столкновений. В настоящей работе исследованы два возможных механизма возникновения аномальных токов: а) тепловой — за счет изменения частоты столкновений электронов с нейтралами и б) химический — связанный с изменением кинетических коэффициентов в сильной радиоволне. Исследована роль диффузии в формировании электромагнитного сигнала; оценены величины возможных искусственных возмущений на различных удалениях от нагретой области.

Первые обнадеживающие результаты по выделению искусственно-го магнитного сигнала вблизи нагревных установок получены в работах [8, 9].

1. Предположим, что с земной поверхности излучается мощная радиоволна с несущей частотой, близкой к одной из резонансных частот ионосферной плазмы. Эта радиоволна модулирована по амплитуде. При этом частота модуляции может меняться в весьма широких пределах в зависимости от интересующего нас диапазона геомагнитных вариаций. Для оценки возмущения проводимости и, соответственно, величины аномальных токов запишем выражения для электронного и ионного токов:

$$\begin{aligned} j_x^{e,i} &= (A_{+}^{e,i} + A_{-}^{e,i}) E_x / 2 + i(A_{+}^{e,i} - A_{-}^{e,i}) E_y / 2, \\ A_{\pm}^e &= (\omega_0^2 / 4\pi\Delta^{\pm}) [\nu_{in} + i(\pm\Omega_H - \omega)], \\ A_{\pm}^i &= (\Omega_0^2 / 4\pi\Delta^{\pm}) [\nu_{en} + i(\mp\omega_H - \omega)], \\ \Delta^{\pm} &= [\nu_e - i(\omega \pm \omega_H)] [\nu_i - i(\omega \mp \Omega_H)] - \nu_{ei}^2 (m/M). \end{aligned} \quad (1)$$

При выводе (1) предполагалась зависимость от времени в виде $\exp(-i\omega t)$. Здесь ω_0 , Ω_0 — плазменные частоты электронов и ионов, ω_H и Ω_H — гирочастоты электронов и ионов. Заметим, что в (1) $\omega_H, \Omega_H > 0$. Формула (1) получается предельным переходом $N/N_m \rightarrow 0$ из уравнений движения трехкомпонентной плазмы, состоящей из электронов, ионов и нейтралов [10].

Основной вклад в интегральный ток вносят наиболее проводящие области ионосферы, т. е. E -слой, поэтому в расчетах основное внимание будем обращать именно на возмущение проводимости этой области. Последнее допущение, т. е. пренебрежение членом $\nu_{in} N/N_n$ по сравнению с ω , справедливо практически при всех высотах для процессов с характерными временами, меньшими 1 часа.

Для оценки вклада в интегральные педерсеновские и холловские проводимости нагрева ионосферы сильной радиоволной вдали от точки отражения численно решалось уравнение нелинейной геометрической оптики для двух моделей ионосферы (дневная и ночная) [11]:

$$\frac{dE}{dz} + \frac{\omega}{c} \mathbf{x}(E) E = 0,$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{x}(E) &= Z X / n [(1 \pm Y_L)^2 + Z^2], \quad X = \omega_0^2 / \omega^2, \\ Y_L &= |\cos \theta| \omega_H / \omega, \quad Z = \nu_{en} / \omega, \quad n^2 = 1 - \frac{X(1 \pm Y_L)}{(1 \pm Y_L)^2 + Z^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Эти выражения написаны для квазипродольного распространения; знаки «+» и «—» соответствуют право- и левополяризованной (необыкновенной) волне. Частота столкновения электрона с нейтралами ν_{en} считалась равной сумме частот столкновения электрона с различными молекулярными компонентами ионосферной плазмы, каждая из которых зависит от электронной температуры T_e . На каждом шаге интегрирования T_e определялась по формуле [11]

$$T_e = T_{e0} + \frac{e^2}{3m\delta(T_e)} \frac{E^2}{(\omega \pm \omega_H)^2 + \nu_{en}^2(T_e)}, \quad (2a)$$

где $\delta(T_e)$ — доля энергии, передаваемая электронами нейтралам (как и для ν_{en} , в данном случае учитывалась многоскоростность ионосферных нейтралов). Результаты расчетов приведены в табл. 1. В каждой клетке табл. 1 приведено отношение (в процентах) возмущений интегральной педерсеновской (Σ) (верхнее значение) и холловской (G) (нижнее зна-

чение) проводимостей слоя, по которому прошла волна, к соответствующей суммарной интегральной проводимости. E_0 — амплитуда электрической компоненты в B/m на высоте 65 км. Из табл. 1 видно, что наибольшее возмущение ионосферы следует ожидать ночью, что объясняется отсутствием слоя D . Максимальная величина $\delta \Sigma = (\Sigma_1 - \Sigma_0)/\Sigma_0 - 11\%$ в правополяризованной волне на частоте $0,5 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, так как волна с такой частотой глубоко проникает в ионосферу. Увеличение излучаемой мощности на два порядка приводит к увеличению относительных интегральных проводимостей всего в 3—4 раза.

Таблица 1

		День, $\gamma = 0$				Ночь, $\gamma = 0$				
$\omega \cdot 10^{-7} \text{ c}^{-1}$		Поляризация, B/m				$\omega \cdot 10^{-8} \text{ c}^{-1}$	Поляризация, B/m			
		Левая		Правая			Левая		Правая	
		$E_0 = 0,5$	5	$E_0 = 0,5$	5		$E_0 = 0,5$	5	$E_0 = 0,5$	5
1	~0	0,02	0,01	0,05	—	1	2,1	8	1,8	6,6
	-0,02	-0,3	-0,01	-0,5			-0,8	-7,8	-0,65	-6,6
2	0,007	0,04	0,01	0,1	—	2	1,9	6,9	1,9	8,3
	-0,01	-0,3	-0,006	-0,4			-0,8	-7,3	-0,61	-7,1
3	0,01	0,07	0,01	0,17	—	3	1,7	6,2	1,9	9,3
	-0,01	-0,3	-0,003	-0,4			-0,8	-7,1	-0,56	-7,4
4	0,02	0,1	0,01	0,2	—	4	1,6	5,6	1,7	10
	-0,005	-0,4	-0,002	-0,4			-0,9	-6,9	-0,49	-7,6
5	0,01	0,2	0,01	0,3	—	5	1,5	5,2	1,6	11
	-0,003	-0,4	-0,001	-0,3			-0,9	-6,8	-0,43	-7,8

Переход от ночной ионосферы к дневной снижает эффект нагрева на два-три порядка из-за сильного затухания в нижних слоях ионосферы (см. рис. 1а, б, в), которые дают небольшой вклад в интегральную проводимость. Нетрудно видеть, что максимальные возмущения дневной ионосферы появляются на высоких частотах, соответствующих частотам отражения F -слоя. Естественно, максимальный эффект должен быть на правополяризованной волне, так как левополяризованная волна на низких высотах попадает в область электронного гирорезонанса. Для дневной модели увеличение мощности нагревной установки на два порядка приводит к увеличению интегральной проводимости примерно на порядок.

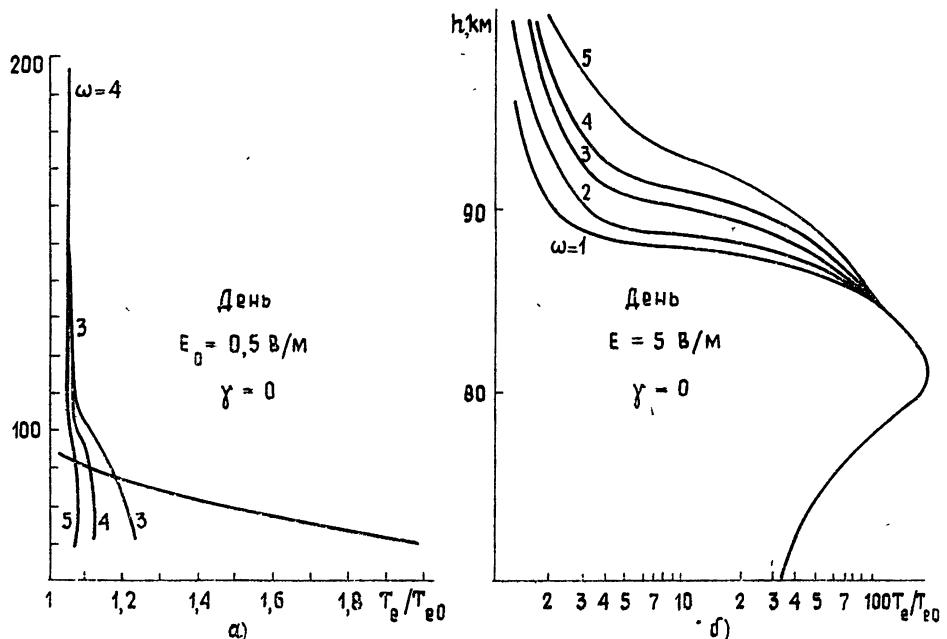
На рис. 1а, б, в приведены примеры высотной зависимости $T_e(z)$ для указанных значений электрического поля для случая правополяризованной волны. В приведенных результатах считалось, что концентрация электронов N_e не зависит от T_e^* .

Из проведенных расчетов следует, что максимальное возмущение имеющихся токовых систем должно быть не более 1% для дневных условий и 15% для ночных при эффективной мощности эквивалентного диполя 10^3 MBt . Такие малые возмущения для дневной ионосферы объясняются тем, что на низких частотах модуляции ($\omega \ll \Omega_H$) на высотах $h > 100 \text{ км}$ основной вклад в педерсеновскую σ_p и холловскую σ_H проводимости дают соответственно ионная педерсеновская σ_p^i и электронная холловская σ_H^e проводимости, т. е. $\sigma_H^e \gg \sigma_p^i$, $\sigma_p^i \gg \sigma_H^e$. При этом $\sigma_p^i \approx \Omega_0^2 / 4\pi v_{in}$, $\sigma_H^e \approx \omega_0^2 / 4\pi \omega_H$, т. е. в удельную электропроводность частоты столкновения электрона с нейтралами ($v_{en} \sim v_{eno} (T_c/T_{co})^{1/2}$) в первом приближении не входят и зависимость ин-

* Детальный расчет зависимости N_e от T_e будет приведен ниже. Там же будут даны результаты расчета возмущений интегральной проводимости сильной КВ волной вдали от точки отражения с учетом изменения электронной концентрации в волне за счет изменения эффективного коэффициента рекомбинации.

тегральных проводимостей от T_e будет чрезвычайно слабая. Ясно поэтому, что генерация низкочастотных электромагнитных колебаний за счет указанного механизма малоэффективна.

2. Рассмотрим другой механизм возмущения токовой системы — химический, за счет нарушения ионизационно-рекомбинационного баланса. На возможность изменения электронной концентрации за счет



температурной зависимости скоростей аэрономических реакций было указано в [11–13]. В [14] детально рассмотрено поведение концентрации электронов и отрицательных ионов в поле сильной радиоволны на уровне D - и нижней части E -слоев. В [15] решена стационарная система уравнений химической кинетики для F -слоя с учетом зависимости кинетических коэффициентов для колебательно-и вращательно-возбужденного азота от T_e . Здесь мы рассмотрим динамику поведения заряженной компоненты для условий, характерных для E -слоя ионосферы. В [11] аналогичная задача рассмотрена в приближении $\tau \gg \tau_{\text{хим}}$, где τ — характерное время процесса, а $\tau_{\text{хим}}$ — характерное время установления химического равновесия.

Полные уравнения химической кинетики, т. е. уравнения сохранения различных компонент, содержат диффузионные члены, роль которых чрезвычайно важна, в частности, в электродинамике ионосферы. Так, в [16] указывается на возможность нарушения условия эквипотенциальности силовых линий для ионосферных неоднородностей определенного пространственного масштаба. В случае нагрева ионосферы сильной ра-

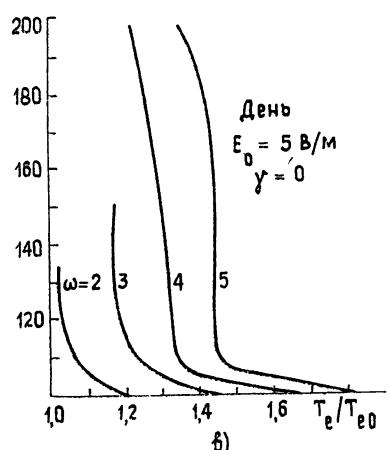


Рис. 1.

диоволной мы имеем дело с неоднородностью с горизонтальным пространственным масштабом около 30 км, поэтому необходимо выяснить роль процессов переноса в формировании таких неоднородностей.

Будем считать, что на фоне стационарного электрического поля возникла неоднородность определенного пространственного масштаба. Линеаризуем уравнения непрерывности и напишем уравнения для возмущений концентрации и электрического потенциала:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} - \operatorname{div}(\hat{D}_{\perp}^{e,i} \operatorname{grad}_{\perp} n) - \frac{\partial}{\partial z} \left(D_{\parallel}^{e,i} \frac{\partial n}{\partial z} \right) + \operatorname{div}(N_0 \hat{B}_{\perp}^{e,i} \operatorname{grad}_{\perp} \varphi) + \\ + \operatorname{div}(n \hat{B}_{\perp}^e \operatorname{grad}_{\perp} \varphi_0) + \frac{\partial}{\partial z} N_0 B_{\parallel}^{e,i} \frac{\partial \varphi}{\partial z} = -2\alpha_r N_0 n - \alpha_r^{(1)} N_0^2, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\operatorname{grad}_{\perp}$ — дифференциальный оператор, действующий в плоскости, ортогональной магнитному полю; $\hat{D}_{\perp}^{e,i}$ и $\hat{B}_{\perp}^{e,i}$ — соответственно тензоры диффузии и подвижности для электронной и ионной компонент [11]; α_r — эффективный коэффициент рекомбинации, $\alpha_r^{(1)}$ — его возмущение; N_0 — концентрация электронов (ионов), n — возмущение концентрации; $E = \operatorname{grad}_{\perp} \varphi_0$ — внешнее электрическое поле. φ — возмущение потенциала, связанное с наличием неоднородности.

Оценим вклад поперечной диффузии. Второй член в (3) перепишем в виде

$$\operatorname{div}(\hat{D}_{\perp}^{e,i} \operatorname{grad}_{\perp} n) = [\nabla_{\perp} D_{\perp}^{e,i} \nabla_{\perp} n]_z + D_{\perp}^{e,i} \Delta_{\perp} n. \quad (4)$$

В последнем равенстве второй член мал по сравнению с $2\alpha_r N_0$ при условии, что

$$D_{\perp}^{e,i}/(2\alpha_r N_0) \ll L_{\perp}^2, \quad (5)$$

но так как $D_{\perp}^e \ll D_{\perp}^i$ всюду в ионосфере, начиная с высоты ~ 80 км (высота замагниченности электронов), то (5) можно записать в виде

$$L_{\perp} \gg (D_{\perp}^i/2\alpha_r N_0)^{1/2}. \quad (6)$$

В E -слое ионосферы $D_{\perp}^i \sim 10^6 \text{ см}^2/\text{с}$, $\alpha_r \sim 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $N_0 \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$, откуда получаем, что последнее условие выполняется при $L_{\perp} \gg 100 \text{ м}$. В E -слое членом, связанным с ионной холловской диффузией, можно пренебречь, так как в мощной КВ волне эффективно греются только электроны, поэтому пространственным масштабом изменения D_{\perp}^i является высота однородной атмосферы, а из соотношения, аналогичного (5), следует, что это справедливо для $L_{\perp} \gg 100 \div 300 \text{ м}$ (в E -слое $D_{\perp}^i \sim 10^6 \div 10^7 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$).

В (4) $[\nabla_{\perp} D_{\perp}^e \cdot \nabla_{\perp} n] \sim 0$, так как $D_e^e \sim T_e$ и $n = n(\alpha_r) = n(T_e^{-1})$. Вывод о пренебрежении поперечной диффузией получен в результате масштабных оценок различных членов в (3). Заметим, что эти оценки сильно зависят от T_e , так для $T_e \sim 4000 \text{ K}$ L_{\perp} оказывается больше 1 км. Для уточнения оценок запишем дисперсионное соотношение для (3), предполагая возмущение $n \sim \varphi \sim \exp(-i\omega t + ik_{\perp} r_{\perp} + ik_{\parallel} r_{\parallel})$:

$$ak_{\parallel}^4 + bk_{\parallel}^2 + c = 0, \quad (7)$$

где

$$a = D_{\parallel}^i B_{\parallel}^i - D_{\parallel}^e B_{\parallel}^i \approx 2D_{\parallel}^i B_{\parallel}^e \quad (\text{при } T_e \sim T_r),$$

$$b = (B_{\parallel}^i - B_{\parallel}^e)s + (D_{\perp}^i B_{\parallel}^e + D_{\parallel}^i B_{\perp}^e - D_{\perp}^e B_{\parallel}^i - D_{\parallel}^e B_{\perp}^i)k_{\perp}^2 +$$

$$+ E [(B_{\perp}^i B_{\parallel}^e - B_{\perp}^e B_{\parallel}^i) i k_x + (B_{\perp}^e B_{\parallel}^i - B_{\perp}^i B_{\parallel}^e) i k_y],$$

$$c = (B_{\perp}^i - B_{\perp}^e) k_{\perp}^2 s + (D_{\perp}^i B_{\perp}^e - D_{\perp}^e B_{\perp}^i) k_{\perp}^4 + (B_{\perp}^e B_{\perp}^i - B_{\perp}^i B_{\perp}^e) E \cdot i k_y k_{\perp}^2.$$

Рассмотрим случай мелкомасштабных возмущений $k_{\perp} \rightarrow \infty$, тогда

$$k_{\parallel}^4 + \frac{D_{\perp}^i B_{\perp}^e - D_{\perp}^e B_{\perp}^i}{D_{\parallel}^i B_{\parallel}^e - D_{\parallel}^e B_{\parallel}^i} k_{\perp}^4 = 0.$$

Перепишем коэффициент в последнем уравнении в виде

$$\frac{D_{\perp}^i}{B_{\perp}^i} \frac{B_{\parallel}^i}{D_{\parallel}^i} \frac{B_{\perp}^i}{B_{\parallel}^e} \frac{B_{\perp}^e}{B_{\parallel}^i} \frac{1 - (T_e/e)(e/T_i)}{1 + (T_e/e)(e/T_i)}.$$

Пусть $T_e \sim T_i$. Тогда, воспользовавшись соотношениями Эйнштейна

$$\frac{D_e^i}{B_e^i} = \frac{D_e^i}{B_e^{\perp}} = -\frac{T_e}{e}, \quad \frac{D_e^i}{B_e^{\parallel}} = \frac{D_e^i}{B_e^{\perp}} = \frac{T_i}{e},$$

получим $B_{\perp}^i B_{\perp}^e / B_{\parallel}^e B_{\parallel}^i = \sigma_{\perp}^i \sigma_{\perp}^e / \sigma_{\parallel}^i \sigma_{\parallel}^e$ или

$$k_{\parallel} = \frac{1+i}{\sqrt{2}} \left(\frac{\sigma_{\perp}^i \sigma_{\perp}^e}{\sigma_{\parallel}^e \sigma_{\parallel}^i} \right)^{1/4} k_{\perp}. \quad (8)$$

Так как в E -слое $v_{en} \gg v_{ei}$ и $\omega_H \gg \omega_{en}$, то

$$\sigma_{\perp}^i = \frac{\Omega_0^2}{4\pi v_{in}}, \quad \sigma_{\perp}^e = \frac{\omega_0^2 v_{en}}{4\pi \omega_H^2}, \quad \sigma_{\parallel}^e = \frac{\omega_0^2}{4\pi v_{en}}, \quad \sigma_{\parallel}^i = \frac{\Omega_0^2}{4\pi v_{in}},$$

или, подставив полученные выражения в (8), найдем, что

$$k_{\parallel} = \frac{1+i}{\sqrt{2}} \frac{v_{en}}{\omega_H} k_{\perp}, \quad \text{т. е.} \quad L_{\parallel} \sim (50 \div 10^4) L_{\perp}.$$

Одним из условий применимости приближения больших k_{\perp} является выполнение неравенств

$$\beta k_{\perp}^2 / [s(B_{\perp}^i - B_{\perp}^e)] \gg 1 \text{ и } 2D_{\perp}^e B_{\perp}^i k_{\perp}^2 / [s(B_{\perp}^i - B_{\perp}^e)] \ll 1,$$

где $s = i\omega - 2\alpha_r N_0$. Так как $B_{\perp}^i \gg B_{\perp}^e$ при $h > 90$ км, то первое неравенство оказывается более сильным и мы получаем, что $k_{\perp}^2 \gg 2\alpha_r N_0 / D_{\perp}^e$, так как $N_0 \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$, $\alpha_r \sim 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $D_{\perp}^e \sim 3 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, т. е. при $\omega \sim \alpha_r N_0$, $k_{\perp} \sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$. Итак, получаем, что приближение больших k_{\perp} справедливо для $L_{\perp} < 1 \text{ м}$.

Рассмотрим случай произвольных k_{\perp} при условии слабости стороннего электрического поля. Воспользуемся снова соотношениями Эйнштейна, тогда $D_{\perp}^i B_{\perp}^e - D_{\perp}^e B_{\perp}^i = 2D_{\perp}^e B_{\perp}^i$ и дисперсионное соотношение (7) перепишется в виде

$$\alpha k_{\parallel}^4 + \alpha k_{\perp}^2 k_{\parallel}^2 + \beta k_{\perp}^4 = 0,$$

где

$$\beta \sim -2D_{\perp}^e B_{\perp}^i, \quad \alpha = 2D_{\perp}^e B_{\parallel}^e \left(\frac{m}{M} + \frac{B_{\perp}^i}{B_{\perp}^e} \right) \sim -2 \frac{T}{e} B_{\parallel}^e B_{\perp}^i.$$

$$\text{Отсюда } \alpha^2 - 4\alpha\beta \approx \alpha^2 \left(1 + \sqrt{\frac{M}{m}} \frac{\omega_{ln}^2}{\omega_H^2}\right) = \alpha^2 \left(1 + \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{B_\perp^e}{B_\perp^i}\right).$$

Так как $(m/M)^{1/2} B_\perp^e / B_\perp^i \ll 1$ для высот, больших 80 км, то $(\alpha^2 - 4\alpha\beta)^{1/2} \approx \approx |\alpha| [1 - 2\sqrt{m/M} (B_\perp^e / B_\perp^i)]$ и для $k_{\parallel 1}$ получаем

$$k_{\parallel 1}^2 = -2 \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{B_\perp^e}{B_\perp^i} k_\perp^2 \text{ и } k_{\parallel 2}^2 = -\frac{B_\perp^i}{B_\perp^e} k_\perp^2.$$

Из последнего соотношения нетрудно видеть, что затухание возникающего электрического поля вдоль силовых линий определяется $k_{\parallel 1} = k_{\parallel 2}$, при этом глубина проникновения по порядку величины равна

$$\Delta z \sim k_\perp^{-1} \sqrt{\sigma_{\parallel 1}^i / \sigma_\perp^i}. \quad (9)$$

Это соотношение справедливо, во-первых, при выполнении неравенства

$$-2(T/e) B_\perp^e B_\perp^i k_\perp^2 \gg (B_\perp^i - B_\perp^e) s,$$

т. е. для $L_\perp < 3 \cdot 10^4$ см (для E -слоя). Если при этом имеется стороннее электрическое поле, то должно выполняться условие

$$E_0 < (\sigma_T^i / \sigma_\perp^i) (2T/e) k_\perp,$$

E_0 направлено по координате x . Если рассматриваются не сильно вытянутые вдоль y неоднородности, то для $E_0 = 10$ мВ/м получаем, что (9) справедливо для неоднородностей с линейными размерами ≤ 1 м, в противном случае необходим учет стороннего электрического поля.

Для случая малых k_\perp и произвольных E_0 упростим коэффициенты уравнения (7). Членами, пропорциональными k_\perp^2 и k_\perp^4 в выражениях для b и c соответственно, можно пренебречь для возмущений с пространственным масштабом $L_\perp > 100 \div 300$ м. Предполагая $k_x \sim k_y$, получим для коэффициентов дисперсионного уравнения соотношения

$$a = 2D_\parallel B_\parallel^e, \quad b = (-s + EB_\perp^i i k_x) B_\parallel^e,$$

$$c = (B_\perp^i s + B_T^e B_\perp^i E i k_y) k_\perp^2.$$

Здесь мы снова воспользовались соотношениями Эйнштейна, которые справедливы до высот $h \sim 150$ км. Так как на интересующих нас высотах $b^2 \gg 4ac$, то решения (7) имеют вид

$$k_{\parallel 1}^2 = \frac{s + B_T^e E(i k_y)}{s - B_\perp^i E(i k_x)} \frac{B_\perp^i}{B_\parallel^e} k_\perp^2; \quad (10a)$$

$$k_{\parallel 2}^2 = \frac{s - B_\perp^i E(i k_x)}{2D_\parallel^i}. \quad (10b)$$

Из (10a), (10b) видно, что только второе решение зависит от коэффициента диффузии. Подставляя значения для электронной и ионной подвижностей и коэффициентов диффузии, $L_\perp \sim 10$ км и $E = 10$ мВ/м, получим $k_{\parallel 1} \sim 10^{-8}$ см⁻¹, $k_{\parallel 2} \sim 10^{-4}$ см⁻¹, т. е. второе решение, учитывающее влияние диффузии, затухает в E -слое (погранслойное диффузионное решение), в то время как первое — медленное решение, указывает на эквипотенциальность силовых линий для неоднородностей с $L_\perp \geq 10$ км.

Окончательно уравнения непрерывности с источниками имеют вид

$$\partial n / \partial t + \nabla N_0 \hat{B}^{e,i} \nabla \varphi_* + \operatorname{div}(n \hat{B}^{e,i} E_0) = -2\alpha_r N_0 n - \alpha_r^{(1)} N_0^2. \quad (11)$$

В (11) использовано предположение о потенциальности электрического поля, справедливое только при условии больших длин электромагнитных волн по сравнению с характерными размерами рассматриваемых неоднородностей. Зондирование магнитосферы с помощью искусственных вариаций наиболее целесообразно и эффективно на частотах, близких к собственным частотам соответствующей силовой линии. В средних широтах период собственных магнитосферных колебаний на альфеновских волнах T порядка 10 с. Поэтому условие потенциальности требует, чтобы $L_{\perp,\parallel} \ll \lambda(T)$ (где T — период собственных колебаний на альфеновских волнах, в данном случае ~ 10 с).

Из дисперсионного соотношения для волн в анизотропной среде следует, что

$$k_{1,2}^2 = \frac{2\pi\omega}{c^2 \cos^2\theta} [-i\sigma_{\perp}(1 + \cos^2\theta) \pm 2\sigma_T \cos\theta], \quad \theta \neq \pi/2, \quad (12)$$

где θ — угол между k и H_0 . Для $\theta = \pi/2$

$$k_{1\perp}^2 = -i \frac{4\pi\omega}{c^2} \frac{\sigma_{\perp}^2 + \sigma_T^2}{\sigma_{\perp}}, \quad k_{2\perp}^2 = -i \frac{4\pi\omega}{c^2} \sigma_{\parallel}. \quad (13)$$

(12) и (13) имеют общую структуру:

$$\lambda \approx 3 \cdot 10^9 \sqrt{T} \min \left(\frac{1}{\sigma_{\perp}}, \frac{1}{\sigma_T}, \frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_T^2} \right)^{1/2}.$$

Оценка для E -слоя дает $\lambda \sim 10^6 \sqrt{T}$, см. Отсюда видно, что условие потенциальности в дневной ионосфере справедливо на возмущениях с характерной длительностью 10 с только для неоднородностей с пространственным масштабом, меньшим 30 км.

Для ночной ионосферы величина пространственного масштаба, естественно, увеличивается за счет уменьшения электропроводности. Соотношение (13) справедливо для альфеновской волны при $\theta = \pi/2$ с учетом конечной проводимости. Из (13) видно, что электрическое поле потенциально при выполнении условия $L_{\perp} < c\sqrt{T/2\sigma_{\parallel}}$. Для средних широт получим $L_{\perp} < 10$ км (здесь L_{\perp} — параметр, характеризующий толщину неоднородности). Окончательно на масштабах 1 км $< L_{\perp} < 30$ км мы можем пренебречь диффузионными процессами и считать электрическое поле потенциальным.

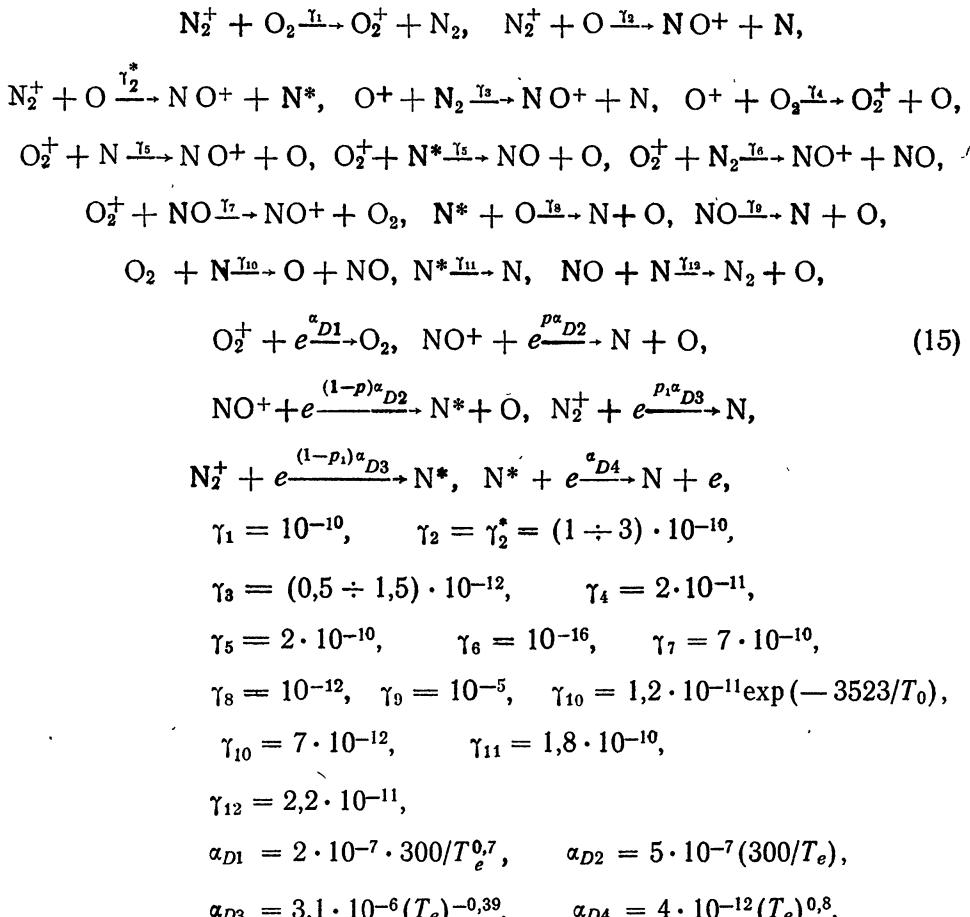
В том случае, если мы пренебрегаем поляризационным полем, решение (11) имеет вид

$$n \sim \exp \left[i \left(\frac{\Omega |X^{e,i}|}{u^{e,i}} - \Omega t \right) - \frac{2\alpha_r N_0}{u^{e,i}} |X^{e,i}| \right], \quad (14)$$

где $X^{e,i}$ — пространственная координата в направлении $u^{e,i} = \hat{B}^{e,i} E_0$. Принимая значение $E_0 = 10$ мВ/м, для средних широт получим $u^e \sim \sim 10^4$ см/с. Заметим, что (14) получено в предположении, что $\alpha_r^{(1)} \sim e^{-i\omega t}$. Из (14) видно, что возмущение электронной концентрации распространяется в виде затухающих волн ионизации с $v \sim u^e$.

Не останавливаясь подробнее на учете поляризационных эффектов, рассмотрим детальнее процесс установления химического равновесия.

3. Для выяснения роли нестационарности при нагреве ионосферного газа, рассмотрим цепочку реакций химической кинетики E -слоя без учета процессов переноса [17–19]:



p и p_1 — безразмерные параметры, характеризующие долю возникновения $N(^4S) = N$ в результате рекомбинации NO^+ и столкновительной диссоциации $N_2 + e$, $N^* = N(^2D)$ [19].

Скорости фотоионизации x -компоненты J_x для E -слоя взяты из [17]. Поскольку максимальный динамо-эффект может быть в E -слое на уровне 120–150 км, то для оценки роли различных членов в уравнениях (15) зададимся следующими значениями концентраций различных компонент:

$$\begin{aligned}
 [N_2] &\approx 5,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}, \quad [O_2] \approx 1,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}, \\
 [O] &\approx 7,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}, \quad [e] \approx 10^5 \text{ см}^{-3}.
 \end{aligned}$$

Так как время установления химического равновесия иона N_2^+

$$\tau_{N_2^+} \sim \{\gamma_1 [O_2] + (\gamma_2 + \gamma_3) [O]\}^{-1} \sim 0,1c,$$

то в дальнейшем считаем, что переходные процессы по N_2^+ успевают пройти за характерное время процесса модуляции (10–100 с). Следовательно, $\partial N_2^+ / \partial t = 0$ и N_2^+ определяется выражением

$$[N_2^+] = J_{N_2^+} / (\gamma_1 [O_2] + (\gamma_2 + \gamma_3) [O] + \alpha_{D3} [e]).$$

В последней формуле процесс рекомбинаций несуществен, так как $\alpha_{D3} [e] \sim 5 \cdot 10^{-2} \text{ c}^{-1}$ для $T_e \sim 10^3 \text{ K}$. Поэтому ниже $[N_2^+]$ будем считать заданным. В этом случае уравнение для $[\text{O}^+]$ решается в явном виде и не зависит от температуры.

Здесь же заметим, что последовательно было бы учесть и колебательно-возбужденный азот. Как следует из [20], скорость реакции $\text{O}^+ + \text{N}_2(v) \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}$ сильно зависит от колебательной температуры. При концентрации электронов $[e] \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$ энергия, поглощаемая колебательными уровнями за 1 с при $T_e \sim 1000 \text{ K}$, порядка 10^{-7} эВ/с . При характерной длительности процесса нагрева 10^3 с полная колебательная энергия порядка 10^{-4} эВ . При колебательной энергии порядка $0,3 \text{ эВ}$ для N_2 доля колебательно возбужденных молекул азота будет около $3 \cdot 10^{-4}$. Поэтому в дальнейшем ограничимся рассмотрением химической кинетики без учета возбужденного азота.

Подставив величины $[\text{O}]$, $[\text{N}_2]$, $[\text{O}_2]$ и $[\text{N}]$, мы получим, что характерное время переходного процесса по $[\text{NO}]$ около 10^5 с . Поэтому при временах процесса, меньших 10^5 с , $[\text{NO}]$ будем считать константой. При небольших температурах ($T_e < 1 \text{ эВ}$) исчезновение O_2^+ идет в основном за счет рекомбинации, а не за счет ионно-молекулярных реакций с участием N. Сравнивая реакции $\text{O}_2^+ + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}_2$ и $\text{N} + \text{O}_2^+ \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}$, видим, что вторую реакцию можно не учитывать до высот, где сравниваются $[\text{N}]$ и $[\text{NO}]$, т. е. до высот порядка 130—140 км. Поэтому в первом приближении можно не учитывать ионно-молекулярные реакции на этих высотах. Тогда уравнения (15) упрощаются, и их можно записать в виде

$$\frac{\partial [\text{O}_2^+]}{\partial t} = I_1 - A [\text{O}_2^+] - \alpha_{D1}(t) [\text{O}_2^+] [e], \quad (16)$$

$$\frac{\partial [\text{NO}^+]}{\partial t} = I_2 + A [\text{O}_2^+] - \alpha_{D2}(t) [\text{NO}^+] [e],$$

где

$$I_1 = J_{\text{O}_2} + \gamma_1 [\text{N}_2^+] [\text{O}_2] + \gamma_4 [\text{O}^+] [\text{O}_2],$$

$$I_2 = J_{\text{NO}} + \gamma_3 [\text{O}^+] [\text{N}_2] + \gamma_2 [\text{N}_2] [\text{O}],$$

$$A = \gamma_6 [\text{N}_2] + \gamma_7 [\text{NO}],$$

$[e] = [\text{O}_2^+] + [\text{O}^+]$, так как $[\text{N}_2^+]$ и $[\text{O}^+] \ll [\text{O}_2^+]$, $[\text{NO}^+]$ всюду в E-слое.

Так как температура электронов предполагается периодически зависящей от времени, то коэффициенты рекомбинации можно представить в виде ряда Фурье

$$\alpha_{D1} = a_0 + \sum_n a_n \cos 2n \Omega t + b_n \sin 2n \Omega t, \quad (17)$$

$$\alpha_{D2} = c_0 + \sum_n c_n \cos 2n \Omega t + d_n \sin 2n \Omega t.$$

Будем искать стационарное решение системы (16) тоже в виде ряда Фурье:

$$[\text{O}_2^+] = a_0 + \sum_n a_n \cos 2n \Omega t + \beta_n \sin 2n \Omega t, \quad (18)$$

$$[\text{NO}^+] = \gamma_0 + \sum_n \gamma_n \cos 2n \Omega t + \delta_n \sin 2n \Omega t.$$

Рассмотрим два предельных случая: 1) период изменения температуры электронов (τ_T) во много раз больше времени установления химического равновесия ($\tau_{\text{хим}}$), т. е. $\tau_T \gg \tau_{\text{хим}}$, и 2) $\tau_T \ll \tau_{\text{хим}}$ (обратный случай).

В случае 1) электронная концентрация определяется из уравнения

$$\alpha_{D1}[e]^3 + A[e]^2 - \alpha_{D1}(I_1/\alpha_{D1} + I_2/\alpha_{D2})[e] - A(I_1 + I_2)/\alpha_{D2} = 0,$$

или

$$[e] = \left(\frac{I_1}{\alpha_{D1}} + \frac{I_2}{\alpha_{D2}} - A \left(\frac{1}{\alpha_{D1}} - \frac{1}{\alpha_{D2}} \right) \frac{I_1}{\alpha_{D1}[e] + A} \right)^{1/2}. \quad (19)$$

Уравнение (19) совпадает с аналогичным уравнением работы [11] только в случае малых A , когда мала роль реакций $N_2 + O_2^+ \rightarrow NO + NO^+$, $O_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + O_2$. В E -слое роль этих реакций может быть существенна. В другом предельном случае, когда $A \gg \alpha_{D1}[e]$, электронная концентрация определяется соотношением $[e] \approx (I/\alpha_{D2})^{1/2}$. Результаты численного решения уравнения (19) приведены на рис. 2 для различных условий солнечной активности в диапазоне высот 100–130 км (кривые 5 и 6 на рис. 2 — максимум и минимум солнечной активности соответственно).

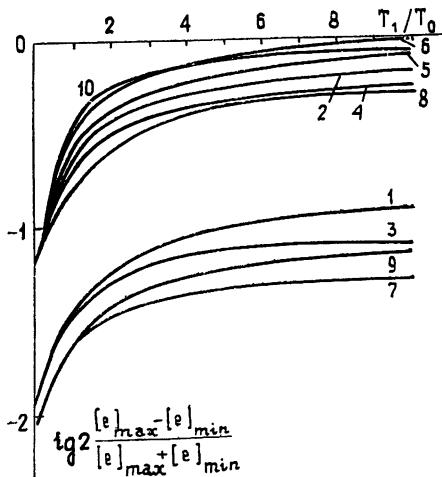


Рис. 2.

В случае 2) введем малый параметр $\varepsilon \equiv \tau/\tau_{\text{хим}} \ll 1$. Применяя метод усреднения по Боголюбову [21], получим

$$[O_2^+] = \alpha_0^{(0)} \left[1 + \frac{\alpha_0^{(0)} + \gamma_0^{(0)}}{2\Omega} (b_1 \cos 2\Omega t - a_1 \sin 2\Omega t) + \dots \right], \quad (20)$$

$$[e] = (\alpha_0^{(0)} + \gamma_0^{(0)}) \left\{ 1 + \frac{1}{2\Omega} [(\alpha_0^{(0)} b_1 + \gamma_0^{(0)} d_1) \cos 2\Omega t - (\alpha_0^{(0)} a_1 + \gamma_0^{(0)} c_1) \sin 2\Omega t] + \dots \right\},$$

где $\alpha_0^{(0)}$ и $\gamma_0^{(0)}$ находятся из усредненных уравнений (16):

$$I_1 - A \alpha_0^{(0)} - a_n \alpha_0^{(0)} (\alpha_0^{(0)} + \gamma_0^{(0)}) = 0, \quad (21)$$

$$I_2 + A \alpha_0^{(0)} - c_n \gamma_0^{(0)} (\alpha_0^{(0)} + \gamma_0^{(0)}) = 0.$$

Положим $T_e = T_0 + T_1 \sin^2 \Omega t$, a_n , b_n , c_n , d_n находим преобразованием Фурье. Зависимость глубины модуляции от температуры показана на рис. 2 (кривые 7, 8 для периодов T , равных соответственно 10 и 100 с).

Результаты численного решения системы уравнений (15) для различных условий солнечной активности и периодов модуляции $T = 10$ и 100 с даны на рис. 2 (кривые 1, 2 соответствуют max солнечной активности и периодам $10, 100$ с; 3, 4 — min солнечной активности и тем же

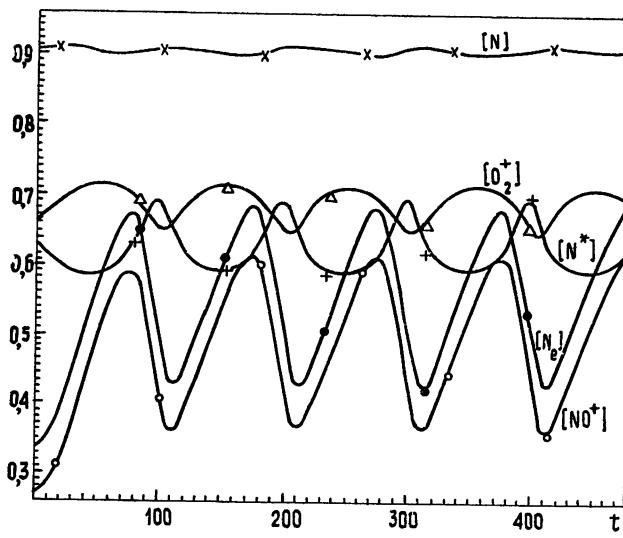


Рис. 3.

периодам $10, 100$ с). На этом рисунке выделяются два семейства кривых, соответствующих нагреву с 10 - и 100 -секундной модуляцией. Отличие глубины модуляции при этом — на порядок (в соответствии с (20)).

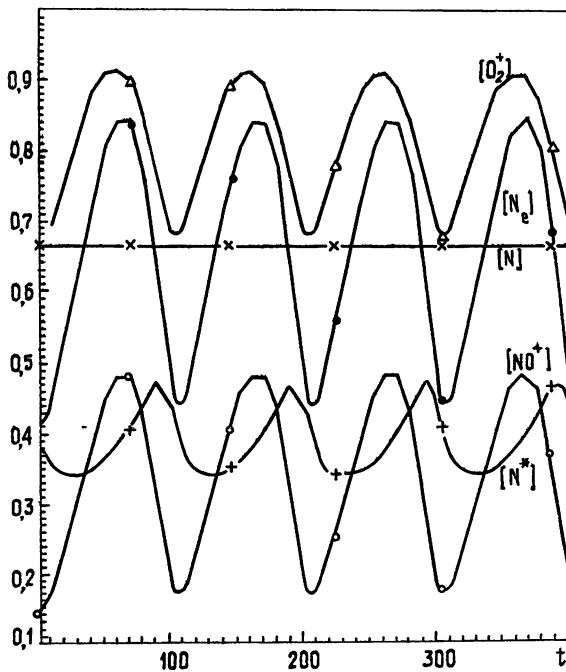


Рис. 4.

На рис. 3, 4 показано поведение во времени различных компонент ионосферной плазмы для минимума и максимума солнечной активности в случае 100-секундной модуляции. Здесь по оси ординат отложены

величины нормированных концентраций различных компонент ионосферной плазмы. На кривых видна различная глубина модуляции для разных компонент. Эффект нелинейности ярче всего проявляется в N^* и O_2^+ . Рис. 3, 4 построены для $T_1 = 2000$ К. На рис. 5 приведены аналогичные кривые для 10-секундной модуляции температуры при амплитуде $T_1 = 1000$ К в период минимума солнечной активности. На этом рисунке ясно виден переходный режим для N_e с характерным временем порядка 100 с. На рис. 6 дана зависимость от времени концентрации различных компонент для случая максимума солнечной активности.

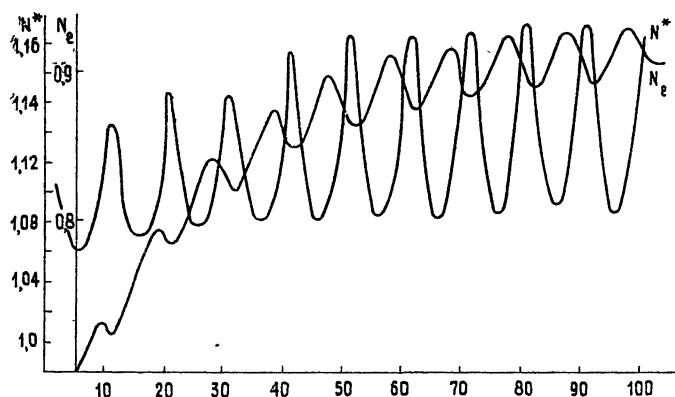


Рис. 5.

Резюмируя результаты расчетов уравнений химической кинетики для E -слоя, приходим к следующим выводам: 1) наиболее глубокая модуляция концентрации появляется в квазистационарном случае; 2) 100-секундные колебания температуры дают глубину модуляции электронной концентрации, не более чем в 2—3 раза отличающуюся от квазистационарного случая; 3) 10-секундные колебания температуры дают на порядок меньшие величины глубины модуляции N_e по сравнению со случаем 100-секундных колебаний.

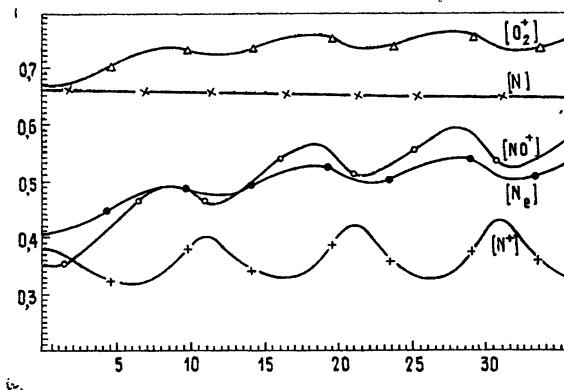


Рис. 6.

Будем считать, что мощная радиоволна проходит по среде с новым установившимся значением N_e , определяемым температурной зависимостью эффективного коэффициента рекомбинации.

Примем, что

$$N_e = N_{e0} \sqrt{1 + \gamma \frac{T_e - T_{e0}}{T_{e0}}} . \quad (22)$$

Параметр γ в этом выражении введен для грубого учета зависимости вариаций электронной концентрации от периода модуляции радиоволны. Для оценок величина γ была принята равной 0,5 и 1, что грубо соответствует периоду 100 с и квазистационарному случаю. В табл. 2 приведены относительные возмущения интегральных холловских и педерсеновских проводимостей, определенные из численного решения уравнения (2) с электронной концентрацией, зависящей от температуры в соответствии с (22). Сравнивая табл. 1 и 2, видим, что учет нарушения баланса ионизации приводит к увеличению возмущения проводимости ионосферы до 1—3% (днем при $E_0 = 0,5$) и 10—20% при $E_0 = 5 \text{ B/m}$ и до 50% — ночью.

Таблица 2

		День				Ночь			
		Поляризация, B/m				Поляризация, B/m			
$\omega \cdot 10^{-7}$, c^{-1}	$E_0 = 0,5$	Левая		Правая		$\omega \cdot 10^{-8}$, c^{-1}	$E_0 = 0,5$	Левая	
		$E_0 = 0,5$	5	$E_0 = 0,5$	5			$E_0 = 0,5$	5
$\gamma = 0,5$									
1	0,004	0,02	0,01	0,07	1	20	32	11	16
	-0,008	-0,07	0,06	0,07		20	32	15	15
2	0,01	0,06	0,06	0,2	2	16	25	17	24
	0,01	-0,03	0,5	1,1		17	23	20	23
3	0,03	0,1	0,6	2	3	14	20	19	28
	0,2	0,4	1,1	4,1		14	17	22	28
4	0,5	1,3	0,9	5,4	4	11	15	20	31
	0,9	2,5	1,1	7,1		12	12	23	32
5	1	4,2	0,9	8,1	5	7,9	11	21	35
	1,2	5,3	0,9	9,6		19	8	23,5	35
$\gamma = 1$									
1	0,007	0,04	0,02	0,08	1	32	46	16	22
	-0,004	-0,05	0,1	0,2		33	46	23	23
2	0,01	0,06	0,1	0,3	2	27	35	26	33
	0,03	0,005	0,9	2		28	34	31	35
3	-0,05	0,1	1,1	3,4	3	22	28	30	40
	0,4	0,9	2,1	7,2		23	26	34	41
4	0,9	2,2	1,8	9,3	4	18	22	32	46
	1,8	4,5	2,2	12,5		19	20	36	46
5	2	7,2	1,8	14	5	13	14	34	48
	2,3	9,5	1,8	16,8		14	12	38	50

Разумеется, самовоздействие сильной волны, особенно в ночной ионосфере, приводит к искажению ее модуляции. Здесь мы не будем рассматривать эти эффекты, а ограничимся оценками возмущений ионосферной проводимости, полученными выше.

4. Для оценки величины магнитного поля ограничимся рассмотрением модели с простой геометрией: неоднородность проводимости создает аномальный ток и, соответственно, аномальное магнитное поле. Форма неоднородности в данном случае несущественна. Пусть — это круг радиуса a . Тогда компоненты магнитного поля h'_r и h'_φ под такой неоднородностью, помещенной в однородный ток, текущий в направлении $\varphi = 0$, имеют вид [22]

$$h'_r = (2a/\Delta) \{ [2\rho_0(\rho_0 + \rho_1) - \Delta] \sin \varphi - 2\beta_0(\delta_0 - \delta_1) \cos \varphi \} \times \\ \times [r^{-1} I(1, 1 - 1, r, z) - I(1, 0, 0, r, z)], \quad (23)$$

$$h_\varphi' = - (2a/\Delta r) \{ [2\rho_0(\rho_0 + \rho_1) - \Delta] \cos \varphi + 2\rho_0(\delta_0 - \delta_1) \sin \varphi \} \times \\ \times I(1, 1, -1, r, z),$$

где

$$\rho_{0,1} = \frac{\Sigma_{0,1}}{\Sigma_{0,1}^2 + G_{0,1}^2}, \quad \delta_{0,1} = \frac{G_{0,1}}{\Sigma_{0,1}^2 + G_{0,1}^2},$$

$$I(\mu, \nu, p, r, z) = \int_0^\infty \lambda^p J_\mu(a\lambda) J_\nu(r\lambda) e^{-\lambda z} d\lambda,$$

$$h_r' = \frac{H_r - H_{0r}}{H_0}, \quad h_\varphi' = \frac{H_\varphi - H_{0\varphi}}{H_0},$$

$$\Delta = (\rho_0 + \rho_1)^2 + (\delta_0 - \delta_1)^2.$$

Будем рассматривать аномальное магнитное поле под центром неоднородности ($r = 0, \varphi = 0, h_r' = h_x', h_\varphi' = h_y'$). Предположим также, что возмущения интегральных проводимостей малы. В этом случае общие выражения (23) могут быть упрощены и записаны в виде

$$h_\varphi' = (\alpha/4)(a/z)^2, \quad (24)$$

$$h_r' = -\delta_0 \beta / 4\rho_0 (a/z)^2,$$

где

$$\alpha = \frac{\delta \Sigma}{\Sigma} - 2 \frac{\Sigma_0 \delta \Sigma + G_0 \delta G}{\Sigma_0^2 + G_0^2},$$

$$\beta = \frac{\delta G_0}{G_0} - 2 \frac{\Sigma_0 \delta \Sigma + G_0 \delta G}{\Sigma_0^2 + G_0^2}.$$

Здесь $\delta \Sigma$ и δG — возмущения интегральных педерсеновских и холловских проводимостей.

Так как $(a/z)^2 \sim 4/\Gamma$, где Γ — коэффициент направленного действия антенны, то

$$h_\varphi' = \alpha/\Gamma, \quad h_r' = - (G_0/\Sigma_0) (\beta/\Gamma). \quad (25)$$

Рассмотрим изменение проводимости вблизи точки отражения. В силу вышесказанного, возмущения проводимостей за счет высоких T_e будут пропорциональны концентрации электронов $N_e = N_e(T_e)$. Или

$$\delta \Sigma = \Sigma_{0\Delta} \frac{\delta N_e}{N_{e0}} h \text{ и } \delta G = G_{0\Delta} \frac{\delta N_e}{N_{e0}} h,$$

где h — толщина нагреваемого слоя вблизи точки отражения, а $\Sigma_{0\Delta}$ и $G_{0\Delta}$ — соответственно интегральные педерсеновские и холловские проводимости невозмущенного километрового слоя. Тогда

$$\alpha \sim \beta \sim \delta N_e / N_{e0},$$

так как $\delta N_e = \delta N_e(T_e)$ или $\delta N_e = \delta N_e(E)$, где E — электрическое поле волн на высоте z . Пока амплитуда E_0 не слишком велика, можно считать, что $E \sim \sqrt{\Gamma W_0}$, где W_0 — мощность, излучаемая антенной, в килловаттах. Из рис. 2 видно, что δN_e примерно пропорционально T_e : $\delta N_e / N_{e0} \sim T_e \sim E^2 \sim \Gamma W_0$. Поэтому $\alpha \sim \Gamma$, $\beta \sim \Gamma$. Подставив последнее соотношение в (25), получим, что величина возмущений магнитного поля в этом случае не зависит от КНД.

В случае сильного поля нелинейные эффекты приводят к тому, что появляется сильная зависимость от КНД. В табл. 3 приведены значения α (верхнее) и β (нижнее) (в %) для двух типов волн различного частотного диапазона для ночной и дневной ионосфер.

Таблица 3

День										Ночь									
		Поляризация, B/m										Поляризация, B/m							
		Левая				Правая						Левая				Правая			
$\omega \cdot 10^{-7}$, c^{-1}		$E_0 = 0,5 \quad 5$				$E_0 = 0,5 \quad 5$				$\omega \cdot 10^{-7}$, c^{-1}		$E_0 = 0,5 \quad 5$				$E_0 = 0,5 \quad 5$			
$\gamma = 0$																			
1	0,06 0,0007	0,32 —0,02	0,01 —0,01	0,3 —0,07	0,1	1,3 —1,6	11 —5,5	1,4 —1	11 —2,6	2	0,01 —0,007	0,3 —0,4	0,005 —0,02	0,3 —0,1	0,2 —0,2	1,3 —1,4	9,7 —4,5	1,4 —1,1	12 —3,6
3	—0,01	0,4	0,003	0,4	0,3	—1,3	9,3	1,3	12	4	—0,01 0,005	—0,07 0,4	—0,01 0,001	—0,2 0,4	0,3 0,4	—1,3 —1,2	—3,9 —3,5	—1,1 —1,1	—4,2 —4,7
5	0,003 —0,02	0,4 —0,2	0,001 —0,01	0,4 —0,4	0,5	1,3 —1,1	8,8 —3,2	1 —1	13 —5,1										
$\gamma = 0,5$																			
1	0,008 —0,004	0,068 —0,016	—0,05 —0,013	—0,072 —0,07	0,1	—21 —20	—32 —33	—16 —12	—15 —16	2	—0,01 —0,01	0,03 —0,059	—0,44 —0,045	—1,0 —0,16	0,2 —0,2	—17 —16	—22 —24	—21 —17	—23 —24
3	—0,24 —0,04	—0,4 —0,1	—1,0 —0,55	—4,0 —1,9	0,3	—14 —14	—17 —19	—22 —19	—28 —28	4	—0,95 —0,5	—2,4 —1,3	—1,1 —0,93	—7,0 —5,3	0,4 0,4	—12 —11	—11 —14	—24 —21	—32 —32
5	—1,2 —1,0	—5,4 —4,2	—0,93 —0,9	—9,5 —8,0	0,5	—9 —8	—7,5 —10	—24 —22	—35 —35										
$\gamma = 1,0$																			
1	0,04 —0,01	0,1 —0,04	—0,1 —0,01	—0,16 —0,07	0,1	—33 —32	—46 —46	—25 —18	—24 —22	2	—0,03 —0,01	—0,005 —0,06	—0,8 —0,07	—1,9 —0,2	0,2 —0,2	—28 —27	—34 —35	—33 —27	—35 —34
3	—0,45 —0,05	—0,80 —0,14	—2,0 —1,0	—7,0 —3,2	0,3	—24 —22	—26 —28	—36 —31	—42 —40	4	—1,8 —0,9	—4,5 —2,2	—2,1 —1,8	—12 —9,2	0,4 0,4	—19 —18	—20 —22	—38 —33	—46 —45
5	—2,3 —2,0	—9,5 —7,3	—1,8 —1,8	—17 —14	0,5	—15 —13	—11 —14	—39 —35	—51 —49										

В расчетах принималось $E_0 = 0,5$ и $5 B/m$, но $E_0 = 0,3 \sqrt{\Gamma W_0/z} B/m$ (z — расстояние в километрах до излучателя). Тогда получаем $\Gamma \sim 10$ для $E_0 = 0,5 B/m$ и $\Gamma \sim 10^3$ для $E_0 = 5 B/m$ при $z = 65$ км и $W_0 \approx 10^3$ кВт. Максимальные значения возмущений магнитного поля h' днем порядка 10^{-3} при $E_0 \approx 0,5 B/m$ и около 10^{-4} при $E_0 \approx 5 B/m$; ночью — 10^{-1} для $E_0 = 0,5 B/m$ и 10^{-3} для $E_0 = 5 B/m$.

В средних широтах величина фоновой S_q -вариации порядка 50 γ днем и 1 γ — ночью. Тогда величины ожидаемых вариаций, возникающих при облучении ионосферы сильной радиоволной, должны быть порядка $5 \cdot (10^{-2} \div 10^{-3}) \gamma$ днем при $W_0 \sim 10^3$ кВт и $10^{-1} \gamma$ — ночью.

Амплитуды магнитных вариаций для периодов модуляции $T \approx 10$ с примерно на порядок ниже. Приведенные величины справедливы только

под центром создаваемой неоднородности. Вблизи неоднородности магнитное поле убывает примерно как r^{-1} (r — расстояние до центра неоднородности), а вдали — как r^{-2} .

В заключение отметим, что увеличение КНД при заданной мощности излучателя приводит, как это следует из табл. 2 и полученных оценок магнитного поля, к уменьшению величины создаваемых вариаций.

Авторы глубоко признательны А. В. Крестинину за ценную помощь и обсуждение ряда вопросов, рассмотренных в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Greifinger C.—J. Geophys. Res., 1972, 77, p. 6761.
2. Frazer-Smith A. C., Bibenik D. M.—J. Geophys. Res., 1974, 79, p. 1038.
3. Willis J. W., Davis J. R.—J. Geophys. Res., 1973, 78, p. 5710.
4. Ляцкая А. М., Ляцкий В. Б., Мальцев Ю. П.—Геомагнетизм и аэрономия, 1976, 16, с. 331.
5. Васильев А. Н., Ларин В. Ф., Смирнов В. С.—В сб.: Исследования процессов в авроральной ионосфере методами активного воздействия.—Апатиты, 1978.
6. Котик Д. С., Поляков С. В., Рапорт В. О., Тамойкин В. В.—В сб.: Влияние мощного радиоизлучения на ионосферу.—Апатиты, 1979.
7. Stubbe P., Korka H.—J. Geophys. Res., 1977, 82, p. 2319.
8. Гетманцев Г. Г., Гульельми А. В., Клайн Б. И. и др.—Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 7, с. 1017.
9. Биличенко С. Б., Дрейзин Ю. А., Зотов А. В. и др.—Геомагнетизм и аэрономия, 1979, 19, с. 760.
10. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме.—М.: Физматгиз, 1960.
11. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере.—М: Наука, 1973.
12. Гуревич А. В., Шлюгер И. С.—Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 9, с. 1237.
13. Meltz G., Hollway L. H., Jr., Tomlianovich N. M.—Radio Sci., 1974, 9, p. 1049.
14. Гуревич А. В., Милих Г. М., Шлюгер И. С.—Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1790.
15. Козлов С. И.—Геомагнетизм и аэрономия, 1976, 16, с. 58.
16. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы.—М., Наука, 1974.
17. Chakrabarty P., Chakrabarty D. K., Björn L.—J. Atm. and Terr. Phys., 1978, 40, p. 81.
18. Мак-Ивен М., Филлис Л. Химия атмосферы.—М: Мир, 1978.
19. Данилов А. Д., Власов М. Н. Фотохимия ионизованных и возбужденных частиц в нижней ионосфере.—Л.: Гидрометеоиздат, 1973.
20. Schmeltekopf A. L. et al.—Planetary and Space Sci., 1967, 15, p. 401.
21. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний.—М.: Наука, 1974.
22. Абрамов Л. А., Альперович Л. С.—Космические исследования, 1970, 8, с. 80.

Институт физики Земли
АН СССР

Поступила в редакцию
15 февраля 1980 г.

GENERATION OF LOW FREQUENCY ELECTROMAGNETIC OSCILLATIONS BY A FIELD OF A POWERFUL RADIO WAVE IN THE IONOSPHERE

L. S. Al'perovich, E. N. Fedorov

A problem of generation of long-period geomagnetic variations in a field of a modulated radio wave is considered in detail. It is shown that the maximum effect is achieved due to distortion of ionized recombination balance of the ionosphere plasma. Calculations have been made for daytime and nighttime models of the ionosphere. It is found that with the radiated power of 1 mWt the maximum variation of the magnetic field does not exceed 10^{-2} — 10^{-3} at daytime and 10^{-1} at the nighttime under the centre of the inhomogeneity created.