

УДК 550.388.2

## ИОНОСФЕРНЫЕ ПУЗЫРИ: ИОННЫЙ СОСТАВ, СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ И СТРУКТУРА

С. В. Мацевский, Н. М. Кащенко, М. А. Никитин

Описаны результаты численных экспериментов по моделированию динамики ионосферных пузырей в экваториальной  $F$ -области. Показано, что в ионосферных пузырях молекулярные ионы  $\text{NO}^+$  эффективно выносятся на большие высоты за счет поляризационных электрических полей, а инерционность движения ионов приводит к замедлению скорости развития пузырей и увеличению их долготной протяженности. Выявлена внутренняя способность плазмы экваториальной  $F$ -области формировать долготную асимметрию в пространственной структуре пузырей. Показана возможность образования изолированных пузырей на высотах выше максимума  $F$ -слоя.

**1. Введение.** В численных исследованиях динамики экваториальных пузырей [1, 2] не были учтены эффекты диамагнетизма плазмы, инерционности движения и многокомпонентного состава ионов. Названные факторы важны в динамике развития неоднородных рэлей-тейлоровских структур. Влияние многокомпонентности важно по той причине, что неустойчивость Рэля—Тейлора (НРТ) в экваториальной  $F$ -области обычно развивается у основания  $F$ -области, где доминируют молекулярные ионы  $\text{NO}^+$  и  $\text{O}_2^+$ , а затем распространяется на большие высоты [3]. В результате за счет электродинамического дрейфа становится возможным вынос ионов  $\text{NO}^+$  и  $\text{O}_2^+$  на большие высоты. Данные спутниковых измерений в ряде случаев свидетельствуют в пользу такого сценария, но не всегда [4]. Таким образом, вопрос об ионном составе рэлей-тейлоровских пузырей остается открытым. При развитии НРТ за счет обеднения плазмы индуцируется поляризационное электрическое поле, зональная компонента напряженности которого в первом приближении определяется соотношением [5]

$$E_y = - \frac{ngB}{v_{in} N} + E_0 \frac{N_0}{N}, \quad (1)$$

где  $E_y$  — напряженность зональной компоненты электрического поля ( $E_0$  — фоновое поле),  $n = N - N_0$  — возмущение электронной концентрации,  $g$  — ускорение земного тяготения,  $B$  — индукция магнитного поля,  $v_{in}$  — частота столкновений ионов с нейтральными частицами. Как следует из соотношения (1), при развитии достаточно интенсивных пузырей, внутри которых  $N \ll N_0$ , зональная компонента  $E_y$  может на порядок и более превосходить фоновое поле. Перепад электронной концентрации вне и внутри пузыря может достигать по данным спутниковых измерений двух порядков [6]. Отсюда следует, что в плазме могут индуцироваться дрейфовые движения со скоростями порядка 100 — 1000 м/с. При движении с такими скоростями необходим учет инерционности движения, так как на стадии развитой НРТ установятся не только резкие градиенты электронной концентрации, но и скоростей движения плазмы. Учет инерционности важен также и по другой причине: на больших высотах частота столкновений ионов с нейтралами  $v_{in} \rightarrow 0$  и плазма переходит в бесстолкновительный режим, где «бесстолкновительная» мода НРТ может заметно отличаться от столкновитель-

тельной. Итак, естественным шагом в развитии подхода [1,2], основанного на численном моделировании НРТ в экваториальной  $F$ -области на нелинейной стадии, является учет инерционности движения и многокомпонентного состава ионов. Ниже описана численная модель НРТ, учитывающая два названных фактора и диамагнетизм плазмы, а также результаты численных экспериментов на ней. Данная модель, так же как и модели [1,2], справедлива только для сильно вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей.

**2. Описание численной модели.** Исходная система уравнений модели имеет вид

$$\partial n_1 / \partial t + \operatorname{div}_{\perp} (n \bar{v}_{\perp}) = -k[N_2]n_1; \quad (2)$$

$$\partial n_2 / \partial t + \operatorname{div}_{\perp} (n \bar{v}_{\perp}) = k[N_2]n_1 - \alpha N n_2; \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{v}_{\perp}}{\partial t} + (\bar{v}_{\perp} \nabla) \bar{v}_{\perp} = -\frac{\nabla p}{\langle m \rangle N_e} + \frac{e}{\langle m \rangle} (\bar{E} + \bar{v}_{\perp} \times \bar{B}) - \langle v_{in} \rangle (\bar{v}_{\perp} - \bar{v}_{\perp n}) + \bar{g}; \quad (4)$$

$$\bar{E} + \bar{v}_{\perp e} \times \bar{B} + (1/eN) \nabla_{\perp} p = 0; \quad (5)$$

$$\operatorname{div}_{\perp} \bar{j} \equiv \operatorname{div}_{\perp} [eN_e (\bar{v}_{\perp} - \bar{v}_{\perp e})] = 0, \quad (6)$$

где  $n_1$  — концентрация ионов  $O^+$ ,  $n_2$  — концентрация молекулярного иона  $NO^+$ ,  $\bar{v}_{\perp}$  — скорость движения ионов поперек магнитного поля,  $[N_2]$  — концентрация молекулярного азота,  $k$  — скорость зарядно-обменной реакции ионов  $O^+$  с нейтралами  $N_2$ ,  $\alpha$  — скорость рекомбинационно-диссоциативной реакции с участием  $n_2$ ,  $N_e = n_1 + n_2$ ,  $p = kNT$ ,  $\langle m \rangle = (m_1 n_1 + m_2 n_2) / N$ ,  $\langle v_{in} \rangle = (v_{1n} m_1 n_1 + v_{2n} m_2 n_2) / (m_1 n_1 + m_2 n_2)$ ,  $\bar{E} = -\nabla \Phi$ ,  $\Phi$  — потенциал электрического поля. Как видно из записи уравнений (2) — (4), все они получены в предположении, что поперечные скорости ионов различной массы равны друг другу. Данное ограничение не является очень сложным, так как в первом приближении скорости ионов определяются дрейфовыми составляющими. Система (2) — (6) решается в декартовой системе координат  $x, y, z$ : ось  $x$  направлена на юг,  $y$  — на восток,  $z$  — вверх. Область решения охватывает диапазон долгот  $[-a, a]$  и высот  $[h_0, h]$ , конкретные значения  $a, h_0, h$  определяются видом задачи. Система (2) — (6) дополняется следующими граничными условиями.

На боковых границах при  $y = a$  и  $y = -a$

$$\frac{\partial n_1}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial n_2}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \bar{v}_{\perp}}{\partial y} = 0, \quad E_y = E_0, \quad (7)$$

на нижней границе

$$\partial \bar{v}_{\perp} / \partial z = 0, \quad n_{1,2} = \text{const}, \quad \Phi = -yE_0, \quad (8)$$

где постоянные определяются условиями конкретной задачи. На верхней границе

$$\frac{\partial n_1}{\partial z} = -\frac{n_1}{H_1}, \quad \frac{\partial n_2}{\partial z} = -\frac{n_2}{H_2}, \quad \frac{\partial \bar{v}_{\perp}}{\partial z} = 0, \quad \Phi = -yE_0, \quad (9)$$

где  $H_1$  и  $H_2$  — характерные шкалы высот ионов  $O^+$  и  $NO^+$ . Начальные профили для переменных  $n_1$  и  $n_2$  задаются в виде чепменовских профилей; для  $\bar{v}_{\perp}$  выбираются однородные по высоте дрейфовые профили,

В качестве краевых условий на боковых границах могут быть также использованы условия периодичности решений по переменной  $y$ , как это сделано в [1,2]. Однако условия (7), (8), (9), как нам представляется, обеспечивают большую естественность и свободу конвективного движения плазмы.

Система (2)—(6) решается численно методом конечных разностей. Для этого использована равномерная пространственная сетка с шагами  $\Delta y = 4$  км и  $\Delta z = 10$  км. Как видно из записи системы уравнений (2)—(6), модельная система описывает только сильно вытянутые вдоль силовых линий магнитного поля неоднородности [7]. Это обстоятельство является наиболее сильным ограничением используемой модельной системы, так как оставляет вне рассмотрения динамику умеренно вытянутых пузырей.

**3. Результаты расчетов.** В [1,2,8] было показано, что динамика пузырей, прежде всего характерное время развития  $T_0$ , зависят от таких параметров фоновой плазмы и начальных возмущений, как градиенты электронной концентрации в нижней части  $F$ -слоя и интенсивность начального возмущения. Таким образом,  $T_0$  является функцией начального состояния неустойчивой системы. Также функцией начальных условий является зональная протяженность пузырей, которая определяется, в основном, первоначальной долготной протяженностью возмущений электронной концентрации. Форма же пузырей с характерной грибообразной структурой (в случае отсутствия ветрового увлечения зональной компонентой термосферного ветра) является, в определенной степени, инвариантом явления. С учетом сказанного рассмотрение результатов расчетов будет проводиться для стадии развитой рэлей-тейлоровской неоднородности без жесткой привязки к конкретным временам развития процессов.

На рис. 1 приведены изолинии концентрации электронов и ионов  $\text{NO}^+$  для двух моментов времени развитой стадии неустойчивости:  $T_0$  (рис. 1а, в) и  $T_0 + 50$  с (рис. 1б, г). Параметры фоновой плазмы соответствуют послезаходным условиям равновесия при повышенной солнечной активности с  $F_{10.7} = 150$ . Фоновое зональное электрическое поле  $E_0 = 0,3$  мВ/м. Как видно из рис. 1, на развитой стадии пузыря, для которой свойственно значительное падение электронной концентрации внутри пузыря, ионы  $\text{NO}^+$  эффективно вытягиваются на большие высоты: в момент  $T_0$  концентрация ионов  $\text{NO}^+$  на высоте 550 км равна  $10^3$  см $^{-3}$  (рис. 1в). В центре пузыря при  $y \approx 0$  в этот момент времени содержание ионов  $\text{NO}^+$  составляет 50% и более в высотном интервале от 300 до 550 км. Характерной особенностью динамики ионосферной неоднородности, генерируемой за счет НРТ, является образование изолированного пузыря на высотах выше максимума  $F$ -слоя. Частично эта особенность отражена на рис. 1б и 1г, но более полно она передана на рис. 2, где представлен последовательный ход процесса для моментов времени  $T_0 + 16$  с (рис. 2а),  $T_0 + 32$  с (2б) и  $T_0 + 42$  с (2в). В связи с тем, что в численных экспериментах [1,2] образования изолированного пузыря не наблюдалось, кратко перечислим особенности этого процесса. На развитой стадии НРТ происходит пережатие ножки пузыря, в результате в верхней части  $F$ -области формируется изолированный пузырь, который уходит во внешнюю ионосферу. Остальная область ионосферы, занятая неоднородностью, после пережатия ножки постепенно восстанавливается до значений электронной концентрации окружающей плазмы. В ходе всплытия изолированного пузыря происходит вынос ионов  $\text{NO}^+$  на высоты внешней ионосферы, однако содержание этих ионов при этом резко падает. Еще одной особенностью развития рэлей-тейлоровской неоднородности в экваториальной  $F$ -области, как видно из рис. 2, является формирование долготной асимметрии в пространственной структуре пузыря. Наиболее отчетливо эта асимметрия проявляется на стадии пережатия ножки пузыря и последующего распада грибообразной структуры неоднородности.

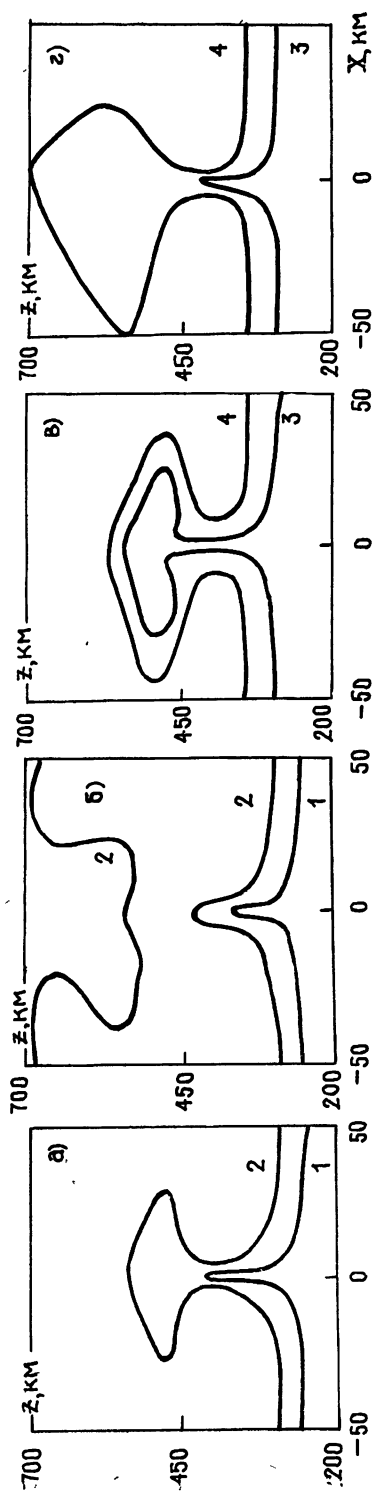


Рис. 1. Кривая 1 —  $N_e = 10^4 \text{ см}^{-3}$ ; 2 —  $N_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$ ; 3 —  $[\text{NO}^+] = 10^3 \text{ см}^{-3}$ ; 4 —  $[\text{NO}^+] = 10^2 \text{ см}^{-3}$ .

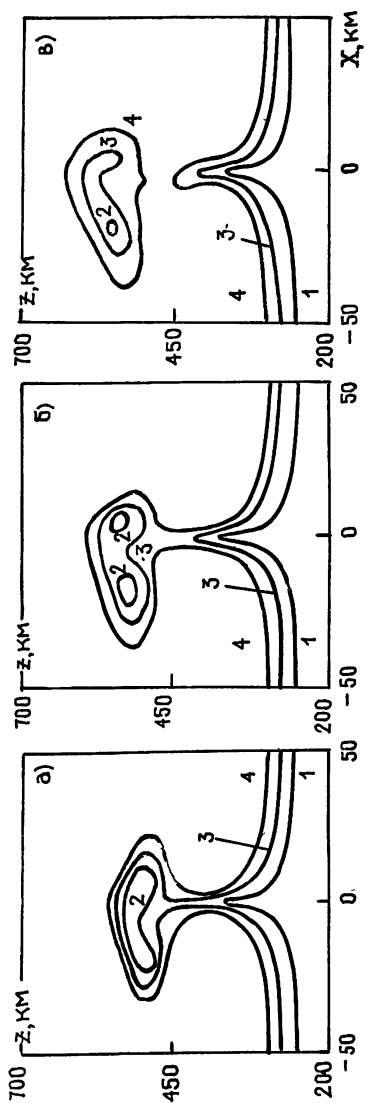


Рис. 2. Кривая 1 —  $N_e = 10^4 \text{ см}^{-3}$ ; 2 —  $N_e = 3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ ; 3 —  $N_e = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ ; 4 —  $N_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$ .

Как отмечалось в вводной части, для пузырей с сильно выраженной депрессией электронной концентрации должны быть характерны большие значения напряженности электрического поля и дрейфа плазмы. Данные рис. 3а по структуре поля векторов скоростей плазмы в момент времени  $T_0$  подтверждают это. Как видно из этого рисунка, в центре пузыря вертикальные скорости движения плазмы принимают значения 3—5 км/с. Правда, столь высокие значения  $v_z$  имеют место только в очень узкой по долготе зоне внутри пузыря. Вне этой зоны  $v_z$  равна 100—400 м/с, что хорошо согласуется с данными спутниковых и радарных наблюдений [9]. Особенностью течения плазмы в области пузыря является формирование конвективной ячейки, в которой потоки плазмы сходятся от боковой границы к центру в нижней части неоднородности, поднимаются вверх в центре и уходят к боковым границам наверху. Такая картина конвекции стала естественным следствием граничных условий (7), допускающих существование в области интегрирования незамкнутых конвективных ячеек (в [1,2] в силу условий периодичности эти ячейки замкнуты).

Численный алгоритм решения системы уравнений (2)—(6) допускает проведение вычислительных экспериментов как с учетом, так и без учета эффектов инерционности ионов. Сопоставление результатов расчетов с учетом и без учета инерционности показывает, что 1) инерционность замедляет скорость развития неустойчивости Рэля—Тейлора; 2) увеличивает толщину шляпки грибообразной структуры; 3) содействует развитию зональной асимметрии пузыря; 4) в 3—4 раза ограничивает скорости движения плазмы в неоднородности. Эффекты инерционности движения ионов, в силу их физической природы, становятся заметными лишь на стадии значительной депрессии электронной концентрации пузыря. На этапе умеренной депрессии вклад инерционности мал и динамика и структура инерционных и безынерционных пузырей одинакова.

Сильное влияние на динамику развития рэлей-тейлоровской неоднородности оказывает фоновое зональное электрическое поле  $E_0$ . Оно ускоряет развитие НРТ в случае поля восточного направления и замедляет в случае западного. Эта зависимость характерного времени развития неустойчивости Рэля—Тейлора от  $E_0$  представлена на рис. 3б.

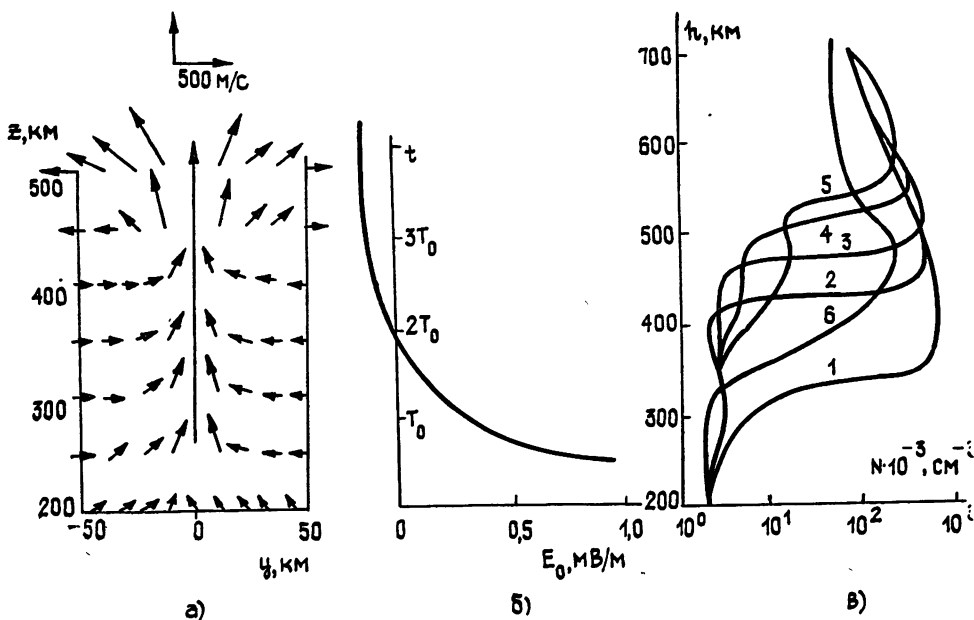


Рис. 3. Кривая 1 —  $T_0 - 500$  с; 2 —  $T_0 + 64$  с; 3 —  $T_0 -$  с; 4 —  $T_0 + 34$  с; 5 —  $T_0 + 62$  с; 6 —  $T_0 + 112$  с.

(Здесь  $T$  — время выхода верхней части пузыря на высоту порядка 700 км.) Отметим существование предельного по величине западного фонового электрического поля, которое подавляет развитие НРТ. В данных расчетах это поле соответствует 0,2 мВ/м.

В динамике развития НРТ, как показывают результаты численных экспериментов, можно выделить стадию, на которой развитие НРТ в центральной части пузыря напоминает прохождение уединенной волны разрежения. В деталях этот процесс показан на рис. 3в, где приведены высотные профили электронной концентрации в центре пузыря для различных моментов времени. Хорошо видно, как фронт волны разрежения с нарастающей скоростью поднимается вверх. Этот процесс прерывается на стадии пережатия ножки гриба и образования изолированного пузыря.

**4. Обсуждение результатов.** Численные эксперименты, описанные выше, показывают, что

1) ионы  $\text{NO}^+$  эффективно выносятся на большие высоты внутри пузыря за счет электрических полей поляризации;

2) скорости ионов внутри пузыря могут принимать сверхзвуковые значения;

3) выше максимума  $F$ -области может формироваться изолированный пузырь, уходящий затем во внешнюю ионосферу;

4) на стадии сильной депрессии электронной концентрации в верхней части пузыря формируется зональная асимметрия пространственной структуры.

Эти результаты стали возможными благодаря более полной постановке задачи моделирования динамики рэлей-тейлоровских неоднородностей в экваториальной  $F$ -области по сравнению с [1,2]. Прежде всего включением в расчетную схему многокомпонентности состава, фоновых электрических полей, инерционности движения ионов и более естественных граничных условий. Влияние указанных факторов находит свое отражение в динамике и структуре рэлей-тейлоровских неоднородностей. Так, инерция ионов приводит к замедлению развития пузырей и формированию зональной асимметрии. За последнее ответствен инерционный дрейф ионов, роль которого становится заметной на стадии сильно опустошенных пузырей. Отметим, что пространственная структура неоднородности на стадии развитой асимметрии очень похожа на картину экваториального  $F$ -рассеяния, наблюдаемую в [10]. Несмотря на учет инерционности движения скорости ионов в центральной части пузыря принимают очень большие значения. Они получаются как результат очень сильной депрессии электронной концентрации внутри пузыря, составляющей по величине более двух порядков. Учет реальной дипольной геометрии силовой линии, интегрального электронного содержания в ней, а также интегральной педерсоновской проводимости  $E$ -области [11] должен привести к снижению скоростей движения и ослаблению степени депрессии электронной концентрации внутри пузыря.

Относительно эффективности выноса ионов  $\text{NO}^+$  на большие высоты следует высказать следующие замечания. Содержание этих ионов внутри развитого пузыря зависит от двух факторов: концентрации ионов  $\text{NO}^+$  у основания  $F$ -слоя и уровня депрессии электронов внутри пузыря. В расчетах, представленных выше, геофизические условия были выбраны так, что концентрация ионов  $\text{NO}^+$  на высоте около 200 км составляла  $2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ , а степень депрессии превышала два порядка. Это и привело к высокой эффективности выноса ионов  $\text{NO}^+$ . Ослабление любого из указанных факторов приведет к уменьшению концентрации  $\text{NO}^+$  на больших высотах. Отсюда можно сделать вывод о том, что ночью процесс транспортировки ионов  $\text{NO}^+$  на большие высоты будет ослаблен, так как уменьшается концентрация  $\text{NO}^+$  у основания  $F$ -слоя и падает степень депрессии пузыря.

В модели экваториальных пузырей (2) — (6) учтены эффекты диа-

Магнетизма плазмы. Результаты численных экспериментов показывают, что градиентный дрейф плазмы и диамагнитные токи, связанные с ним, не оказывают заметного воздействия на динамику и структуру сильно вытянутых вдоль силовых линий рэлей-тейлоровских неоднородностей как на линейной, так и нелинейной стадиях развития. Действие градиентного дрейфа проявляется только в формировании структуры токовых ячеек. Для граничных условий (7) и (8), исключающих зональную периодичность решений системы (2)—(6), диамагнитный ток в области интегрирования формирует структуру в виде греческой буквы  $\Omega$ . Этот ток втекает в область, занятую неоднородностью на западе, огибает ее по часовой стрелке и вытекает на востоке. Без учета диамагнетизма линии тока практически параллельны оси  $y$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ossakov S. L., Zalesak S. T., McDonald B. E., Chaturvedi P. K. // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. P. 17.
2. Zalesak S. T., Ossakov S. L., Chaturvedi P. K. // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. P. 151.
3. Tzunoda R. T., Livingston R. C., McClure J. P., Hanson W. B. // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. P. 9171.
4. Benson R. T., Brinton H. C. // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. P. 6243.
5. Генкин Л. Г., Ерухимов Л. М., Мясников Е. Н., Шварц М. М. // Изв вузов. Радиофизика, 1987. Т. 30. № 5. С. 567.
6. Narcisi R. S., Szuszczewicz E. P. // J. Atmos. Terr. Phys. 1981. V. 43. P. 463.
7. Гершман Б. Н., Шевченко А. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 6. С. 679.
8. Мацневский С. В., Никитин М. А., Пец А. В. // Геомагнетизм и аэронавигация, 1987. Т. 17. С. 921.
9. Hanson W. B., Bamgboye D. K. // J. Geophys. Res. 1984. V. 89. P. 8997.
10. Tsunoda R. T. // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. P. 4869.
11. Никитин М. А., Шахович И. А. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1983. Т. 13. С. 484.

Калининградский государственный университет

Поступила в редакцию  
18 апреля 1988 г.

#### IONOSPHERIC BUBBLES: ION COMPOSITIONS, MOVEMENT VELOCITIES AND STRUCTURE

*S. V. Matsievskij, N. M. Kashchenko, M. A. Nikitin*

The results of numerical experiments of the dynamic ionospheric bubbles in the equatorial  $F$ -region are described. It is shown that in the ionospheric bubbles the molecular ions  $\text{NO}^+$  effectively transported to the higher altitude due to the polarization electric field, movement ion inertia leads to slowing the development and an increase of a longitude extension of bubbles. The possibility of the formation of isolated bubbles at the altitude above the maximums of  $F$ -layer are founded.

---