ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XIX, № 10 РАДИОФИЗИКА 1976

УДК 551.510.535

О ПРОНИКНОВЕНИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ В ДИНАМО-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ, В ПРИЗЕМНУЮ АТМОСФЕРУ И НА ВЫСОТЫ ОБЛАСТИ F

Б. Н. Гершман, А. В. Самсонов

Рассматриваются два вопроса теории проникновения за пределы области генерации крупномасштабных электростатических полей, возбуждаемых в ионосферной динамо-области. Один из вопросов связан с просачиванием полей в нижнюю ионосферу и приземный слой атмосферы. При его решении существенно, что по мере убывания высоты анизотропный закон Ома для плазмы вырождается в изотропный. Второй вопрос возникает при оценках напряженности поля в области F в условиях, когда возбуждение осуществляется ветрами со значительными горизонтальными масштабами, квазиоднородными по высоте.

В работе авторов [1] были рассмотрены некоторые вопросы генерации крупномасштабных электростатических полей ионосферными ветрами в динамо-области (см. также [2], § 18). Основное внимание уделялось проникновению полей на высоты области F. В процессе решения в качестве нижнего граничного условия было использовано упрощенное требование об исчезновении на некотором уровне (у основания ионосферы) вертикальной компоненты тока. На этом пути возникает неоднозначность при выборе критерия для определения положения указанного уровня.

В связи со сказанным, далее в разд. 1 будет проведено более детальное исследование проникновения электростатического поля в нижнюю ионосферу и приземные слои атмосферы. Это позволит уточнить формулировку нижнего граничного условия.

Можно заметить, что анализ проникновения полей в направлении поверхности Земли представляет интерес в связи с тем обстоятельством, что по их измерениям в стратосфере (с помощью шаров-зондов) часто делают суждения о структуре полей на значительных расстояниях (в частности, о магнитосферных полях [3, 4]). Как уже указывалось, мы далее, для определенности, будем считать, что появление полей вызывается ветрами в динамо-области ионосферы. Однако аналогичное рассмотрение может быть произведено и для случая возбуждения полей в магнитосфере. Поэтому последующий анализ может быть полезен при интерпретации результатов стратосферных измерений полей, имеющих магнитосферное происхождение. Отметим, что исследование просачивания полей с больших высот в нижнюю ионосферу было недавно проведено в [5] применительно к высоким широтам (формально для широты в 90°). Влияние ветровых движений в области E не принималось во внимание.

В разд. 2 будут приведены результаты расчетов, дополняющих проведенное ранее исследование проникновения полей из области E в область F [1]. Опираясь на выводы общего характера из [1], при учете результатов, полученных в разд. 1, мы выведем соотношение, определяющее величину напряженности поля в области F для случаев, когда возбуждение происходит за счет движений нейтрального газа, которые можно считать квазиоднородными по высоте.

1. О ПРОНИКНОВЕНИИ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В НИЖНЮЮ ИОНОСФЕРУ И СТРАТОСФЕРУ

В этом разделе будут рассмотрены особенности поведения потенциала φ электрического поля E при переходе к высотам, лежащим ниже области E (в частности, к стратосферным высотам). Учитывая характерные закономерности изменения электропроводности среды с высотой, разделим рассматриваемый здесь интервал высот на две зоны. В каждой из них используем специфическую формулировку уравнения для потенциала электростатического поля φ ($\boldsymbol{E} = -\nabla\varphi$). На воображаемой границе между зонами наложим требование о непрерывности φ и производной по высоте $\frac{\partial\varphi}{\partial z}$ (см. ниже).

Остановимся теперь на характеристиках каждой из зон. К первой из них отнесем ионосферные высоты h, превышающие $h \approx 80$ *км*. Вторая зона располагается от поверхности Земли ($h = 0$) до $h \approx 80$ *км*. При этом разделении учитывались следующие особенности в поведении проводимостей. При $h \leqslant 80$ *км* происходит резкий спад электронной концентрации, особенно ясно выраженный в ночное время. В результате сильно уменьшаются величины продольной σ_0, поперечной σ_1 и холловской σ_2 проводимостей. На указанных высотах проводимость σ_2 относительно мала и далее при $h < 80$ *км* учитываться не будет. Кроме того, в этой зоне можно приближенно принять, что $\sigma_0 \approx \sigma_1 = \sigma$. При $h > 80$ *км* (особенно в динамо-области и выше) тензорный характер электропроводности ионосферной плазмы сохраняется.

Выберем систему координат, в которой ось z направлена вертикально вверх, а ось x — по геомагнитному меридиану. Начало отсчета совместим с плоскостью, разделяющей указанные выше зоны. Если ограничиться высотами $h < 250$ *км*, то для σ_0 можно использовать аппроксимацию

$$\sigma_0 = \sigma_{00} \exp\left(\int_0^z \frac{dz'}{H}\right). \tag{1}$$

Воспользуемся далее моделью плоскослоистой среды. В рамках этой модели потенциал φ и скорость нейтральных частиц $\boldsymbol{u}$ разложим в интегралы Фурье по горизонтальным координатам x и y, рассматривая далее отдельные составляющие:

$$\begin{aligned} \varphi_k &= \Phi(z) \exp(ik_x x + ik_y y), \\ \boldsymbol{u}_k &= \boldsymbol{U}(z) \exp(ik_x x + ik_y y). \end{aligned} \tag{2}$$

Для крупномасштабных возмущений имеем в соответствии с [1, 6] следующее уравнение для Φ, используемое нами далее в первой зоне ($z > 0$):

$$(\sigma_0 \sin^2\chi + \sigma_1 \cos^2\chi) \frac{d^2\Phi}{dz^2} + \Big\{ 2ik_x \sin\chi \cos\chi (\sigma_0 - \sigma_1) +$$

$$+ \sin^2\chi \frac{d\sigma_0}{dz} + \cos^2\chi \frac{d\sigma_1}{dz} \Big\} \frac{d\Phi}{dz} + \Big\{ ik_x \sin\chi \cos\chi \frac{d}{dz} \times$$

$$\times(\sigma_0-\sigma_1)-ik_y\cos\chi\frac{d\sigma_2}{dz}-k_x^2(\sigma_0\cos^2\chi+\sigma_1\sin^2\chi)- \tag{3}$$

$$-k_y^2\sigma_1\Big\}\Phi=\frac{H_0}{c}U_y\cos\chi\frac{d\sigma_1}{dz}-\frac{H_0}{c}\cos\chi(\dot U_x\sin\chi-U_z\cos\chi)\times$$

$$\times\frac{d\sigma_2}{dz}+\frac{H_0}{c}\{\sigma_1(\boldsymbol{h}\operatorname{rot}\boldsymbol{u}_k)+\sigma_2(\boldsymbol{h}\operatorname{rot}[\boldsymbol{h}\boldsymbol{u}_k])\}\exp(-ik_xx-ik_yy)\equiv f(z),$$

где χ — геомагнитное наклонение, $\boldsymbol{h}$ — единичный вектор в направлении магнитного поля Земли $\boldsymbol{H}_0$.

Решение уравнения (3) в приближении геометрической оптики приведено в [1] и имеет вид

$$\begin{aligned}\Phi=\Phi_1&=C\varepsilon_0^{-1/4}\exp\left\{-\frac{1}{2}\int_0^z\left[A(z')+\frac{\sqrt{\varepsilon_0(z')}}{H}\right]dz'\right\}+\\&+D\varepsilon_0^{-1/4}\exp\left\{-\frac{1}{2}\int_0^z\left[A(z')-\frac{\sqrt{\varepsilon_0(z')}}{H}\right]dz'\right\}-\\&-\varepsilon_0^{-1/4}\exp\left\{-\frac{1}{2}\int_0^z\left[A(z')-\frac{\sqrt{\varepsilon_0(z')}}{H}\right]dz'\right\}\times\\&\times\int_0^z\exp\left\{\frac{1}{2}\int_0^{z'}\left(A(z'')+\frac{\sqrt{\varepsilon_0(z'')}}{H}\right)dz''\right\}\varepsilon_0^{-1/4}Hf_1dz'+\\&+\varepsilon_0^{-1/4}\exp\left\{-\frac{1}{2}\int_0^z\left[A(z')-\frac{\sqrt{\varepsilon_0(z')}}{H}\right]dz'\right\}\times\\&\times\int_0^z\exp\left\{\frac{1}{2}\int_0^{z'}\left(A(z'')-\frac{\sqrt{\varepsilon_0(z'')}}{H}\right)dz''\right\}\varepsilon_0^{-1/4}Hf_1dz',\end{aligned}\tag{4}$$

где C и D — постоянные интегрирования,

$$\begin{aligned}\varepsilon_0(z)&=(1+\delta\operatorname{ctg}^2\chi)^{-1/2}\Big\{1+4\delta\Big[k_x^2H^2\sin^{-4}\chi+\\&+k_y^2H^2\operatorname{cosec}^2\chi(1+\delta\operatorname{ctg}^2\chi)+\frac{1}{2}\operatorname{ctg}^2\chi\Big]+\\&+4ik_yH^2(1+\delta\operatorname{ctg}^2\chi)\operatorname{ctg}\chi\operatorname{cosec}\chi\sigma_0^{-1}\frac{d\sigma_2}{dz}-\\&-2\operatorname{ctg}^2\chi\sigma_0^{-1}H\frac{d\sigma_1}{dz}-\operatorname{ctg}^4\chi\sigma_0^{-2}H^2\left(\frac{d\sigma_1}{dz}\right)^2+\\&+2\operatorname{ctg}^2\chi H^2\sigma_0^{-1}(1+\delta\operatorname{ctg}^2\chi)\frac{d^2\sigma_1}{dz^2}-\end{aligned}$$

$$- 2(1 + \delta \operatorname{ctg}^2 \chi) \frac{dH}{dz} \Big\} \qquad (\delta = \sigma_1/\sigma_0),$$

$$f_1(z) = (1 + \delta \operatorname{ctg}^2 \chi)^{-1} (\sigma_0 \sin^2 \chi)^{-1} f(z),$$

$$A(z) = \frac{2ik_x(1 - \delta)\operatorname{ctg}\chi + H^{-1} + \sigma_0^{-1}\left(\frac{d\sigma_1}{dz}\right)\operatorname{ctg}^2\chi}{1 + \delta \operatorname{ctg}^2 \chi}.$$

Можно установить, что приближение геометрической оптики обеспечивается малостью изменения масштаба H с высотой z $\left(\left|\frac{dH}{dz}\right| \ll 1\right)$.

Перейдем теперь ко второй зоне, где $z < 0$ $(0 < h \leqslant 80$ *км*). В этой зоне, как уже указывалось, проводимость считаем изотропной. Выберем модель, в рамках которой спадание σ с уменьшением высоты происходит быстрее, чем в зоне 1. Используем при $z < 0$ аппроксимацию для σ, сходную с (1), а именно:

$$\sigma = \sigma_{00} \exp(z/\widetilde{H}), \tag{5}$$

где $\widetilde{H}$ не зависит от z и заметно меньше H.

Уравнение для Φ в зоне 2, где источники отсутствуют, приобретает вид

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} + \widetilde{H}^{-1} \frac{d\Phi}{dz} - k_\perp^2 \Phi = 0, \tag{6}$$

где $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$.

Решение (6) имеет простой вид:

$$\Phi = \Phi_2 = P \exp(-z/\widetilde{H}) + Q \exp(-k_\perp^2 \widetilde{H} z). \tag{7}$$

Оно выписано для случая, когда $k_\perp^2 H^2 \ll 1$. Это неравенство является условием крупномасштабности возмущений (см. [1, 6]). Использование уравнения (4) законно только при выполнении этого условия.

Для определения постоянных интегрирования C, D, P и Q нужно воспользоваться граничными условиями. Одно из них эквивалентно естественному требованию об эквипотенциальности силовых линий поля $\boldsymbol{H}_0$ на больших высотах. В результате можно найти значение постоянной C, определяемое интегралом:

$$C = J_0 = \int\limits_0^\infty \exp\left\{\frac{1}{2} \int\limits_0^{z'} \left[A + \frac{\sqrt{\varepsilon_0}}{H}\right] dz''\right\} \varepsilon_0^{-1/4} H f_1(z') dz'. \tag{8}$$

Далее на «границе» $z = 0$ примем, что $\Phi_1 = \Phi_2$ и $\frac{d\Phi_1}{dz} = \frac{d\Phi_2}{dz}$. Поверхность Земли считаем идеально проводящей, так что $\Phi_2(z = -h_0) = 0$. Используя (8) и перечисленные условия, налагаемые при $z = 0$ и $z = -h_0$ (h_0 — расстояние от Земли до нижней кромки ионосферы), приходим к следующим приближенным значениям для D, P и Q:

$$D = Q = \frac{J_0}{k_\perp^2 \widetilde{H} H (z = 0)},$$

$$P = -\frac{J_0}{k_\perp^2 \widetilde{H} H (z = 0)} \exp(-h_0/\widetilde{H}). \tag{9}$$

Выражения (9) справедливы при выполнении ограничения вида

$$k_{\perp}^2 H^2 \exp(h_0/\widetilde{H}) \gg 1. \tag{10}$$

Его осуществимость связана с тем, что $h_0 > 12\widetilde{H}$ и значения фактора $\exp(h_0/\widetilde{H})$ очень велики (больше, чем 10^5). В силу этого неравенство (10) может выполняться и при $k_{\perp}^2 H^2 \ll 1$. Правда, условию (10) нелегко удовлетворить, когда $\lambda_{\perp} = 2\pi/k_{\perp}$ сравнимо с глобальными масштабами ($\lambda_{\perp} > 10^4$ *км*). Однако при таких $\lambda_{\perp}$ проведенные расчеты нуждаются в уточнениях, связанных с учетом сферичности атмосферы. Поэтому в области применимости данного рассмотрения использование неравенства (10) обоснованно.

Для амплитуды потенциала Φ_2 при учете (7)—(10) имеем:

$$\Phi_2 = \frac{J_0}{k_{\perp}^2 \widetilde{H} H(z=0)} \left\{1 - \exp\left(-\frac{z+h_0}{\widetilde{H}}\right)\right\}. \tag{11}$$

Так как $h_0 > 12\widetilde{H}$, то второй член в фигурной скобке мал по сравнению с первым в широком интервале высот, $h < h_0$, за исключением слоя, непосредственно примыкающего к поверхности Земли (фактор $\exp\left(-\frac{h_0+z}{\widetilde{H}}\right) \approx \frac{1}{2}$ при $h = 4$ *км*). Следует, однако, подчеркнуть, что эти выводы нельзя рассматривать как строгие в количественном отношении, поскольку они получены при использовании упрощенной модели изменения проводимости с высотой (5).

Проведем теперь сравнение результатов, касающихся просачивания полей в область F, с выводами из [1], где был проведен упрощенный анализ (без рассмотрения зависимости потенциала от z при $h < h_0$). Из [1] можно установить, что поведение $\Phi = \Phi_1$ на больших высотах определяется в основном слагаемым в (4) с коэффициентом D, который мы сравним с аналогичной величиной из [1]. Нужно иметь в виду, что здесь при переходе к (9) были опущены, как второстепенные, члены с $\frac{dH}{dz}$. Тогда нужно сопоставить значения D с отношением $J_0/k_{\perp}^2 H^2 (z=0)$ [1]. Обращаясь к (9), мы видим, что более детальные расчеты привели нас к не очень значительным уточнениям, связанным с заменой $H^2(z=0)$ на $\widetilde{H}H(z=0)$. При оценках нужно иметь в виду, что $H(z=0)$ и $\widetilde{H}$ — это длины одного порядка, но в то же время всегда $\widetilde{H} < H(z=0)$. Отношение $H(z=0)/\widetilde{H}$ должно быть больше для ночного периода, чем для дневного*.

Отметим одну особенность, касающуюся изменений фазовой структуры потенциала φ. Легко показать (подробнее см. [1]), что при достаточно больших h (на уровне максимума электронной концентрации области E и выше) происходит как бы перенос горизонтальной структуры без существенных искажений вдоль силовых линий геомагнитного поля H_0. Другими словами, эти линии эквипотенциальны. В то же время во второй зоне ($z < 0$) такой «перенос» происходит уже не вдоль

* Ночью профиль $N(h)$ на высотах ниже области E характеризуется более резким спаданием, чем днем [7]. Это обстоятельство можно учесть выбором для дня и ночи различных масштабов $\widetilde{H}$.

H_0, а по вертикали. При $h \gg \tilde{H}$ этот процесс не сопровождается существенными изменениями амплитуды Φ (см. соотношение (11)).

Изменение направления «переноса» горизонтальной структуры поля от совпадающего при больших положительных z с силовыми линиями поля H_0 к вертикальному (при $z < 0$) дает основания говорить об эффекте «преломления» при просачивании электростатических полей в нижнюю ионосферу. Естественно, что на высоких широтах этот эффект малосуществен.

2. ОЦЕНКИ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТИ F ПРИ ЕГО ВОЗБУЖДЕНИИ КВАЗИОДНОРОДНЫМИ ПО ВЫСОТЕ ВЕТРАМИ

В предшествующей работе авторов [1] в качестве иллюстрации был разобран пример оценки напряженности поля, возбуждаемого в динамо-области локальным ветром с вертикальным сдвигом скорости. Здесь мы хотим дополнительно рассмотреть случай, когда источниками поля будут квазиоднородные ветры. При грубых оценках будем считать, что скорость ветра на интервале высот области E, по крайней мере, не меняет свое направление на противоположное. При более точных расчетах необходимо, чтобы эта скорость изменялась не сильно на расстояниях, сравнимых с масштабом H.

Квазиоднородными в области E могут быть так называемые средние ветры или же ветры приливного происхождения [8]. Относительно высотных зависимостей горизонтальных компонент таких ветров нет ясности (по крайней мере, в экспериментальном отношении). Но несомненно, что эти зависимости не будут такими же резкими, как для локальных ветров.

Учитывая это обстоятельство, мы при вычислении интеграла J_0 (8) будем пользоваться моделью ветра со скоростью, не зависящей от z. Таким образом, для указанных типов ветров мы будем учитывать их влияние на возбуждение полей заданием некоторой эффективной средней скорости. Отметим, что аналогичным образом поступают в рамках двумерной динамо-теории при определении систем S_q токов и связанных с последними вариаций геомагнитного поля (см., например, гл. 9 монографии [9]).

При определении $\Phi = \Phi_1$ на высотах области F будем опираться на решение (4) при учете (8) и (9). Асимптотическое (при больших z) значение Φ можно найти таким же образом, как и в [1]. Исключая из рассмотрения узкую приэкваториальную зону, приходим к соотношению

$$\Phi = 2J_0[HH(z=0)]^{-1/2}\frac{\exp(-ik_x \operatorname{ctg}\chi z)}{k_\perp^2\tilde{H}}, \qquad (12)$$

которое уточняет полученный ранее результат (см. формулу (7) из [1]).

При упрощении интеграла J_0 (8) мы не будем, как уже говорилось, учитывать зависимости U_x и U_y от z. Используя выражение для f_1 (см. (3) и (4)), а также неравенства $k_x^2H^2 \ll 1$ и $k_y^2H^2 \ll 1$ [1], связанные с «крупномасштабностью» рассматриваемых возмущений, приходим к следующему результату:

$$\Phi \approx iA\exp(-ik_x \operatorname{ctg}\chi z), \qquad (13)$$

где

$$A = \frac{2H_0}{ck_\perp^2 \widetilde{H}} [HH(z=0)]^{-1/2} (\sigma_{00} \sin^2 \chi)^{-1} Hd \times$$

$$\times \{\sin\chi(k_y U_x - k_x U_y)\Sigma_1 + (k_x \sin^2 \chi U_x + k_y U_y)\Sigma_2\}.$$

В этом соотношении H_d — высота однородной атмосферы в динамо-области, $\Sigma_1 = \int\limits_0^\infty \sigma_1 dz$, $\Sigma_2 = \int\limits_0^\infty \sigma_2 dz$ — интегральные проводимости (поперечная и холловская). Основной вклад в величины Σ_1 и Σ_2 дает интервал высот, приходящийся на динамо-область. Это и оправдывает приближение, связанное с неучетом зависимостей U_x и U_y от z. Если на самом деле такая зависимость имеется, то для U_x и U_y в (13) точнее всего брать значения вблизи максимумов σ_1 и σ_2. Хотя эти максимумы и разнесены, различие в их положении не должно существенно сказаться на результатах оценок.

Для амплитуд компонент электрического поля из (13) имеем:

$$|E_{x,y}| = k_{x,y} A, \qquad |E_z| = k_x \operatorname{ctg} \chi A. \tag{14}$$

Отметим, прежде всего, тенденцию к увеличению амплитуд электрического поля при переходе к низким широтам. Это увеличение связано с наличием множителя $\sin^{-2}\chi$ в выражении для A (см. (13)). Таким образом, при приближении к экватору генерация электростатических полей происходит при прочих равных условиях более эффективно. В связи с этим заметим, что по современным представлениям (см., например, [2]) экваториальная токовая струя обязана своим происхождением электростатическим полям, генерируемым в низкоширотной ионосфере. Непосредственно вблизи экватора результаты (13) и (14), как это было оговорено, не применимы.

Далее сравним значения амплитуд генерируемых полей с характерной величиной динамо-поля $E_d = \frac{1}{c}[uH_0]$ (см. [2, 9]). Взяв, например, отношение компонент E_x/E_{dx}, имеем

$$\frac{|E_x|}{|E_{dx}|} = \frac{2k_x H_d (HH(z=0))^{-1/2}}{\sigma_{00} k_\perp^2 \widetilde{H} |\sin^3 \chi U_y|} \times$$

$$\times |\sin\chi(k_y U_x - k_x U_y)\Sigma_1 + (k_x^2 \sin^2\chi U_x + k_y U_y)\Sigma_2|. \tag{15}$$

Примем в качестве примера, что $k_y = 0$ и $\sin^2\chi \approx 1$. Тогда из (15) следует, что

$$\frac{|E_x|}{|E_{dx}|} \geqslant \frac{2}{\sigma_{00}} \frac{H_d}{\widetilde{H}} \frac{\int\limits_0^\infty \sigma_1 dz}{(HH(z=0))^{1/2}}. \tag{16}$$

Если сделать замену $\int\limits_0^\infty \sigma_1 dz = \sigma_{1\,max} L_1$, где L_1 — характерный масштаб изменения проводимости (грубо $L_1 \approx H_d$) и $\sigma_{1\,max}$ — ее максимальное значение, и учесть то обстоятельство, что $H_d^2/\widetilde{H}\sqrt{H(z=0)H} \approx 1$, из (16) можно прийти к оценочному соотношению:

$$|E_x|/|E_{dx}| \approx 2\sigma_{1\,max}/\sigma_{00}.$$

Таким образом, при грубом сравнении нужно взять отношение поперечной проводимости в динамо-области и продольной проводимости на нижней кромке ионосферы*. Хотя величина $\sigma_{1\,\max}/\sigma_{00}$ зависит и от состояния ионосферы и в какой-то степени от выбора модели нижней ионосферы, оценки показывают, что случаи, для которых $\sigma_{1\,\max} \gg \sigma_{00}$, вполне реальны. В то же время существенное превышение (в несколько раз) $\sigma_{1\,\max}$ над σ_{00} представляется маловероятным.

Таким образом, для квазипродольных ветров, генерируемых внутри области E, поля могут быть сравнимы по величине с динамо-полями или даже превосходить последние. Этот вывод отличается от заключения, установленного применительно к ветрам со сдвигом скорости, когда из-за «компенсации» вклада ветров на разных высотах возбуждение полей с $|E| \sim |E_d|$ маловероятно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Н. Гершман, А. В. Самсонов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 18, № 5, 663 (1975).
2. Б. Н. Гершман, Динамика ионосферной плазмы, изд. Наука, М., 1974.
3. F. S. Mozer, J. Geophys. Res., 7, 3651 (1971).
4. N. C. Maynard, J. P. Heppner, в сб. „Particles and Fields Magnetospheric", Dodrecht, 1970, p. 247.
5. Y. T. Chiu, J. Geophys. Res., 79, № 19, 2790 (1974).
6. Б. Н. Гершман, А. В. Самсонов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 13, № 9, 1312 (1970).
7. B. G. Hunt, J. Atm. Terr. Phys., 35, 1755 (1973).
8. Ветер в ионосфере (сб. переводов статей, ред. Э. С. Казимировский), Гидрометеоиздат, М., 1969.
9. Дж. Данжи, Космическая электродинамика, Госатомиздат, М., 1961.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию 20 мая 1975 г.

PENETRATION OF LARGE SCALE ELECTROSTATIC FIELDS GENERATED IN THE IONOSPHERIC DINAMO-REGION INTO NEAR-THE-EARTH ATMOSPHERE AND HEIGHTS OF *F*-REGION

B. N. Gershman, A. V. Samsonov

Two problems of the theory of penetration outsides the generation region of large scale electrostatic fields excited in the ionospheric dinamo-region are considered. One of the problems is connected with field penetration into the lower ionosphere and near-the-earth atmosphere. It is essential for its solution that as the height decreases, the anisotropic Ohm law for plasma is degenerated into the isotropic one. The second problem arises when estimating the field intensity in *F*-region under the conditions when the excitation is realized by winds with essential horizontal scales being quasi-uniform over the height.

* При более детальном сравнении выявляется важность учета не только отношения $\sigma_{1\,\max}/\sigma_{00}$, но и $\sigma_{2\,\max}/\sigma_{00}$.