

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 551.510.535

### ИСКУССТВЕННЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ПЛАЗМЫ В НИЖНЕЙ ЧАСТИ D-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ

В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, С. А. Дмитриев, Г. И. Тёрина

В стоячих волнах, образованных отражением мощного коротковолнового радиоизлучения от ионосферы, возникают квазипериодические неоднородности плазмы. Они были обнаружены методом обратного рассеяния пробных радиоволн в  $F$ - и  $E$ -слоях ионосферы, а также в верхней части области  $D$ . Дальнейшие эксперименты, проведенные в г. Горьком весной и летом 1980 г., показали, что искусственные неоднородности появляются и в нижней части области  $D$ . В настоящей работе изложены основные результаты этих экспериментов

В качестве источников возмущающего радиоизлучения использовались два передатчика, один из которых работал на частоте  $f = 5,75$  МГц с эквивалентной мощностью  $PG$  ( $P$  — мощность передатчика,  $G$  — КНД антенны) порядка 20 МВт, а другой — на частоте  $f = 3$  МГц с  $PG = 1,5$  МВт. Диагностика неоднородностей осуществлялась установкой для исследований ионосферы методом частичных отражений. Заметное на опыте обратное рассеяние появлялось при совпадении частот возмущающего и пробного передатчиков, т. е. при условии равенства пространственного периода неоднородностей полудлине пробной волны. Поэтому регистрация сигналов была возможной лишь в релаксационный период после выключения мощного передатчика.

Обратное рассеяние наблюдалось в дневное время суток на высотах 55—75 км. Амплитуда сигналов была ниже уровня зеркального канала на 50—80 дБ. Проведение измерений, особенно на высотах 65—75 км, часто затруднялось соизмеримым по интенсивности рассеянием радиоволн естественными неоднородностями плазмы («частичными отражениями»).

В процессе проведения экспериментов возмущающие передатчики обычно работали в периодическом режиме нагрева в течение 5 или 10 с с паузой такой же продолжительности. Непосредственно после выключения передатчика делалось несколько фоток кадров высотного-амплитудного распределения  $A(h)$  исследуемых сигналов. Одновременно с нескольких фиксированных высот на самописце регистрировался процесс релаксации этих сигналов. Запись велась со скоростями 25 или 50 мм/с. Наилучшим временем для проведения наблюдений были утренние и вечерние часы, когда поглощение радиоволн в ионосфере было относительно невелико и уменьшалась интенсивность рассеяния естественными неоднородностями.

Типичные фоток кадры распределения  $A(h)$ , полученные 18 июля 1980 г.  $t = 18^{10}$  на  $f = 5,75$  МГц с выдержкой в 1 с, представлены на рис. 1. Зондирование пробными волнами производилось с частотой повторения 50 Гц и длительностью импульсов 50 мкс. Первый кадр захватывает конец нагрева мощным радиоизлучением и несколько десятых долей секунды после его выключения, второй и третий кадры показывают изменения  $A(h)$  в последующие секунды.

В распределении  $A(h)$  на рис. 1 четко выделяются две самостоятельные группы сигналов. Рассеяние с высот, больших 75 км, обусловлено искусственными неоднородностями  $E$ -слоя и верхней части  $D$ -области. Оно было описано в [4] и здесь рассматриваться не будет. Интересующие нас сигналы расположены ниже и имеют по сравнению с верхней группой существенно меньшую амплитуду. Отметим, что после выключения мощного передатчика релаксация сигнала происходит неравномерно по высоте. Последнее хорошо заметно также на рис. 2, где в качестве примера показаны одновременные записи  $A(t)$  с высот 60 км (кривая 1) и 65 км (кривая 2), полученные 18 июня 1980 г.  $t = 18^{40}$ .

Записи  $A(t)$  свидетельствуют о приблизительно экспоненциальном характере процесса релаксации. Они были использованы для определения времени релаксации  $\tau$  по уменьшению амплитуды сигнала до уровня  $1/e$  от первоначального

Результаты обработки показали, что в большинстве случаев время релаксации возрастало с высотой от 0,1—0,2 с на  $h = 55 \div 58$  км до 0,5—1 с на  $h = 65 \div 68$  км и затем несколько уменьшалось в диапазоне  $h = 68 \div 73$  км.

На рис. 3а представлена зависимость времени релаксации от высоты, полученная в различные сеансы наблюдений (крестики — 12/VI-80 г.,  $t = 18^{20 \div 40}$ ; темные точки — 15/VII-80 г.,  $t = 15^{53 \div 57}$ ; светлые точки — 18/VII-80 г.,  $t = 18^{38 \div 40}$ ).

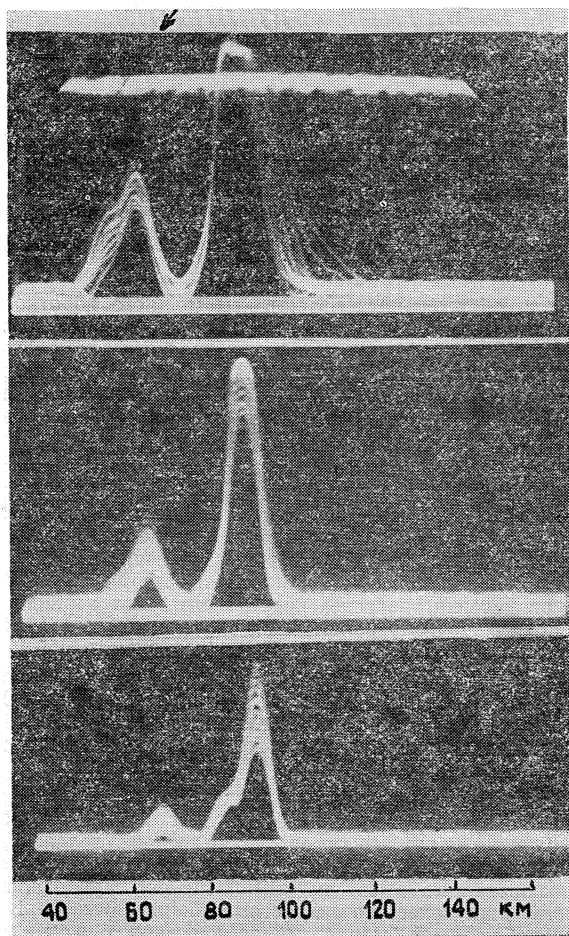


Рис. 1.

Результаты измерений показали, что время релаксации  $\tau$  существенно меняется в зависимости от сезона, времени суток. Существуют также вариации  $\tau$  с периодами от нескольких минут до нескольких часов. Примеры таких вариаций представлены на рис. 3б (15/VII-80 г.,  $t = 16^{00}$ ,  $h = 62$  км). Наблюдаемые вариации, по-видимому, можно объяснить распространением внутренних гравитационных волн в нижней ионосфере.

Значительные изменения  $\tau$  происходят во время захода и восхода Солнца. Во время захода значения  $\tau$  увеличиваются, сигналы уменьшаются по амплитуде и постепенно исчезают, начиная с более низких высот. Перед восходом Солнца наблюдается обратная картина. На рис. 3в представлена зависимость усредненных значений  $\tau$  от зенитного угла Солнца  $\chi$  (кривые 1 ( $h = 61$  км) и 2 ( $h = 66$  км) — 5/VI-80 г. — заход Солнца; кривые 3 ( $h = 61$  км) и 4 ( $h = 66$  км) — 26/VI-80 г. — восход Солнца).

При переходе от летних условий к зимним наблюдалось существенное уменьшение времени релаксации и амплитуды рассеянных сигналов.

Выше были изложены результаты экспериментов по рассеянию пробных радиоволн на искусственных периодических неоднородностях в нижней части  $D$ -области ионосферы. Если на высотах  $E$ - и  $F$ -области ионосферы периодические искусственные неоднородности электронной концентрации возникают под действием теплового

и стрикционного механизмов, то на высотах 50—75 км возникновение их можно объяснить температурной зависимостью коэффициента прилипания электронов к нейтральным молекулам [5, 6]. Полагая температурную зависимость коэффициента прилипания электронов в виде  $\beta = \beta_0 (T_e/T_0)^\chi$ , при условии малости возмущений можно получить следующее выражение, описывающее процесс релаксации периодических искусственных неоднородностей в нижней части D-области ионосферы

$$\Delta N(z, t) = - \frac{e^2 E_1 E_2 N_0 \cos k z}{3 m \delta [(\omega \pm \omega_H)^2 + \nu^2] \chi T_0 \beta + \gamma} e^{-(t+\tau)^\gamma}, \quad (1)$$

где  $\gamma$  — коэффициент отлипания электронов от отрицательных ионов,  $E_1$  и  $E_2$  — амплитуды падающей и отраженной волн, остальные обозначения те же, что и в работе [3].

Формула (1) позволяет сделать численные оценки амплитуды  $\Delta N$  и времени релаксации  $\tau = (\beta + \gamma)^{-1}$  неоднородностей. Например, для  $h = 60$  км  $E_1 = 0,3$  В/м,  $E_2 = 0,01$  В/м,  $N_0 = 30$ ,  $\nu = 2,2 \cdot 10^7$ ,  $f = 5,6$  МГц,  $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $\beta = 1$ ,  $\gamma = 2$  и  $\chi = 1,5$ . Получаем  $\Delta N = 10^{-1}$  см<sup>-3</sup> и время релаксации неоднородностей  $\tau = 0,33$  с. С другой стороны, можно найти  $\Delta N$  из эксперимента, используя формулу для коэффициента отражения:

$$R = \frac{\pi}{2} \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \frac{L}{\lambda} = \frac{2\pi^2 e^2 \Delta N L}{m [(\omega \pm \omega_H)^2 + \nu^2] \lambda}, \quad (2)$$

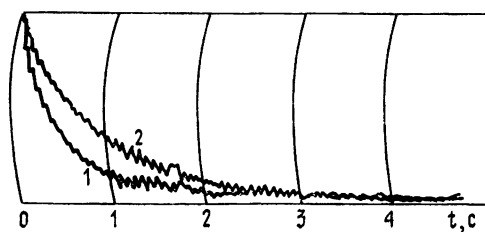


Рис. 2.

где  $L = cT/2$  — вертикальный размер объема рассеяния, определяемый длительностью зондирующего импульса. Полагая, что  $R$  составляет 90 дБ, найдем величину  $\Delta N = 0,5 \cdot 10^{-1}$  см<sup>-3</sup>, которая хорошо согласуется с теоретической оценкой. Отметим, что оценки времени релаксации, полученные для более сложной модели процессов в D-области [6], качественно соответствуют результатам экспериментов.

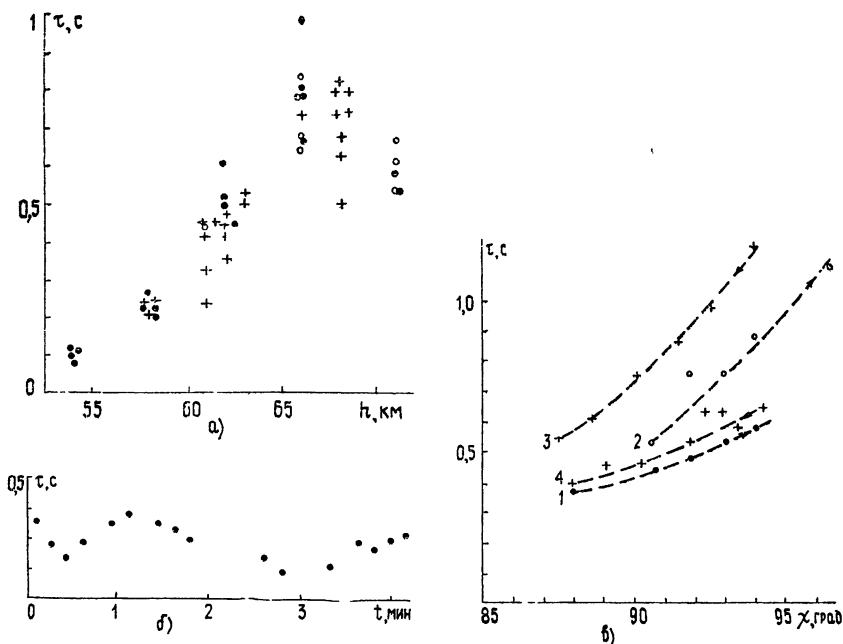


Рис. 3.

На основании вышесказанного можно полагать, что измерение характеристик резонансного рассеяния радиоволн на искусственных неоднородностях в интервале высот 55—75 км может служить новым средством диагностики области D.

Авторы выражают благодарность М. А. Иткиной за обсуждение результатов работы, а также Л. М. Елхиной, Л. Н. Казаковой, Н. К. Шичковой за помощь в проведении измерений.

1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г., Игнатъев Ю. А., Комраков Г. П. — Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, № 10, с. 497.
2. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Иткина М. А., Митяков Н. А., Терина Г. И., Толмачева А. В., Шавин П. Б. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1821
3. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Терина Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 10, с. 1418.
4. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Дмитриев С. А., Терина Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 4, с. 504
5. Данилов А. Д., Власов М. Н. Фотохимия ионизованных и возбужденных частиц в нижней ионосфере. — Л.: Гидрометеоздат, 1973.
6. Tomko A. A., Ferraro A. J., Lee H. S., Mitra A. P. — J. Atm Terr. Phys., 1980, 42, № 3, p 273

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступила в редакцию  
18 декабря 1980 г.

УДК 538.574 : 530 18

## О ВРЕМЕНИ ОБРАЗОВАНИЯ СОЛИТОНОВ ИЗ НАЧАЛЬНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В РАМКАХ УРАВНЕНИЯ КОРТЕВЕГА—ДЕ ВРИЗА

*Е. Н. Пелиновский, Ю. А. Степанянц*

Благодаря разработанным в настоящее время точным методам интегрирования уравнений нелинейной теории волн в диспергирующих средах принципиальная картина явления эволюции импульсных сигналов (распад на солитоны, формирование осциллирующих хвостов и т. п.) представляется ясной. Между тем многие количественные соотношения, описывающие волновой процесс (в особенности на ранней стадии эволюции), из-за математических сложностей пока неизвестны. В частности, не известно важное для практических расчетов время формирования солитонов из начальных возмущений, которое, по существу, и определяет время проявления нелинейных и дисперсионных эффектов. Этот вопрос изучался в ряде экспериментальных работ [1, 2] применительно к солитонам в плазме. Однако экспериментальные данные показывают либо большой разброс [1], либо искажены наложением посторонних полей на солитоны [2]. Существующие же численные оценки времени образования солитонов [3] справедливы только в ограниченной области параметров.

В настоящей работе приводятся данные по определению времени (длины) образования первого солитона из различной формы начальных возмущений, описываемых уравнением Кортевега—де Вриза (КдВ), на основе приближенных оценок, размерного подхода, а также аналогового и численного моделирования. Эти данные охватывают широкую область изменения параметров начальных возмущений от импульсов очень малой амплитуды (или длительности) до неограниченных по длительности возмущений типа ступенек.

Рассмотрим начальную задачу для уравнения КдВ:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + V \frac{\partial u}{\partial x} + \alpha u \frac{\partial u}{\partial x} + \beta \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} = 0, \quad u(0, x) = Uf(x/L). \quad (1)$$

Здесь  $f$  — функция, описывающая форму начального возмущения,  $U$  — его амплитуда,  $L$  — ширина. Используя замену переменных  $\eta = u/U$ ,  $\tau = \alpha Ut/L$ ,  $\xi = (x - Vt)/L$ ,  $\sigma^2 = \alpha UL^2/\beta$ , уравнение (1) можно привести к безразмерному виду, содержащему единственный параметр  $\sigma$ , характеризующий отношение нелинейности к дисперсии [4]:

$$\tau_\tau + \eta\eta_\xi + \sigma^{-2}\eta_{\xi\xi} = 0, \quad \eta(0, \xi) = f(\xi). \quad (2)$$

Рассмотрим сначала такие возмущения импульсного типа, для которых  $\sigma \ll \sigma_c = \sqrt{12}$ , где  $\sigma_c$  — значение параметра подобия для солитона. В этом случае нелинейным членом вначале можно пренебречь и рассматривать эволюцию возмущения в рамках линеаризованного уравнения [5, 6]. Решения последнего хорошо известны [4], асимптотически они выражаются через функцию Эйри  $u(x, t) = (U/\sqrt{\pi})(3\beta t)^{-1/3} \text{Ai}[(3\beta t)^{-1/3}(x - Vt)]$ . Отсюда видно, что на линейном этапе амплитуда возмущения падает, как  $t^{-1/3}$ , а длина растет, как  $t^{1/3}$ , вследствие чего изменяется и параметр подобия  $\sigma^2(t) = \frac{\alpha}{\beta} \frac{U}{\sqrt{\pi}} (3\beta t)^{1/3}$ ,