

03;08;09

Электромагнитное возбуждение инфразвука в проводящей среде

© Г.А. Ляхов, Н.В. Суязов

Институт общей физики РАН,
117942 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 16 июля 1996 г.)

Проведен сравнительный анализ механизмов взаимодействия электромагнитных полей глобального резонатора с гидродинамическими и акустическими возмущениями в проводящей среде. Для расчета длинноволновых электромагнитных полей получено в явном аналитическом виде универсальное граничное условие на поверхности раздела воздух–проводящая среда, учитывающее влияние движений электролита. Оценены напряженность электромагнитного поля, возбуждаемого вертикальной гидроакустической волной, эффективность возбуждения инфразвуковых колебаний проводящей среды в поле глобального резонатора.

Введение

Для сверхнизкочастотного (СНЧ) диапазона (частота $f \leq 300$ Hz) электромагнитных колебаний длина волны сравнима с радиусом Земли $R_E = 6.4 \cdot 10^3$ km либо с высотой ионосферы $h_i \sim 70$ km, поэтому на их распространение существенно влияют глобальные резонансы, полости между Землей и ионосферой.

Для этого диапазона характерны очень низкое затухание в воздухе (около 0.2 dB/Mm при $f \approx 8$ Hz и около 1 dB/Mm при $f \approx 100$ Hz) и большая толщина скин-слоя δ в электролитах и других проводящих средах. Глубина проникновения в морскую воду, например, составляет $\delta[m] \approx 200 \cdot f^{-1/2}[\text{Hz}]$, что делает возможной радиосвязь с объектами на глубинах до сотен метров.

Электромагнитные колебания СНЧ диапазона эффективны в геофизике — в исследованиях распределения гроз, профилей электронной концентрации ионосферы, геомагнитных возмущений, солнечной активности [1].

Гидродинамические СНЧ возмущения, с другой стороны, оказывают существенное и до конца еще не выясненное влияние на биологические объекты в океане, который обнаруживает характерные изменчивости на частотах до 10 Hz, проявляющиеся во флуктуациях объемного рассеяния зондирующего сигнала за счет перемещения отдельных рассеивателей [2,3].

В этой связи представляется важной оценка эффективности взаимодействия сверхнизкочастотных электромагнитных колебаний на частотах, близких к собственным частотам глобального резонатора, с гидродинамическими, в том числе инфразвуковыми, возмущениями в океане. Задача эта, естественно, обобщается на случай проводящей упругой среды с конечной проводимостью. Очевидный прикладной аспект здесь — возможность регистрации сверхнизкочастотных электромагнитных полей твердотельными акустическими приемниками.

Механизмы взаимодействия электромагнитных СНЧ колебаний с гидродинамическими возмущениями проводящей среды

Если говорить для определенности об океанической среде (обобщение очевидно), то первый такой механизм обусловлен постоянным магнитным полем Земли \mathbf{H}_0 , в котором на электрически токи, наведенные в морской воде переменным электромагнитным полем глобального резонатора, действует сила Ампера, индуцирующая в свою очередь гидродинамические и акустические СНЧ возмущения воды с частотой ЭМ колебаний. Возможно и обратное: движения хорошо проводящей морской воды индуцируют переменное электромагнитное поле.

Исследования обратного эффекта (см., например, [4–6]) показывают, что электромагнитные поля, порожденные гидродинамическими движениями, доступны наблюдению: в медленно меняющемся течении со скоростью 1 m/s создается вертикальное электрическое поле с напряженностью $30 \mu\text{V/m}$ и параллельное течению нарастающее с глубиной магнитное поле порядка $3 \cdot 10^{-6}$ Oe/m [5]. Отметим, что эти данные относятся либо к значительно более низкочастотным возмущениям ($f \lesssim 1$ Hz), либо к возмущениям с горизонтальной длиной волны, много меньшей h_i и R_E .

Второй механизм взаимодействия связан с различием подвижностей и масс катионов и анионов в электролите. Эти ионы по-разному увлекаются движущимся растворителем, что приводит к разделению зарядов, возникновению электрического тока и, следовательно, генерации электромагнитного поля (эффект Дебая) [7] (новые особенности его исследованы в [8,9]). И наоборот, при движении ионов под действием внешнего поля суммарный эффект силы трения их о растворитель оказывается нескомпенсированным, что вызывает движение растворителя и электролита как целого [10,11].

Исходной для описания этих эффектов служит система гидродинамических уравнений движения многокомпонентной (растворитель, катионы и анионы) жидкости

$$\begin{aligned} \rho_s d\mathbf{v}/dt &= \left[\sum_j n_j V_j - 1 \right] \nabla p + \rho_s \mathbf{g} + \sum_j \rho_j \nu_j (\mathbf{v}_j - \mathbf{v}), \\ \rho_j d\mathbf{v}_j/dt &= -n_j V_j \nabla p + \rho_j \mathbf{g} - \rho_j \nu_j (\mathbf{v}_j - \mathbf{v}) \\ &\quad + e_j n_j (\mathbf{E} + [\mathbf{v}_j \mathbf{H}]/c). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь p — давление; \mathbf{E} и \mathbf{H} — напряженности электрического и магнитного полей в электролите; c — скорость света; \mathbf{g} — ускорение силы тяжести; j — номер сорта иона; ρ_s , \mathbf{v} и ρ_j , \mathbf{v}_j — средняя плотность и скорость растворителя и ионов; V_j — объем иона (с учетом сольватной оболочки); ν_j — коэффициент трения; n_j и e_j — концентрация и заряд ионов, удовлетворяющие соотношению электронейтральности, $\sum_j e_j n_j = 0$. В низ-

кочастотном приближении $2\pi f \nu_j^{-1} \ll 1$ ($f \sim 10-10^3$ Hz, $\nu_j \sim 10^{13} \text{ s}^{-1}$ [8]) для малых ($|\mathbf{u}_j| \ll |\mathbf{v}|$) относительных скоростей ионов $\mathbf{u}_j = \mathbf{v}_j - \mathbf{v}$ из системы (1) следует выражение

$$\mathbf{u}_j \approx \frac{e_j}{m_j \nu_j} \left[\mathbf{E} + \frac{[\mathbf{v} \mathbf{H}]}{c} \right] - \frac{m_j - V_j \rho}{m_j \nu_j} \left[\frac{d\mathbf{v}}{dt} - \mathbf{g} \right], \quad (2)$$

где $\rho = \rho_s + \sum_j \rho_j$ — плотность электролита, $m_j = \rho_j / n_j$ — эффективные массы ионов (с оболочкой).

Уравнения для ЭМ поля в электролите запишем, пренебрегая током смещения ($\epsilon' f \ll \sigma$, где ϵ' — действительная часть диэлектрической проницаемости) по сравнению с током проводимости $\mathbf{j} = \sum_j e_j n_j \mathbf{u}_j$ и выражая последний с помощью (2)

$$\begin{aligned} [\nabla \mathbf{H}] &= (4\pi\sigma/c)(\mathbf{E} + [\mathbf{v} \mathbf{H}]/c) + (4\pi\gamma/c)(d\mathbf{v}/dt - \mathbf{g}), \\ [\nabla \mathbf{E}] &= -(1/c)\partial \mathbf{H}/\partial t, \quad (\nabla \mathbf{H}) = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\sigma = \sum_j e_j^2 n_j / \nu_j m_j$, $\gamma = -\sum_j e_j n_j (m_j - \rho V_j) / \nu_j m_j$.

Для морской воды с ионами натрия и хлора при солености 35% из данных [8] следует $\sigma \cong 6 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\gamma \cong 10^{-2} \text{ g}^{1/2} \cdot \text{cm}^{-3/2}$.

Суммируя уравнения системы (1) и подставляя туда относительные скорости \mathbf{u}_j из (2), а величину $\mathbf{E} + [\mathbf{v} \mathbf{H}]/c$ из первого уравнения системы (3), получаем уравнение движения электролита как целого. Ограничиваясь здесь линейным по переменному полю и скорости электролита приближением, учитывая низкочастотность возмущений $2\pi f(\beta - \gamma\eta/\sigma) \ll 1$, где $\eta = -\rho^{-1} \sum_j e_j n_j \nu_j^{-1}$ и $\beta = \rho^{-1} \sum_j m_j n_j \nu_j^{-1}$ (в частности, для морской воды $\eta \cong 10^{-2} \text{ g}^{-1/2} \cdot \text{cm}^{3/2}$ и $\beta \cong 2 \cdot 10^{-14} \text{ s}$) и предполагая, наконец, что магнитное поле и скорость гармонически зависят от времени, получаем

$$\begin{aligned} i\omega \mathbf{v} + \nabla p/\rho &= -[\mathbf{H}_0 [\nabla \mathbf{H}]]/4\pi\rho + (i\eta c\omega/4\pi\sigma)[\nabla \mathbf{H}], \\ \Delta \mathbf{H} - (4\pi i\sigma\omega/c^2)\mathbf{H} &= (4\pi\sigma/c)[\nabla \mathbf{F}], \quad (\nabla \mathbf{H}) = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\omega = 2\pi f$; вклад движения электролита в изменение эффективного электромагнитного поля описывает вектор

$$\mathbf{F} = [\mathbf{H}_0 \mathbf{v}]/c - i\gamma\omega \mathbf{v}/\sigma. \quad (5)$$

Граничные условия на поверхности раздела воздух–электролит в линейном приближении предполагают непрерывность магнитного поля \mathbf{H} и тангенциальной составляющей электрического поля $\mathbf{E}_\tau = [\mathbf{n}[\mathbf{E} \mathbf{n}]]$, где \mathbf{n} — нормаль к поверхности раздела. При этом, согласно (3), электрическое поле связано с магнитным соотношением

$$\mathbf{E} = (c/4\pi\sigma)[\nabla \mathbf{H}] + \mathbf{F}. \quad (6)$$

Уравнения для электромагнитного поля в полости Земля–ионосфера имеют простой вид

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{H} + (\omega^2/c^2)\mathbf{H} &= 0, \quad (\nabla \mathbf{H}) = 0, \\ \mathbf{E} &= -i(c/\omega)[\nabla \mathbf{H}]. \end{aligned} \quad (7)$$

Границу с ионосферой на высоте h_i характеризует эффективный импеданс $Z_i = \epsilon_i^{-1/2} \simeq (i\omega\nu_e)^{1/2}/\omega_e$, где ϵ_i — диэлектрическая проницаемость ионосферы; ω_e — плазменная частота, определяемая плотностью электронов N_e ($\omega_e^2 = 4\pi e^2 N_e/m_e$); ν_e — частота соударений. Для частот $f \simeq 10$ Hz высота $h_i \simeq 70$ km, а $Z_i \simeq 10^{-2} i^{1/2}$ [1], следовательно, отношение импедансов морской воды и ионосферы $Z_0/Z_i \simeq 10^{-3}$ [1,12].

Степень взаимного влияния гидродинамических и ЭМ возмущений в морской воде оценим, полагая в (4)

$$|[\nabla \mathbf{H}]| \sim \frac{4\pi\sigma}{c} |\mathbf{F}|.$$

Отсюда следует, что самосогласованное взаимодействие подсистем посредством постоянного магнитного поля Земли (механизм Ампера) характеризуется параметром

$$\kappa_A = H_0^2 \sigma / \rho c^2 \omega. \quad (8)$$

При $H_0 \sim 0.3$ Oe для частот $f \sim 10-10^3$ Hz и типичных параметров морской воды $\kappa_A = 10^{-13}-10^{-15}$.

Связь посредством механизма разделения ионов (механизм Дебая) — параметром

$$\kappa_A = \eta\gamma\omega\sigma^{-1}. \quad (9)$$

Для отмеченных условий $\kappa_A = 10^{-13}-10^{-11}$.

Различие частотных зависимостей в (8) и (9) приводит к существованию для данного электролита при фиксированной величине внешнего магнитного поля граничной частоты f_b

$$f_b \approx H_0 \sigma / 2\pi |\gamma| c. \quad (10)$$

Для частот $f < f_b$ преобладающим механизмом воздействия электромагнитного поля на электролит служит эффект Ампера, при $f > f_b$ доминирует механизм Дебая. Для морской воды в магнитном поле Земли $f_b \cong 10$ Hz.

Граничные условия на поверхности воздух–электролит — возбуждение колебаний в электромагнитном резонаторе движениями проводящей среды

В принятом гармоническом приближении $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = v \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r})$, где $\mathbf{k} = \{\mathbf{k}_\tau, k_z\}$, а ось z направлена вертикально вверх ($z = 0$ на поверхности раздела). Эффективными источниками сверхдлинных электромагнитных волн могут служить лишь достаточно крупномасштабные движения электролита. Так, в океанической задаче с глобальным резонатором поверхность Земли–ионосфера горизонтальный масштаб k_τ^{-1} таких движений значительно превосходит толщину скин-слоя δ (см. Введение); пусть глубина океана h_0 также превосходит δ

$$k_\tau^{-1}, h_0[M] \gg 200f^{-1/2}[\text{Hz}]. \quad (11)$$

При выполнении условий (11) для решения уравнений (4) естественно использовать приближение горизонтальной однородности. Кроме того, $|Z_0/Z_i| \cong 10^{-3} \ll 1$, поэтому поле в воздухе над границей при $z = 0$ удовлетворяет условию $|Z_0| \ll |\partial \ln H / \partial z| c / \omega \ll |Z_0|^{-1}$. Это позволяет получить явную связь горизонтальной составляющей \mathbf{E}_τ электрического поля непосредственно над границей с амплитудой скорости \mathbf{v}

$$\mathbf{E}_\tau = -\{[\nabla \mathbf{H}_0]_\tau / c + i\gamma \omega \mathbf{v}_\tau / \sigma\} / \{1 - (i/2)^{1/2} \delta k_z\}. \quad (12)$$

Связь (12) исчерпывающе описывает, в частности, влияние движения морской воды на электромагнитное поле над водой и в полости Земля–ионосфера. Она задает граничное условие на поверхности воды, уточняющее традиционно используемое при расчете полей глобального резонатора условия $\mathbf{E}_\tau = 0$.

Источником возмущений на частотах около 10 Hz могут служить только акустические волны с вертикальным (для обеспечения горизонтальной однородности амплитуды возмущения) волновым вектором, $k_\tau \rightarrow 0$ (вклад поверхностных гравитационных волн мал из-за их мелкомасштабности). Отсюда следует, что механизм разделения ионов как источник генерации электромагнитного поля в глобальном резонаторе неэффективен: соответствующий вклад в (12) пропорционален горизонтальной компоненте скорости \mathbf{v}_τ , стремящейся к нулю при $k_\tau \rightarrow 0$.

Обратимся теперь к механизму Ампера, связанному с постоянным магнитным полем H_0 и вертикальными акустическими волнами. Для акустических возмущений необходимо учесть в (20) звуковую волну, отраженную от поверхности $k_z \rightarrow -k_z$. С учетом фазы отражения граничное условие для электромагнитного поля приобретает вид

$$\mathbf{E}_\tau(z = +0) \approx -(v/c)[\mathbf{nH}_0]_\tau / (1 + if/f_0), \quad (13)$$

где \mathbf{H}_0 — горизонтальная составляющая постоянно-го магнитного поля Земли; v — амплитуда возмущения скорости в звуковой волне у поверхности раздела; $f_0 = 2\sigma c_s^2 / c^2$ — частота, для которой глубина скин-слоя равна четверти длины звуковой волны (c_s — скорость звука). Для морской воды $f_0 \cong 2.8 \text{ Hz}$.

Распространяющиеся в полости Земля–ионосфера электромагнитные моды различаются по частотам и вертикальной структуре [1,12]: $(\omega_l^2 c^{-2} - k_\tau^2)^{1/2} h_i = \pi l$, где вертикальный номер l равен числу полуволн между поверхностью Земли и ионосферой. Моды с $l \gg 1$ существуют только на относительно высоких частотах $f \gtrsim 2 \text{ kHz}$; они сильно затухают на расстояниях порядка R_E . На частотах $f \gtrsim 10 \text{ kHz}$ затухание (по мощности) составляет 2 dB/Mm, с приближением к частоте отсечки затухание возрастает до 10–20 dB/Mm при $f = 1–10 \text{ kHz}$ [12]. Следовательно, для мод с $l \gg 1$ эффект интерференции волн, многократно огибающих земной шар, не действует [1]. Более низким частотам $f \simeq 1–10^2 \text{ Hz}$ отвечает волноводная TM - (магнитное поле горизонтально) мода с $l = 0$, слабо зависящая от вертикальной координаты. Затухание этой моды невелико, поэтому интерференция волн, многократно огибающих земной шар, обеспечивает шумановские резонансы [13]

$$\omega_n / c \approx [n(n-1)]^{1/2} / R_E - iZ_i / 2h_i.$$

Низшие ($n = 1–3$) шумановские частоты f равны 7.8, 13.8 и 17.9 Hz при значениях добротности Q , равных 4.63, 5.76 и 6.56 [1,12]. Здесь обращает на себя внимание, что для морской воды граничная частота f_b из (10) и частота $4f_0$ (при которой толщина скин-слоя равна половине длины волны инфразвука) весьма близки к частотам низших шумановских резонансов.

Оценку ЭМ поля, возбуждаемого гидроакустической волной, дает (13). Для шумановского ($n = 1$) и вертикального ($l = 1$) резонансов $f = 8 \text{ Hz}$ и 2 kHz возьмем амплитуду вертикальной акустической волны порядка типичной для шумов моря в полосе, равной ширине резонансного максимума $\Delta f = f/Q$ ($\Delta f \approx 1.7$ и 400 Hz [1,12]): $v \approx 0.3$ и 0.06 cm/s (это соответствует спектральным плотностям шумов $3 \cdot 10^3$ и 40 Pa · Hz^{-1/2} [3]). Анализ уравнений (7) с граничными условиями (13) показывает, что выигрыш для вертикального резонатора за счет резонансного накопления, имеющий место, если размеры области акустического возбуждения в океане около 10² km, равен $(1 + |R_i|) / (1 - |R_i|) \approx 4$ [12], где R_i — коэффициент отражения электромагнитной волны от ионосферы. Из (13) следует тогда

$$|E_\tau| \simeq 10^{-4} \mu\text{V/m}, \quad |H_\tau| \simeq 4 \cdot 10^{-15} \text{ Oe}. \quad (14)$$

Для шумановского резонанса, если предположить, что область возбуждения имеет глобальные размеры, резонансный выигрыш может быть значительно большим: радиальная (вертикальная) составляющая поля E_R превосходит величину E_τ из (13) в $cQ/\omega h_i$ раз. С другой

стороны, ограниченность области возбуждения уменьшает величину E_R в $(n + 1/2)S/2\pi R_E^2$ раз, где S — площадь области возбуждения. В результате для первого шумановского резонанса $f \cong 8 \text{ Hz}$ (при области возбуждения размером $3 \cdot 10^3 \text{ km}$) получаем

$$|E_R| \cong 0.3 \mu\text{V/m}, \quad |H_\tau| \cong 10^{-11} \text{ Ое}. \quad (15)$$

Оцененные в (14) и (15) амплитуды электромагнитных полей измеримы, хотя, разумеется, это требует использования прецизионных методов обработки принимаемого сигнала на уровне ниже уровня шумов глобального резонатора. Для доминирующих грозовых источников, например, средние амплитуды шумовых полей $(\langle H_\tau^2 \rangle)^{1/2} \sim 10^{-8} \text{ Ое}$ в частотной полосе первого шумановского резонанса.

Возбуждение акустического поля в проводящей среде электромагнитными полями глобального резонатора

Для оценки эффективности процесса, обратного рассмотренному, считаем теперь электромагнитное поле в глобальном резонаторе заданным. Это соответствует обращению в нуль правой части второго уравнения из (4). Рассматриваем диапазон частот $f < f_b$ из (10), в котором доминирует механизм Ампера.

Решение уравнения (4) с гармоническим звуковым полем для проводящего слоя глубиной h определяет искомое акустическое поле в электролите

$$v_z = \frac{i^{3/2} \xi (f_0/f)^{1/2} (H_\tau/H_0) c_s}{1 + i(f_0/f)} Z(z). \quad (16)$$

Здесь $\xi = H_0^2/4\pi\rho c_s^2$, R_s — коэффициент отражения звука подстилающей поверхностью; зависимость от глубины в (16) описывает функция

$$Z(z) = \exp[(1+i)z/\delta] + \frac{\exp(-i\omega z/c_s) + R_s \exp[i\omega(z-2h)/c_s]}{1 - R_s \exp(-2i\omega h/c_s)}.$$

В океанической задаче возбуждение инфразвуковой волны имеет низкую эффективность. Более перспективным представляется использование описанного здесь эффекта возбуждения инфразвуковых волн в проводящей среде для сосредоточенного приема регулярных электромагнитных сигналов в диапазоне 10–100 Hz. Схема приема здесь должна включать проводящий объем из материала с большой упругостью и проводимостью, помещенный в поле постоянного магнита с достаточно сильным полем H_0 . Для медной пластины, например, в умеренном поле $H_0 \cong 2 \cdot 10^3 \text{ Ое}$ величина $\xi \cong 10^{-7}$, поэтому из (16) следует, что акустическая скорость возбуждения при $H_\tau = 10^{-6} \text{ Ое}$ (антенна с током 100–200 А при напряжении 7 kV, эффективность излучения

которой составляет 10^{-3}) равна $v_z \cong 4 \cdot 10^{-11} Q [\text{cm/s}]$. Добротность медной пластины может достигать значений $Q \cong 2 \cdot 10^3$. В этих условиях $v_z \cong 8 \cdot 10^{-8} \text{ cm/s}$, следовательно, амплитуда звукового смещения на частоте 8 Hz $a = v_z/2\pi\omega \cong 10^{-8} \text{ cm}$. Такие смещения фиксируются, в частности, оптическими интерферометрическими схемами.

Заключение

Рассмотренный эффект возбуждения инфразвуковых колебаний проводящей среды ЭМ полями глобального резонатора и обратный ему эффект генерации СНЧ электромагнитных волн акустическими движениями электролита, как показали оценки, могут наблюдаться в не слишком жестких условиях на параметры возбуждения и приема. Оптимизации параметров приема, как и возможный подбор наиболее эффективной схемы приема, составляют естественное продолжение работы. В связи с этим обращает на себя внимание возможное использование чувствительных биомодельных схем [14] — инфразвуковой диапазон частот для некоторых из них содержит известные и интересные сами по себе резонансы, причем амплитуды генерируемых ими электромагнитных полей могут быть больше среднеквадратичных фоновых значений даже в сильно возбужденной атмосфере.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 96-02-17642).

Список литературы

- [1] Блюх П.В., Николаенко А.П., Филиппов Ю.Ф. Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля–ионосфера. Киев: Наукова думка, 1977. 200 с.
- [2] Океанология. Физика океана. Т. 2. Гидродинамика океана / Под ред. В.М. Каменковича, А.С. Монины. М.: Наука, 1978. 455 с.
- [3] Мозговой В.А. // Акуст. журн. 1987. Т. 33. С. 1101–1104.
- [4] Сочельников В.В. Основы теории естественного электромагнитного поля в море. Л.: Гидрометеоздат. 1979. 216 с.
- [5] Электромагнитные и акустические процессы. Владивосток: Изд-во Дальневосточного университета, 1987. 190 с.
- [6] Larsen J.C. // J. of Marine Research. 1971. Vol. 29. N 1. P. 28–45.
- [7] Debye P. // J. Chem. Phys. 1933. Vol. 1. P. 13–20.
- [8] Вировлянский А.Л., Малахов А.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24. С. 851–854.
- [9] Ляхов Г.А., Свирко Ю.П. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. С. 51–53.
- [10] Физическая акустика / Под ред. У. Мэзона. Т. 2. Ч. А. М.: Мир, 1968. 457 с.
- [11] Вировлянский А.Л., Малахов А.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 10. С. 1349–1352.
- [12] Harth W. Theory of Low Frequency Wave Propagation. CRC Handbook of Atmospherics. Vol. II. Boca Ration. Florida: CRC Press, 1983. 202 с.
- [13] Shumann W.O. // Angew. Phys. 1957. Vol. 9. P. 373–378.
- [14] Осовец С.М., Гинзбург Д.А., Гурфинкель В.С. // УФН. 1983. Т. 141. № 1. С. 103.