

Министерство науки, высшей школы и технической политики  
Российской Федерации

РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ  
ИНСТИТУТ

*Ю. П. ДОРНИН, И. А. СТЕПАНЮК*

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ОКЕАНА

*Утверждено ученым советом института  
в качестве учебного пособия*

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ

1992

Доронин Ю. П., Степанюк И. А. Электромагнитное поле океана. Учебное пособие С-Пб., изд. РГГМИ, 1992.—87 с.

Изложены понятия основных электромагнитных свойств морской воды и льда. Приведены закономерности формирования электромагнитного поля в морской воде волнами и течением, а также переменным магнитным полем. Охарактеризовано электромагнитное поле, образующееся при волнении в приводном слое атмосферы. Оценена скорость его распространения. Дано представление об электрических разрядах, образующихся при возникновении микротрещин во льду. Изложены методы измерения морских электрического и магнитного полей.

Учебное пособие предназначено для студентов и аспирантов океанологической специальности институтов и университетов.

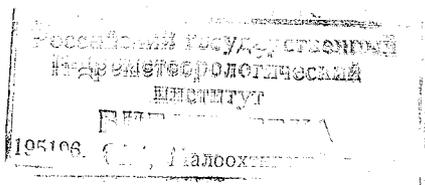
An understanding of the main electromagnetic properties of a sea water and ice are given. The essential principles of an electromagnetic field formation in the sea water by waves and currents, as well as by external variable magnetic field are adduced.

An electromagnetic field in the near surface atmospheric layer formed under the influence of waves is characterized. Velocity of its propagation is estimated. An understanding of electric discharges, occurring due to microcracks in the ice, is given. Methods of electric and magnetic fields measurements are proposed.

The manual is supposed to be used by students and postgraduates in oceanography.

Ил. 30. Табл. 3. Библ. 19.

Рецензенты: кафедра полярной океанологии ГМА (Б. А. Шевлевич, проф.); А. В. Гусев, д-р физ.-мат. наук (ААНИИ),



## ВВЕДЕНИЕ

Одной из характерных черт нашей планеты является наличие у нее постоянного магнитного поля. Практически все гидродинамические процессы в водной оболочке происходят в условиях действия этого поля. Поскольку вода обладает электрической проводимостью, то при этом возникает ряд специфических электрофизических эффектов, наиболее важным из которых является эффект Фарадея. Он состоит в возбуждении в движущейся проводящей среде электрического и вторичного магнитного полей. Характеристики каждого из таких полей в значительной степени отображают особенности порождающего их гидродинамического процесса, т. е. эти поля оказываются информативными.

Магнитное поле Земли (МПЗ) не является статичным, а подвержено вариациям. Формирование этих вариаций обусловлено изменениями солнечной активности, а также процессами в верхних слоях атмосферы — ионосфере и магнитосфере. Амплитуды вариаций составляют доли процента от напряженности МПЗ.

Кроме общего магнитного поля с его вариациями и отмеченными выше вторичными электрическим и магнитным полями в атмосфере и гидросфере формируются также собственные электромагнитные поля (ЭМ) — глобальное переменное поле крайне низких частот (КНЧ) и локальные поля.

Глобальное переменное ЭМ поле постоянно существует в области между Землей и ионосферой, причем эта область представляет собой специфический резонатор для ряда фиксированных частот в КНЧ области — так называемых «шумановских резонансов». Центральная мода спектра глобального ЭМ поля примерно соответствует частоте 7 Гц. Основным источником его формирования считаются молниевые разряды, более конкретно — крайне низкочастотный «хвост» излучения этих разрядов. Ввиду того, что в КНЧ области глубина проникновения поля в морскую воду может составлять десятки-сотни метров, верхний слой океана находится под постоянным воздействием этого поля.

Локальные ЭМ поля формируются в гидросфере и в атмосфере над морем в результате электрофизических, а в некоторых случаях биофизических процессов разделения электрических зарядов. Причем в таких процессах участвуют не только традиционные для электрофизики ионы и электроны, но также значительно более крупные заряженные частицы, например, в приводном слое атмосферы — это аэроионы с размерами от долей микрона до десят-

ков микрон. Интересной особенностью обладает лед: в нем выявлены образования, называемые дефектами Бьеррума, эквивалентный электрический заряд которых составляет 0,6 элементарного заряда.

Изученность электромагнитных полей, характерных для гидросферы, является далеко не полной. Первые натурные опыты по выявлению электрического поля в движущейся воде предпринял Фарадей на р. Темзе. Однако эта попытка была неудачной. В СССР впервые было подтверждено существование систем электрических токов в море в 1935 г. А. Т. Мироновым, проводившем исследования в Баренцевом море. Такие токи были названы теллурическими. Ряд разработок в области теории естественных электромагнитных полей в море был выполнен В. В. Шулейкиным. Эти разработки вошли в его известную книгу «Физика моря». В последнее время большое внимание исследованиям морских электромагнитных полей уделялось в Институте земного магнетизма и распространения радиоволн (ИЗМИРАН), в Институте океанологии (ИОАН), в Морском гидрофизическом институте (МГИ) и ряде других организаций. Однако следует отметить, что эти исследования не охватывали все виды полей, характерных для гидросферы, а были преимущественно направлены на изучение полей магнито-гидродинамического (МГД) происхождения, т. е. формирующихся в движущейся воде вследствие эффекта Фарадея.

К настоящему времени область исследований значительно расширилась. Выявлены специфические локальные ЭМ поля, возбуждаемые в приводном слое атмосферы над морем в условиях волнения; индуцированные в верхнем слое моря за счет взаимодействия с электрофизическими процессами в облаках; возбуждаемые совокупностью процессов в циклонах и т. д. Выявлено электромагнитное излучение в радиодиапазоне при деформациях ледяного покрова. Изучаются электрофизические аспекты взаимодействия металлических сооружений с морской водой и особенности утечек в воду электрического тока промышленных сетей. Однако в этих новых направлениях пока больше вопросов, чем полученных ответов.

Интерес к расширению исследований электромагнитных полей в море не случаен. Сейчас уже выделились основные прикладные цели таких исследований: а) использование ЭМ полей, в частности, полей течений, для задач подводной навигации; б) использование переменных ЭМ полей КНЧ диапазона для задач обеспечения связи с подводными объектами; в) использование ЭМ полей любых типов для задач получения гидрофизической информации; г) учет морских ЭМ полей, а в некоторых случаях их использование при выполнении работ по магнитотеллурическому зондированию земной коры на акваториях морей и океанов и др.

Отдельно следует остановиться на таком аспекте, как электромагнитное загрязнение природных вод. Установлено, что значительное количество морских животных обладает высокой чувстви-

тельностью к электромагнитным полям — электрорецепцией. Многие из них, в частности, скаты, акулы, лососевые рыбы и др., имеют специальные электрорецепторы — ампулы Лоренцини. Чувствительность электрорецепторов значительно выше, чем у современных приборов. Установлено, что электрорецепторы не являются каким-то атавизмом, а успешно используются морскими животными для поиска и добычи пищи, для ориентирования при миграциях в подводных условиях, для получения информации о процессах в среде обитания, в том числе, прогностической информации о биологически опасных природных явлениях, например, о землетрясениях, о приближении шторма и т. д. Таким образом, электромагнитные поля следует рассматривать как важнейший экологический фактор.

Поскольку чувствительность к изменчивости ЭМ полей у морских животных чрезвычайно высока (они могут фиксировать локальные изменения в доли микровольта на сантиметр), то опасный уровень электромагнитных загрязнений природных вод оказывается очень малым. Этот уровень еще не нормирован, причем не только в нашей стране, но и за рубежом, поскольку электроэкологические исследования только начинают развиваться. Однако, учитывая все сказанное выше, можно считать, что в резком ухудшении экологической обстановки в морских водах электромагнитное загрязнение играет не менее важную роль, чем химическое.

В предлагаемом учебном пособии круг изучаемых вопросов не затрагивает все отмеченные аспекты морских электрофизических исследований, а ограничен задачами учебного курса «Физика океана» и частично курса «Методы специальных океанологических измерений». Для более широкого знакомства с проблемами морской электрофизики следует обращаться к специальной литературе.

В учебном пособии введение написано совместно, гл. 1 и 2 — Ю. П. Дорониным, гл. 3 и 4 — И. А. Степанюком.

# 1. МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МОРСКОЙ ВОДЫ И ЛЬДА

## 1.1. Электромагнитные свойства морской воды

Электромагнитное поле в веществе зависит от его свойств. Молекулы вещества могут иметь магнитные моменты, в нем могут быть свободные электроны и ионы, создающие электрический ток под воздействием магнитного или электрического поля. Электромагнитное поле в морской воде зависит как от структуры самой воды, так и от наличия ионов солей, выполняющих роль свободных электронов.

Основной характеристикой электрического поля в какой-то точке является напряженность  $\vec{E}$  (В/м), т. е. сила, с которой электрическое поле действует на точечный заряд, помещенный в упомянутую точку. Поскольку молекулы воды представляют собой диполи, то под воздействием внешнего электрического поля происходит упорядоченная ориентация диполей. Тепловые колебания молекул существенно искажают их взаимную ориентацию и только небольшая часть из них ориентируется по вектору напряженности, т. е. проявляется лишь тенденция к упорядоченной ориентации диполей молекул. Она характеризуется суммой электрических дипольных моментов молекул  $\sum_i \vec{P}_i$ , приходящихся на объем  $v$ , т. е. дипольным моментом, или вектором поляризации  $\vec{P}_e = \frac{1}{v} \sum_i \vec{P}_i$  (Кл/м<sup>2</sup>). В слабом электрическом поле, характерном для океана, имеет место соотношение

$$\vec{P}_e = \kappa_e \vec{E}. \quad (1.1)$$

В морской воде также происходит движение ионов и создается разность потенциалов. Все это объединяется с классическим дипольным моментом и влияет на величину параметра  $\kappa_e$  — диэлектрическую восприимчивость морской воды. Она зависит от частоты изменений  $\vec{E}$ , температуры  $T$  и некоторых других характеристик. При изменениях  $\vec{E}$  с частотой  $f < 10^8$  Гц и температуре около  $20^\circ\text{C}$   $\kappa_e \approx 7,1 \cdot 10^{-10}$  ф/м.

Суммарная напряженность электрического поля, называемая электрической индукцией  $\vec{D}$  (Кл/м<sup>2</sup>) представляется выражением

$$\vec{D} = \vec{P}_e + \epsilon_0 \vec{E}. \quad (1.2)$$

Множитель  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  ф/м, называемый диэлектрической постоянной, вводится в системе СИ из-за разной размерности  $\vec{D}$  и  $\vec{E}$ .

Формула (1.2) может быть переписана в виде

$$\vec{D} = (\chi_e + \epsilon_0) \vec{E} = \epsilon_0 \left( \frac{\chi_e}{\epsilon_0} + 1 \right) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}. \quad (1.3)$$

Безразмерное отношение  $\frac{\chi_e}{\epsilon_0} = \chi_e$  называется диэлектрической восприимчивостью. Величина  $\epsilon = \chi_e + 1$  — диэлектрической проницаемостью.

Диэлектрическая проницаемость морской воды зависит от частоты  $f$  изменений напряженности электрического поля (табл. 1.1). При постоянном  $\vec{E}$  величину  $\epsilon$  обычно называют статической и обозначают  $\epsilon_s$ .

Таблица 1.1

Диэлектрическая проницаемость  $\epsilon'$  пресной воды по А. Хиппелю [17]

Т °С	$f_{Гц}$				
	$10^6$	$3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^9$	$10^{10}$	$2,5 \cdot 10^{10}$
1,5	87,0	86,5	80,5	38,0	15,0
5,0	85,5	85,2	80,2	41,0	17,5
25,0	78,2	77,5	76,7	55,0	34,0
45,0	71,5	71,0	70,7	59,0	46,0

Поскольку скорость переориентировки молекул воды под воздействием переменного  $\vec{E}$  конечна, то чем больше частота изменений  $\vec{E}$ , тем меньше  $\vec{P}_e$ , так как все большее число молекул не успевает переориентироваться. Происходит также некоторое смещение величины  $\vec{P}_e$  по фазе относительно  $\vec{E}$ . Поэтому в формуле (1.1) коэффициент  $\chi_e$  уменьшается с ростом частоты  $f$ . Соответственно уменьшается и  $\epsilon$ .

Сдвиг по фазе принято учитывать введением мнимого слагаемого, т. е.

$$\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''. \quad (1.4)$$

Вещественная и мнимая составляющие меняются с изменением частоты. В идеальном диэлектрике эти изменения представляются дисперсионными соотношениями Дебая:

$$\epsilon' = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + (2\pi f\tau)^2}, \quad \epsilon'' = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty) 2\pi f\tau}{1 + (2\pi f\tau)^2},$$

где  $\epsilon_s$  — статическая диэлектрическая проницаемость;  $\epsilon_\infty = 1$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость;  $\tau$  — время диэлектрической релаксации, составляющее у воды примерно  $10^{-11}$  с.

При очень большой частоте изменений  $\vec{E}$  молекулы воды не будут успевать принимать упорядоченное положение и в этом случае  $P_e = 0$ , следовательно,  $\epsilon' = 1$ , а  $\epsilon'' = 0$  (рис. 1.1).

Мнимая составляющая диэлектрической проницаемости характеризует поглощение энергии электрического поля в воде, и для оценки ее относительной роли вводится угол диэлектрических потерь  $\text{tg } \delta = \epsilon''/\epsilon'$ .

Из табл. 1.1 видно, что диэлектрическая проницаемость зависит от температуры воды. При ее повышении уменьшается вязкость воды и усиливается тепловое движение молекул. Первый фактор создает более благоприятные условия для дипольной ориентации молекул под воздействием внешнего электрического поля, приводящей к росту  $\kappa_e$ , а следовательно, и  $\epsilon$ . Второй препятствует упорядочению ориентации диполей и уменьшает  $\kappa_e$  и  $\epsilon$ . При относительно малых частотах изменений  $\vec{E}$  преобладает роль теплового движения молекул, а при больших — вязкости. Поэтому при малых  $f$  происходит уменьшение  $\epsilon$  с ростом температуры, а при больших — рост  $\epsilon$ .

В слабо концентрированных растворах солей, каким является морская вода, диэлектрическая восприимчивость с ростом солёности несколько уменьшается, так как ионы солей концентрируют вокруг себя дипольные молекулы воды, препятствуя упорядочению ориентации диполей. Это приводит к уменьшению  $\epsilon'$ . Одновременно происходит усиление поглощения электромагнитного поля и увеличение сдвига по фазе вектора  $\vec{P}_e$ , вызывающее рост  $\epsilon''$  (рис. 1.2).

Вместо диэлектрической проницаемости можно пользоваться показателем преломления  $n$  и показателем поглощения  $k$  энергии электрических волн в воде

$$n + ik = \sqrt{\epsilon' + i\epsilon''}. \quad (1.5)$$

Удельная электропроводность морской воды  $\gamma$  (См/м) является величиной, обратной удельному электрическому сопротивлению, и характеризует соотношение между напряженностью электрического поля и плотностью тока  $\vec{J}$

$$\vec{J} = \gamma \vec{E}. \quad (1.6)$$

Она, в основном, зависит от концентрации и подвижности ионов в воде: протонов  $H^+$ , гидроксидов  $OH^-$  и свободных ионов раство-

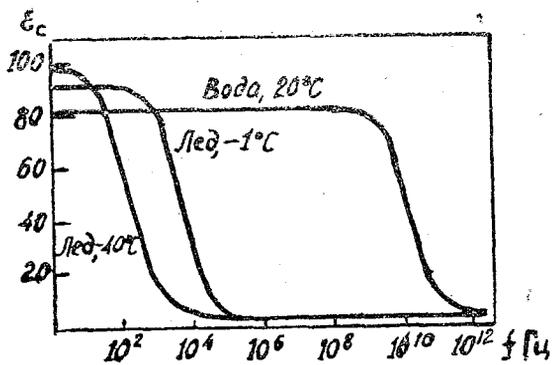


Рис. 1.1. Зависимость диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  от частоты колебаний  $f$  электрического поля [9]

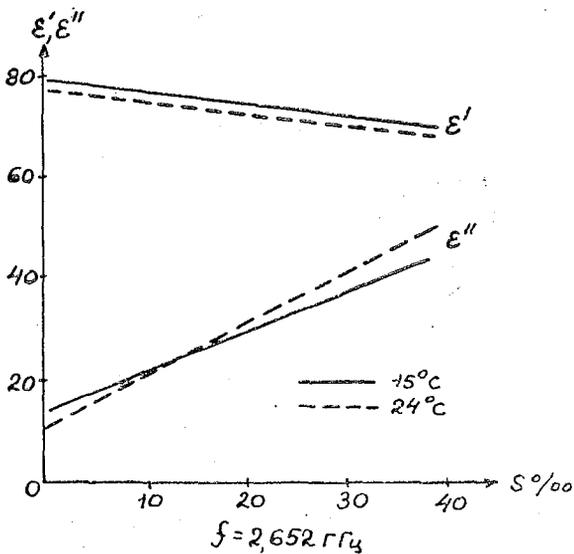


Рис. 1.2. Зависимость диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  морской воды от солёности при  $f = 2,652$  Гц [по 11]

ренных солей. Концентрация ионов увеличивается с ростом солёности  $S$  и поэтому  $\gamma$  возрастает с увеличением  $S$  (рис. 1.3).

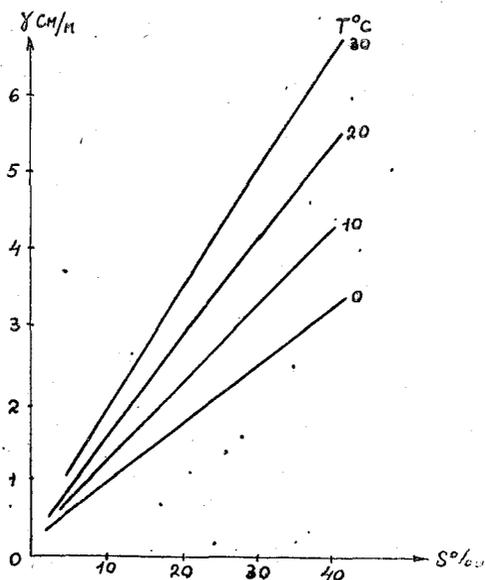


Рис. 1.3. Зависимость электропроводности морской воды от солёности

Подвижность ионов различная (табл. 1.2). Например, у ионов  $\text{H}^+$  и  $\text{OH}^-$  она различается в два раза. Поэтому  $\gamma$  зависит от соотношения ионов различных солей, и в морях, в которых солевой состав отличен от океанического, электропроводность при прочих равных условиях будет различной.

Таблица 1.2

Вклад (%) основных ионов в электропроводность морской воды [11]

( $T=23^\circ\text{C}$ ,  $S=35\text{‰}$ )

Ион	$\text{Cl}^-$	$\text{Na}^+$	$\text{Mg}^{++}$	$\text{SO}_4^{--}$	$\text{K}^+$
Вклад %	64	29	2,7	2,3	1,1

Подвижность ионов, а следовательно, и электропроводность, увеличиваются с ростом температуры (рис. 1.4). При этом происходит как возрастание собственной скорости ионов, так и уменьшение вязкости воды и увеличение степени диссоциации солей.

Электропроводность воды несколько увеличивается с ростом давления (рис. 1.5). Полагается, что при этом происходит уменьшение вязкости воды, некоторое увеличение концентрации ионов, а также уменьшение размера иона.

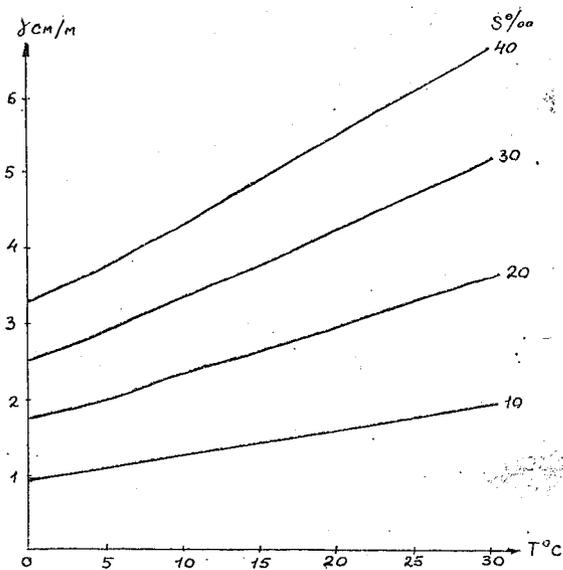


Рис. 1.4. Зависимость электропроводности морской воды от температуры

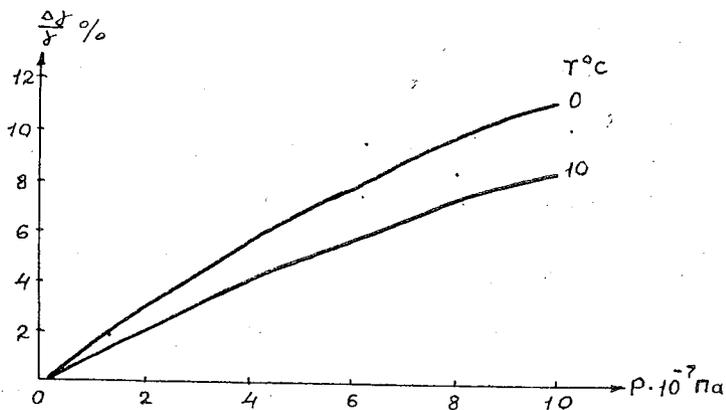


Рис. 1.5. Изменение электропроводности морской воды от давления

Большая концентрация ионов в морской воде приводит к тому, что ее удельная электропроводность оказывается высокой, составляя в океане 3—7 См/м. У дистиллированной воды  $\gamma$  составляет всего  $2 \cdot 10^{-4}$  См/м.

Зависимость  $\gamma$  от солености, температуры и давления выражается эмпирическими формулами типа

$$\gamma = aT + bS + cTS + d. \quad (1.7)$$

Константы, определенные для диапазона температур 7—30°C и солености 24—38‰, имеют следующие значения:

$$a = 4,0 \cdot 10^{-2} \text{ См}/(\text{м} \cdot \text{К}), \quad b = 7,9 \cdot 10^{-2} \text{ См}/(\text{м} \cdot \text{‰}), \\ c = 2,2 \cdot 10^{-3} \text{ См}/(\text{м} \cdot \text{К} \cdot \text{‰}), \quad d = -3,0 \cdot 10^{-2} \text{ См}/\text{м}.$$

Зависимость удельной электропроводности морской воды от солености используется для определения последней, так как  $\gamma$  легко измеряется в естественных условиях при помощи специальных приборов-солемеров. Дополнительно при определении солености по электропроводности надо знать температуру и давление в точке измерения  $\gamma$ .

Значения  $\gamma$  могут использоваться для характеристики водных масс в океане, так как этот показатель учитывает в себе температуру, соленость и давление.

Магнитное поле по аналогии с электрическим характеризуется напряженностью  $\vec{H}$  (А/м). Часто еще в качестве единицы напряженности используется эрстед, равный  $1000/4\pi$  А/м. В отсутствие электромагнитного поля вода не обладает макромагнитным моментом, т. е. она является диамагнитным веществом. Под влиянием внешнего магнитного поля молекулы и ионы приобретают наведенные магнитные моменты. Происходит намагничивание воды, характеризующее средним в элементарном объеме магнитным моментом — вектором намагниченности  $\vec{P}_m$  (А/м). Он зависит от состава воды и в природных условиях пропорционален напряженности внешнего магнитного поля

$$\vec{P}_m = \chi_m \vec{H}. \quad (1.8)$$

Безразмерный коэффициент пропорциональности  $\chi_m$  называется магнитной восприимчивостью.

Наведенное магнитное поле в диамагнетиках экранирует внешнее поле, ослабляя его. Вода намагничивается слабо. Поэтому коэффициент  $\chi_m$  отрицательный и малый по величине (при  $T = 20^\circ\text{C}$   $\chi_m = -12,97 \cdot 10^{-6}$ , при  $T = 0^\circ\text{C}$   $\chi_m = -12,93 \cdot 10^{-6}$ ), от температуры, солености и давления он зависит слабо.

Суммарное магнитное поле в океане характеризуется вектором магнитной индукции  $\vec{B}$  (Тл)

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{P}_m). \quad (1.9)$$

Вследствие разной размерности в системе СИ величин  $\vec{B}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{P}_m$  вводится магнитная постоянная  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м, согласующая правую и левую стороны формулы (1.9). Последняя обычно пере-

писывается в виде

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad (1.10)$$

где  $\mu = (1 + \chi_m)$  — магнитная проницаемость. Из-за малости  $\chi_m$  магнитная проницаемость морской воды  $\mu \approx 1$ .

## 1.2. Макроскопические электромагнитные свойства морского льда

Электромагнитные свойства морского льда зависят от его структуры, объема жидкой фазы в нем и температуры. Как и у воды, диэлектрическая проницаемость льда сильно зависит от частоты колебаний внешнего электромагнитного поля (рис. 1.6). При малых частотах  $f$  существенна вещественная составляющая  $\epsilon'$ , а мнимая  $\epsilon''$  мала, т. е. дипольный момент кристалла льда успевает «подстраиваться» под переменную напряженность электрического поля.

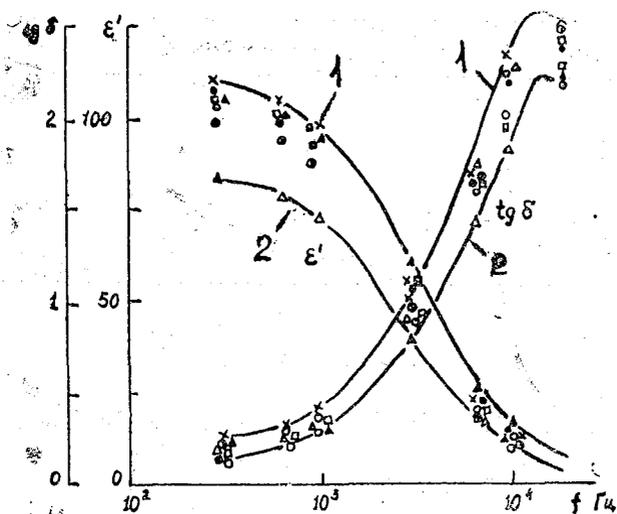


Рис. 1.6. Зависимость диэлектрической проницаемости ( $\epsilon'$ ) и тангенса угла диэлектрических потерь ( $\operatorname{tg} \delta$ ) от частоты  $f$  для разных типов льда при  $T = -10^\circ\text{C}$ . 1 — монолитный лед; 2 — пузырчатый [2]

Значения  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  зависят от текстуры и структуры льда: чем лед монолитнее, тем  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  больше.

Диэлектрическая проницаемость льда при воздействии на него низкочастотным электромагнитным полем несколько выше, чем у воды ( $\epsilon' \approx 100$  при высокой температуре льда). Это означает, что он поляризуется сильнее, чем вода. При понижении температуры  $\epsilon'$  льда растет (до 130 при  $T = -60^\circ\text{C}$ ). По некоторым экспериментальным данным этот параметр может увеличиваться даже до  $10^3 - 10^4$  [2].

Вещественная часть диэлектрической проницаемости льда начинает уменьшаться при более низких частотах электрического поля, чем  $\epsilon'$  воды. Поэтому можно выделить диапазон частот, в пределах которых диэлектрические проницаемости морской воды и льда сильно различаются. Из-за этого в таком диапазоне частот существует хорошо заметная зависимость  $\epsilon$  от содержания жидкой фазы в морском льду (см. рис. 1.1).

Удельная электропроводность пресного льда мала ( $\gamma \approx 10^{-8}$  См/м), т. е. он практически не проводит электрический ток. В морском льду из-за рассола происходит быстрое увеличение  $\gamma$  пропорционально объему жидкой фазы до  $10^{-3}$ — $10^{-1}$  См/м.

Важной электрической характеристикой морского льда может считаться соотношение напряженностей электрического поля на его верхней  $E_0$  и нижней  $E_h$  поверхностях

$$N = h^{-1} 20 \lg E_0/E_h, \text{ Дб/м.} \quad (1.11)$$

Этот параметр называют удельным поглощением электромагнитной энергии во льду [2]. Он также зависит от содержания рассола во льду, возрастая с увеличением объема последнего (рис. 1.7).

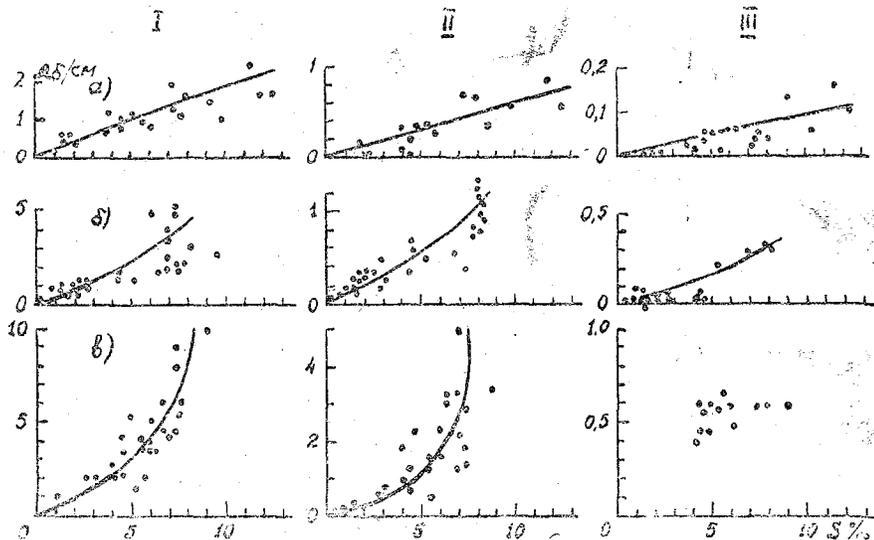


Рис. 1.7. Зависимость удельного поглощения электромагнитной энергии  $N$  льдом от его солености [2]

Длина волны (см): I—0,78; II—3,0; III—7,9; температура льда (°C): а— $37 \pm 4$ ; б— $23 \pm 1,5$ ; в— $13,5 \pm 2,5$

Зависимость электрических характеристик морского льда от его солености позволяет в принципе определять ее по этим характеристикам.

Морской лед обладает способностью генерировать электромагнитное поле. В частности, при упругой деформации льда может происходить возбуждение электромагнитного поля вследствие так называемого параметрического механизма. Простейшим аналогом поляризованной пластины льда может служить заряженный конденсатор. Упругие деформации пластины эквивалентны изменениям расстояния между «обкладками» подобного конденсатора, что приводит к формированию переменной составляющей электрического поля с такими же спектральными характеристиками, как у деформационного процесса. Более строго этот механизм может быть рассмотрен с привлечением понятия *дипольного момента системы зарядов*. Возбуждение электромагнитного поля за счет изменений дипольного момента в общем виде рассмотрено в работе [9].

При изменениях дипольного момента возбуждение магнитной составляющей  $\vec{H}$  обеспечивается во льду преимущественно за счет токов смещения, ибо проводимость  $\gamma$  очень мала, а ток переноса  $J_{\text{пе}}$  в кристаллической структуре тоже не может быть значимым. В силу этого из-за сравнительно малых скоростей естественных деформационных процессов магнитное поле получается весьма слабым. Его экспериментальное выявление для квазипериодических деформационных процессов тем самым представляет значительную сложность, и в настоящее время надежных данных прямых изменений  $\vec{H}$  во льду чрезвычайно мало.

Интенсивность эффекта возрастает с увеличением скорости деформации и самих значений деформации. Характерным примером является формирование магистральной трещины в массиве льда, обладающем «вмороженной» поляризацией. Здесь изменения дипольного момента носят импульсный характер. В таких ситуациях возбуждаемое магнитное поле уверенно регистрируется современными измерительными средствами.

Поляризация льда может возникать за счет процессов кристаллизации воды, за счет электрокинетических эффектов, связанных с протеканием жидкой фазы (рассола) по порам льда, при трибоэлектрическом зарядении поверхности ледяного покрова в условиях метелевого переноса частиц снега.

При возрастании механических напряжений в ледяном покрове до значений, близких или превышающих предел длительной ползучести, деформирование льда, как известно, уже не соответствует закону Гука и процесс становится пластическим. Это заставляет обратить внимание на возможность проявления микромеханизмов разделения и последующей релаксации электрических зарядов. Подобные механизмы, как известно, реализуются в искусственных твердых диэлектриках (стекло, керамика), а также в горных породах. Естественно, лед, особенно морской, по своим электрофизическим свойствам, строго говоря, не может быть отнесен к чистым диэлектрикам, поскольку представляет собой сочетание диэлектрических кристаллов и проводящей жидкой фазы в межкристалличе-

ских прослойках. Тем не менее при пластической деформации с формированием внутрикристаллических микротрещин здесь также возникают электрофизические эффекты, близкие к эффектам в чистых диэлектриках, но, естественно, со своими специфическими особенностями. При этом происходит возбуждение электромагнитных полей на значительно более высоких частотах, чем во всех вышерассмотренных процессах.

### 1.3. Уравнения, описывающие электромагнитное поле океана

Основные черты и взаимосвязь электрического и магнитного полей в проводящей электричество сплошной среде описываются уравнениями Максвелла. Они используются и при описании электромагнитных полей в океане.

Плотность тока  $\vec{J}$  в движущейся среде со скоростью  $\vec{V}$  в магнитном поле индуктивностью  $\vec{B}$  описывается законом Ома

$$\vec{J} = \gamma[\vec{E} + (\vec{V} \times \vec{B})], \quad (1.12)$$

где  $(\vec{V} \times \vec{B})$  — лоренцевская добавка.

Первое слагаемое формулы характеризует ток в неподвижной среде, а второе — представляет собой добавку, возникающую при движении морской воды в магнитном поле.

При наличии тока  $\vec{J}$  в проводящей среде возникает индуцированное им магнитное поле, характеризуемое уравнением

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1.13)$$

Второе слагаемое его правой части описывает вклад электрической индукции (ток смещения). По сути, это уравнение представляет собой обобщение закона Ампера о возбуждении магнитного поля электрическим током.

Следующее важное уравнение является математической формулировкой закона Фарадея об электромагнитной индукции

$$\text{rot } \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t. \quad (1.14)$$

При описании электромагнитного поля в океане используется положение о том, что формируемое в нем магнитное поле бездивергентное, т. е. в нем нет источников и стоков магнитной индукции

$$\text{div } \vec{B} = 0. \quad (1.15)$$

В ряде случаев используется уравнение, представляющее собой обобщение закона Кулона о том, что дивергенция электрической индукции обусловлена электрическими зарядами в морской воде

$$\text{div } \vec{D} = \rho, \quad (1.16)$$

где  $\rho$ , — объемная плотность электрических зарядов.

При отсутствии электрических зарядов в морской воде, т. е. за пределами тех полей водорослей и планктона, которые генерируют электричество, уравнения Максвелла сводятся к одному, характеризующему поле магнитной или электрической напряженности.

Из (1.12) и (1.13) следует

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \gamma [\vec{E} + (\vec{V} \times \vec{B})] + \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (1.17)$$

С помощью уравнения (1.14) из полученного выражения можно исключить  $\vec{E}$ . Для этого над (1.17) следует провести операцию вихря:

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{H}) = \operatorname{rot}(\gamma \vec{E}) + \operatorname{rot}[\gamma (\vec{V} \times \vec{B})] + \epsilon_0 \operatorname{rot} \left( \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right). \quad (1.18)$$

Пусть  $\gamma$  и  $\epsilon$  приближенно полагаются постоянными. Тогда, используя (1.4), получаем

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{H}) = -\gamma \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \gamma \operatorname{rot}(\vec{V} \times \vec{B}) - \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}. \quad (1.19)$$

Поскольку  $B = \mu_0 \vec{H}$ , то (1.19) может быть переписано в виде

$$\frac{1}{\mu_0} \operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{B}) = -\gamma \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \gamma \operatorname{rot}(\vec{V} \times \vec{B}) - \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}. \quad (1.20)$$

Но, вследствие формулы (1.15),

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{B}) = \operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{B}) - \nabla^2 \vec{B} = -\nabla^2 \vec{B}.$$

Следовательно,

$$\frac{\epsilon_0 \epsilon}{\gamma} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \operatorname{rot}(\vec{V} \times \vec{B}) + \frac{1}{\mu_0 \gamma} \nabla^2 \vec{B}. \quad (1.21)$$

Это уравнение характеризует поле магнитной индукции в океане. Если оно рассматривается совместно с атмосферным магнитным полем или в слое океана, то на границах слоев нормальная составляющая  $B_n$  разрыва не имеет, т. е.

$$B_{n1} = B_{n2}. \quad (1.22)$$

Для магнитной напряженности условие на границе слоев другое: равны касательные составляющие

$$H_{\tau 1} = H_{\tau 2}. \quad (1.23)$$

Несколько более сложным оказывается общее уравнение, характеризующее  $\vec{E}$ . Для него условия на границе аналогичны условиям (1.22) и (1.23), т. е.

$$D_{n1} = D_{n2} \text{ и } E_{\tau 1} = E_{\tau 2}. \quad (1.24)$$

Из уравнения (1.21) видно, что поле магнитной индукции зависит от движения воды (кроме других причин). Поскольку  $\vec{B}$  — это сила, то она должна влиять, в свою очередь, на движение воды и в точное уравнение движения она входит добавочным слагаемым

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + 2(\vec{\omega} \times \vec{V}) = \vec{G} - \frac{1}{\rho} \nabla P + k_v \nabla^2 \vec{V} + \frac{\vec{J} \times \vec{B}}{\rho}, \quad (1.25)$$

где  $\vec{V}$  — скорость течения;  $\vec{\omega}$  — угловая скорость вращения Земли;  $\vec{G}$  — ускорение, обусловленное массовыми силами;  $P$  — давление;  $k_v$  — коэффициент турбулентного перемешивания.

Последний член, называемый подъемоторным ускорением, небольшой, но, в принципе, при малых скоростях движения он может играть определенную роль. Таким образом, электромагнитное и динамическое поля оказываются взаимосвязанными, что отражается уравнениями (1.21) и (1.25).

## 2. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ОКЕАНА

### 2.1. Магнитное поле Земли

Электромагнитное поле океана является суперпозицией полей различного происхождения. Из них наибольший вклад приходится на поля, обязанные существованию магнитного поля Земли. Оно вызвано электромагнитными процессами, протекающими в земном ядре, в магме, а также в земной коре. Кроме того, магнитное поле формируется под воздействием корпускулярного излучения Солнца, приводящего к переносам электронов в ионосфере. Там образуется электрическое поле, а с ним и магнитное. Суммарное магнитное поле принято в геофизике подразделять на квазистационарное, обычно называемое главным магнитным полем, характеризуемым вектором напряженности  $\vec{F}$ , и переменное  $\vec{H}_i$ , меняющееся во времени

$$\vec{H}_c = \vec{F} + \sum_{(i)} \vec{H}_i \sin(2\pi t / \Delta t_i + \varphi_i),$$

где  $\vec{H}_c$  — напряженность суммарного магнитного поля.

Напряженность главного магнитного поля всегда во много раз больше переменного. Первое поле неоднородно в пространстве. Характерное распределение модуля  $\vec{F}$  представлено на рис. 2.1. Оно сравнительно медленно и неоднородно меняется во времени. В настоящую эпоху в северном полушарии вектор  $\vec{F}$  направлен в глубь Земли. Угол между ним и поверхностью Земли меняется от 0 до 90° и называется магнитным наклоением. За последние 400—500 лет оно менялось в пределах 8°. Угол между горизонтальной проекцией  $F_r$ , характеризуемой магнитным меридианом, и географическим меридианом называется магнитным склонением.

Оно меняется в пределах  $35^\circ$  и может быть как положительным, когда магнитный меридиан отклоняется к востоку от географического, так и отрицательным.

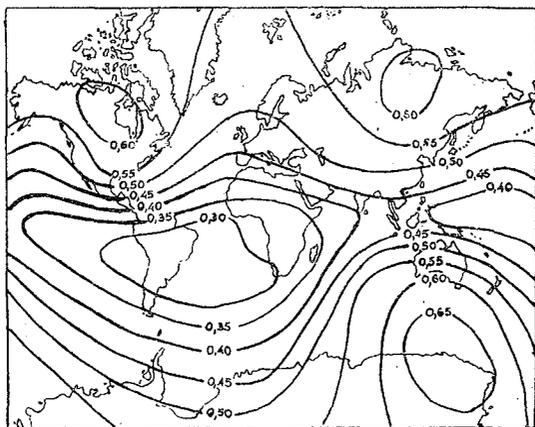


Рис. 2.1. Распределение модуля напряженности главного магнитного поля Земли (в эрстедах) [18]

В настоящую эпоху один полюс главного магнитного поля, условно названный «северным», расположен в точке с координатами  $\varphi \approx 74^\circ$  с. ш. и  $\lambda \approx 100^\circ$  з. д. Другой полюс, «южный», находится в районе  $\varphi \approx 68^\circ$  ю. ш. и  $\lambda \approx 143^\circ$  в. д. Соединяющие их магнитные силовые линии не ровные, а извилистые, поэтому склонение может меняться.

Модуль магнитной напряженности в среднем увеличивается от низких широт к высоким. Но при этом существуют области с повышенными или пониженными значениями модуля. Их называют магнитными аномалиями, среди которых выделяют крупные мировые аномалии и локальные аномалии. Площадь первых составляет миллионы  $\text{км}^2$ , а вторых существенно меньше. На приведенном рис. 2.1 хорошо выражены области положительных мировых аномалий: Восточно-Сибирской, Северо-Американской, Антарктической и две области отрицательных аномалий. Полагается, что такие крупные магнитные аномалии вызваны электромагнитными процессами, протекающими в магме и в ядре Земли. Они медленно меняются во времени, поэтому средние годовые характеристики магнитного поля также медленно меняются, т. е. существует вековой ход главного магнитного поля. Меняется положение и величина магнитных аномалий, они дрейфуют.

Локальные магнитные аномалии обусловлены строением верхних слоев Земли. Подводные горы характеризуются повышенным магнитным полем, а глубоководные впадины из-за мощного слоя

осадочных пород — пониженным. Величина аномалий напряженности в этих областях обычно не превышает 1—2 А/м.

Кроме отмеченного векового хода существуют вариации магнитного поля Земли менее длительные во времени. Они вызваны электромагнитными процессами, протекающими в ионосфере Земли под действием корпускулярного излучения Солнца. Выделяют длиннопериодные вариации продолжительностью от 11 до 27 сут., обусловленные меняющейся солнечной активностью. Амплитуда напряженности этих вариаций составляет величину порядка 10 мА/м. Таковы же примерно солнечно-суточные вариации. На порядок меньше лунно-суточные вариации.

Существуют спорадические магнитные вариации, протекающие на значительной части или всей Земле. Они могут длиться от нескольких секунд до 2—3 сут. и иметь интенсивность аномалии напряженности магнитного поля от единиц до тысячи мА/м. Сильные магнитные вариации называются магнитными бурями.

Вариации магнитного поля Земли отчетливо выражены не только в атмосфере, но и в океане. На них всегда накладывается вторичное магнитное поле, индуцированное движущейся водой: течениями, приливами, волнами.

## 2.2. Электромагнитное поле океана динамической природы

Наличие главного магнитного поля, в котором движется морская вода, являющаяся проводником, приводит к образованию в ней электрического поля, которое, в свою очередь, создает вторичное магнитное поле, называемое так в отличие от главного. Это вторичное магнитное поле описывается уравнением (1.21), в котором применительно к полям динамической природы можно провести некоторые упрощения.

Поскольку вариации главного магнитного поля малы по сравнению с модулем его напряженности, то обычно при рассмотрении генерации электромагнитного поля движущейся водой считают, что  $\vec{F}$  не меняется во времени. Кроме того, оно существенно больше вторичного магнитного поля напряженностью  $\vec{H}$ . Поэтому уравнение (1.21) можно упрощенно представить в виде

$$\frac{\epsilon\epsilon_0}{\gamma} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} + \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \text{rot}(\vec{V} \times \vec{F}) + \frac{\nabla^2 \vec{H}}{\gamma\mu_0}. \quad (2.1)$$

Из уравнений (1.12)—(1.14) аналогичным образом получается уравнение, характеризующее вектор электрической напряженности, но оно оказывается более сложным, чем (2.1), и в полном виде в океанологии обычно не используется:

$$\mu_0\epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \text{rot}(\text{rot} \vec{E}) + \mu_0\gamma \left[ \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \left( \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \times \vec{F} \right) \right] = 0. \quad (2.2)$$

Выражение, характеризующее плотность тока в движущейся воде, получается исключением из закона Ома (1.12) вектора  $\vec{E}$ . Для этого следует уравнение (1.12), в котором можно учесть только главное магнитное поле, дважды подвергнуть операции вихря:

$$\text{rot}(\text{rot}\vec{J}) = \gamma \text{rot}(\text{rot}\vec{E}) + \gamma\mu_0 \text{rot}[\text{rot}(\vec{V}\times\vec{F})]. \quad (2.3)$$

При меняющемся во времени движении воды, а следовательно, при меняющемся магнитном поле, например, по простейшему закону

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{i\omega t} \quad (2.4)$$

уравнение (1.14) переписывается в виде

$$\text{rot}\vec{E} = -i\omega\mu_0\vec{H}. \quad (2.5)$$

Подстановка этого выражения в (2.3) при постоянном  $\gamma$  дает

$$\text{rot}(\text{rot}\vec{J}) = -i\omega\mu_0\gamma \text{rot}\vec{H} + \gamma\mu_0 \text{rot}[\text{rot}(\vec{V}\times\vec{F})].$$

Исключение  $\vec{H}$  с помощью закона (1.13) без учета токов смещения позволяет получить выражение, характеризующее плотность тока в зависимости от скорости течения и напряженности главного магнитного поля

$$\nabla^2\vec{J} = i\omega\mu_0\gamma\vec{J} - \gamma\mu_0 \text{rot}[\text{rot}(\vec{V}\times\vec{F})]. \quad (2.6)$$

В данном случае считалось, что  $\text{div}\vec{J} = 0$ . Это следует из уравнений (1.13) и (1.15) без учета токов смещения.

Из приведенных выражений видно, что если электромагнитное поле формируется движущейся водой в магнитном поле Земли, то при  $(\vec{V}\times\vec{F}) = \text{const}$  оно не возникает.

Если считать электромагнитную волну плоской, что вполне допустимо для акваторий ограниченных размеров, то можно достаточно просто оценить характер влияния течений на электромагнитное поле в воде [12]. Из выражения (2.1) следует, что вторичное магнитное поле зависит от вертикальной составляющей вихря лоренцевской добавки

$$\begin{aligned} \text{rot}_z(\vec{V}\times\vec{F}) &= \frac{\partial}{\partial x}(V_z F_x - V_x F_z) - \frac{\partial}{\partial y}(V_y F_z - V_z F_y) = \\ &= (F_x \partial V_z / \partial x + F_y \partial V_z / \partial y + F_z \partial V_z / \partial z) - \\ &\quad - (V_x \partial F_z / \partial x + V_y \partial F_z / \partial y + V_z \partial F_z / \partial z) = \\ &= (F_r \text{grad } V_z) - (\vec{V} \text{grad } F_z). \end{aligned} \quad (2.7)$$

Эта часть уравнения (2.1) характеризует индукционную слагаемую электромагнитного поля. Из равенства (2.7) видно, что она зависит от градиентов вертикальной скорости движущейся воды и вертикальной составляющей напряженности главного магнитного поля. Градиент  $V_z$  значителен только в волнах. Поэтому они генерируют существенно более значительную индукционную составляющую поля, чем течения.

Так же в предположении плоской волны гальваническая составляющая электромагнитного поля может быть охарактеризована вертикальной составляющей последнего члена уравнения (2.6):

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}_z[\operatorname{rot}(\vec{V} \times \vec{F})] &= \frac{\partial}{\partial x} \operatorname{rot}_y(\vec{V} \times \vec{F}) - \frac{\partial}{\partial y} \operatorname{rot}_x(\vec{V} \times \vec{F}) = \\ &= \frac{\partial}{\partial z} (\vec{F} \operatorname{rot}_z \vec{V}) - \left( \frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} \right) (\vec{V} \times \vec{F})_z. \end{aligned} \quad (2.8)$$

В отличие от предыдущего выражения в этом фигурируют производные всех слагаемых векторов скорости движения воды и напряженности главного магнитного поля. Поэтому гальваническая составляющая электромагнитного поля генерируется не только волнами, но и течениями. Однако, если течение неизменно в какой-то области, т. е. не имеет производных, то из-за слабой пространственной изменчивости  $\vec{F}$  электромагнитное поле в нем непосредственно не генерируется. Оно может формироваться только окружающим полем. Если движение воды происходит в каком-то слое океана, то за его пределами индукционная составляющая возникает за счет вторичного магнитного поля, а гальваническая — за счет тока  $\vec{J}$  между этим слоем и окружающей средой. Этот вывод следует из решения уравнений (2.1) и (2.6), но в принципе ясно, что за пределами слоя с движущейся водой лоренцевские добавки в этих уравнениях отсутствуют, а граничные условия в первом случае выражаются составляющими магнитной напряженности, а во втором — токами.

### 2.3. Электромагнитное поле, генерируемое поверхностными волнами

При волнении происходит движение электропроводящей жидкости в магнитном поле Земли, и поэтому в морской воде возникает электромагнитное поле. Его магнитная составляющая описывается уравнением (2.1), которое может быть несколько трансформировано.

Если волнение происходит с частотой  $\omega$ , то и колебание индуцированного им магнитного поля должно происходить с такой же частотой. Поэтому можно записать

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{i\omega t}. \quad (2.9)$$

Подстановка этого выражения в уравнение (2.1) приводит его к виду

$$\nabla^2 \vec{H} - k^2 \vec{H} + \gamma \mu_0 \operatorname{rot}(\vec{V} \times \vec{F}) = 0, \quad (2.10)$$

где  $k^2 = -(\epsilon \epsilon_0 \omega - i\gamma) \omega \mu_0$  — является волновым числом полученного уравнения. Обычно принимается, что составляющие вектора напряженности неизменны в пределах ограниченной области океана

с установившимся волнением. В принципе такое ограничение не обязательно. Его снятие лишь несколько уточняет результат из-за сравнительно малых пространственных градиентов  $F$  и приводит к довольно громоздкой зависимости вторичного магнитного поля от исходных параметров.

Также ради упрощения решения полагается, что волна двумерна и движется в глубоком море вдоль оси  $x$ . В этом случае составляющая скорости вдоль оси  $y$   $v=0$ , а другие составляющие скорости вдоль этой оси не меняются. При этих условиях проекции уравнения (2.10) на оси координат представляются выражениями

$$\begin{aligned} \nabla^2 H_x - k^2 H_x + \gamma \mu_0 \left( F_z \frac{\partial u}{\partial z} - F_x \frac{\partial w}{\partial z} \right) &= 0, \\ \nabla^2 H_y - k^2 H_y &= 0, \\ \nabla^2 H_z - k^2 H_z + \gamma \mu_0 \left( F_x \frac{\partial w}{\partial x} - F_z \frac{\partial u}{\partial x} \right) &= 0. \end{aligned} \quad (2.11)$$

В полученные уравнения не входит  $F_y$ . Это означает, что она не индуцирует магнитного поля. Составляющая напряженности вторичного магнитного поля по оси  $y$  равна нулю, так как нет факторов, которые бы ее индуцировали.

В двумерной волне скорость можно выразить через функцию тока  $\psi$

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (2.12)$$

На глубокой воде  $\psi$  выражается функцией

$$\psi = \frac{g\xi}{\omega} e^{imx - nz}, \quad (2.13)$$

где  $\xi$  — амплитуда волны;  $g$  — ускорение свободного падения. В волнах без трения волновые числа  $n$  и  $m$  равны между собой.

Замена скорости через ее функцию  $\psi$ , а также учет неизменности  $H$  вдоль оси  $y$  упрощает уравнения (2.11). Например, изменение  $H_z$  характеризуется выражением

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} - k^2 H_z = A e^{imx - nz}, \quad (2.14)$$

где  $A \equiv \frac{\gamma \mu_0 g \xi m}{\omega} (F_x m + i n F_z)$ .

На основании вида правой части выражения следует, что  $H_z$  вдоль оси  $x$  является периодической функцией, поэтому граничные условия для нее можно не фиксировать. При определении граничных условий на вертикальной оси следует исходить из условия непрерывности нормальной составляющей индукции на границе раздела океана (1-я среда) и атмосферы (2-я среда)

$$B_{z1} = B_{z2} \quad \text{или} \quad \mu_1 H_{z1} = \mu_2 H_{z2}. \quad (2.15)$$

Второе граничное условие находится из уравнения дивергенции  $\frac{\partial H_x}{\partial x} = -\frac{\partial H_z}{\partial z}$ . Поскольку имеет место неразрывность тангенциальных составляющих напряженности в соприкасающихся средах, то

$$\frac{\partial H_{z1}}{\partial z} = \frac{\partial H_{z2}}{\partial z}. \quad (2.16)$$

Еще два необходимых условия определяются затуханием вторичного магнитного поля с удалением от взволнованной поверхности в каждой среде, т. е.

$$H_{z1} \rightarrow 0, H_{z2} \rightarrow 0 \text{ при } z_{1,2} \rightarrow \infty. \quad (2.17)$$

Из-за периодичности  $H_z$  вдоль оси  $x$  можно представить в виде

$$H_z = h e^{imx}. \quad (2.18)$$

В этом случае уравнение (2.16) приобретает вид

$$\frac{\partial^2 h}{\partial z^2} - \kappa^2 h = A e^{-nz}, \quad (2.19)$$

где

$$\kappa^2 = k^2 + m^2.$$

Краевые условия (2.15) — (2.17) сохраняют свою форму при замене  $H_z$  на  $h$ .

Решение уравнения (2.19) с последующим учетом соотношения (2.18) представляется выражением

$$H_{zj} = \left( C_j e^{-\kappa_j z_j} + \frac{A_j e^{-n_j z_j}}{n_j^2 - \kappa_j^2} \right) e^{imx}, \quad (2.20)$$

где  $j=1$  относится к океану и  $z_1$  направлена вниз;  $j=2$  относится к атмосфере и  $z_2$  направлена вверх от поверхности океана,

$$C_1 = \left[ \frac{A_2}{n_2 + \kappa_2} + \frac{A_1 (\mu_1 \kappa_2 - \mu_2 n_1)}{\mu_2 (n_1^2 - \kappa_1^2)} \right] \frac{\mu_2}{\kappa_1 \mu_2 - \kappa_2 \mu_1},$$

$$C_2 = \left[ \frac{A_1}{n_1 + \kappa_1} + A_2 \frac{\mu_2 \kappa_1 - n_2 \mu_1}{\mu_1 (n_2^2 - \kappa_2^2)} \right] \frac{\mu_1}{\kappa_2 \mu_1 - \kappa_1 \mu_2}.$$

Поскольку магнитная проницаемость воды и воздуха очень мало отличаются от 1, то постоянные  $C_1$  и  $C_2$  упрощаются:

$$C_1 = \left[ \frac{A_2}{n_2 + \kappa_2} - \frac{A_1 (n_1 - \kappa_2)}{n_1^2 - \kappa_1^2} \right] \frac{1}{\kappa_1 - \kappa_2},$$

$$C_2 = \left[ \frac{A_1}{n_1 + \kappa_1} - A_2 \frac{n_2 - \kappa_1}{n_2^2 - \kappa_2^2} \right] \frac{1}{\kappa_2 - \kappa_1}.$$

Для определения горизонтальной составляющей вторичного магнитного поля можно воспользоваться первым из уравнений (2.11). Оно имеет такую же форму, как и у вертикальной состав-

ляющей  $H_z$ , и поэтому решение может быть получено аналогичным образом. Для двумерной волны поиск решения упрощается, так как в уравнение дивергенции магнитной напряженности входят только две ее составляющие, поэтому для каждой среды

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} = - \frac{\partial H_z}{\partial z}.$$

Следовательно,

$$H_{xj} = - \int \frac{\partial H_{zj}}{\partial z} d\xi = \left[ - \frac{n_j A_j e^{-n_j z_j}}{z_j^2 - n_j^2} + \kappa_j C_j e^{-\kappa_j z_j} \right] \frac{i e^{imx}}{m}. \quad (2.21)$$

Таким образом, вторичное магнитное поле под действием волн образуется как в верхнем слое океана, так и в приводном слое атмосферы, экспоненциально, но по-разному, затухая с удалением от границы раздела этих сред. В воздухе из-за очень малой электропроводности параметр  $A_2$  очень мал, а в сухом воздухе он вообще равен нулю. Тем не менее из формул (2.20) и (2.21) видно, что  $H_{z2}$  и  $H_{x2}$  не равны нулю. Если  $\gamma_2 = 0$ , то параметр  $\kappa_2$  не содержит мнимого слагаемого и убывание магнитного поля в воздухе с высотой происходит без какого-либо сдвига по фазе.

При определении составляющих плотности тока можно исходить из уравнения (1.13), пренебрегая токами смещения

$$\begin{aligned} J_x &= \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = 0, \\ J_y &= \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \left[ \frac{m^2 - n^2}{n^2 - \kappa^2} A e^{-nz} - (\kappa^2 + m^2) C e^{-\kappa z} \right] \frac{i e^{imx}}{m^2}, \\ J_z &= \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = 0. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Здесь и далее индексы  $j$  ради кратности записи опущены.

Итак, при двумерном волнении существует только ток по волне.

Составляющие напряженности электрического поля могут быть определены из уравнения (1.12), имея при этом в виду значения токов (2.22):

$$\begin{aligned} E_x &= \mu_0 (\omega F_y = \frac{\mu_0 m g \xi i}{\omega} F_y e^{imx - nz}, \\ E_z &= -\mu_0 u F_y = - \frac{\mu_0 n g \xi}{\omega} F_y e^{imx - nz}, \\ E_y &= \frac{J_y}{\gamma} - \mu_0 (\omega F_x - u F_z) = \frac{1}{\gamma} \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) - \\ &\quad - \frac{\mu_0 g \xi}{\omega} (F_x m i - F_z n) e^{imx - nz}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Выражение для определения составляющей  $\vec{E}_y$  может быть также получено из уравнения

$$\text{rot } \vec{E} = -i\omega\mu_0\vec{H}. \quad (2.24)$$

При этом нет необходимости предварительно определять составляющие электрических токов. Например,

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_z. \quad (2.25)$$

Откуда

$$E_y = -\frac{i\omega\mu_0}{m} \left( C e^{-xz} + \frac{A e^{-nz}}{n^2 - \kappa^2} \right) e^{imx}. \quad (2.26)$$

В качестве примера на рис. 2.2 приведены характеристики электромагнитного поля у поверхности моря, генерированные двумерной волной при  $n=m$ ,  $\gamma_1=3$  См/м и  $\gamma_2=0$ . Полагаясь, что  $\xi=1$  м,  $\lambda=30$  м и  $\tau=5$  с. Принято  $F_x=0,17$ ,  $F_y=0,1$ ,  $F_z=0,47$  Э. С глубиной все характеристики электромагнитного поля экспоненциально убывают.

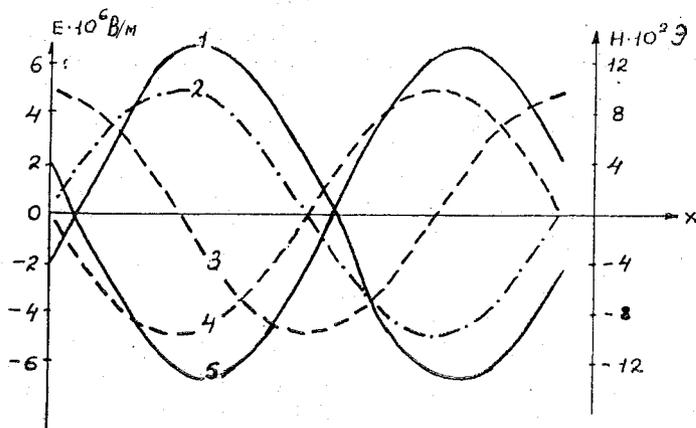


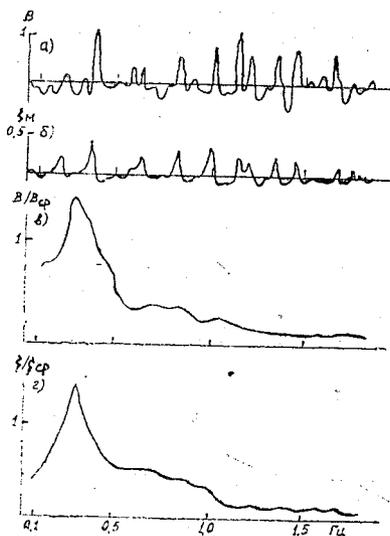
Рис. 2.2. Характеристики изменений напряженности электромагнитного поля у поверхности моря, генерированные двумерной волной: 1 —  $H_x$ ; 2 —  $\psi$ ; 3 —  $E_x$ ; 4 —  $E_z$ ; 5 —  $H_z$

Формулы (2.22) — (2.26) применимы как для океана, так и для атмосферы. Надо лишь использовать в них параметры соответствующих сред. Следует также иметь в виду, что волновые возмущения приводного слоя воздуха быстро убывают с высотой и уже на  $z_2 \approx 0,2 \lambda$  они практически исчезают.

В том случае, когда  $\gamma_2 \neq 0$  и  $n_2 \neq m$  возникают некоторые отличия в величинах и характере изменений напряженности электромагнитного поля от приведенных на рис. 2.2.

На рис. 2.3 показана синхронная запись наблюдений индуцированного волнением вторичного магнитного поля на глубине 7 м. Волнение, как видно из рисунка, небольшое с периодом порядка 3 с, и генерируемое им магнитное поле довольно слабое.

Рис. 2.3. Характер магнитного поля на глубине 7 м, индуцированного волнами в прибрежной полосе [12]: а — индуцированное магнитное поле; б — изменение уровня моря; в — спектр магнитного поля; г — спектр волнения



При рассмотрении электромагнитного поля, возбуждаемого волнами в мелком море или на шельфе, следует учитывать другую форму потенциала скорости, а также распространение магнитного и электрического полей в грунте дна. Поэтому характеристики электромагнитного поля в воде и приводном слое воздуха зависят от глубины моря и электропроводности грунта.

Электромагнитное поле генерируется не только поверхностными, но и внутренними волнами. Принципиальные черты его зависимости от параметров волн остаются теми же. Но из-за конечности расстояния от глубины, на которой развивается волнение, в выражении для потенциала скорости фигурируют не экспоненты, а гиперболические функции. Поэтому и окончательные выражения для характеристик электромагнитного поля оказываются более сложными, чем в рассмотренном случае.

#### 2.4. Генерация электромагнитного поля течениями

В самом простом виде генерацию электрического поля течением охарактеризовал Стоммел еще в 1948 г. [18]. Он исходил из предположения, что в океане глубиной  $h$  существует постоянное течение шириной  $2b$  простирающееся от поверхности до глубины

$h_1$ . Скорость течения меняется только поперек струи в горизонтальном направлении по закону

$$v(x) = v_0 \cos\left(\pi \frac{x}{2b}\right), \quad (2.27)$$

где  $v_0$  — скорость на стречке струи.

Полагается, что электромагнитное поле может быть охарактеризовано уравнениями Максвелла

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} = \gamma[\vec{E} + \mu_0(\vec{V} \times \vec{F})]. \quad (2.28)$$

Если определить  $\text{div}$  от обеих частей этого уравнения, то при  $\text{div rot } \vec{H} = 0$  и постоянной  $\gamma$  получается

$$-\text{div } \vec{E} = \mu_0 \text{div}(\vec{V} \times \vec{F}) = \mu_0(\vec{F} \text{ rot } \vec{V} - \vec{V} \text{ rot } \vec{F}). \quad (2.29)$$

Можно принять, что  $\vec{F} = \text{const}$ . Тогда последний член (2.29) будет равен нулю. Кроме того, при условии неизменности  $\vec{F}$  электрическое поле, согласно закону (1.14), оказывается безвихревым, а следовательно, его представляется возможным выразить через потенциал

$$\vec{E} = -\text{grad } \Phi. \quad (2.30)$$

В этом случае уравнение (2.29) может быть переписано в виде

$$\nabla^2 \Phi = \mu_0 \vec{F} \text{ rot } \vec{V} = \mu_0 F_z \frac{\partial v}{\partial x} = -\mu_0 F_z \frac{\pi v_0}{2b} \sin\left(\frac{\pi x}{2b}\right). \quad (2.31)$$

Аналогичное уравнение получается для описания электрического поля в спокойной воде под течением. В нем нужно только принять  $v_0 = 0$ . Следовательно, электрическое поле характеризуется двумя уравнениями

$$\begin{aligned} \nabla^2 \Phi_1 &= \delta \sin \beta x, \quad 0 < z \leq h_1, \\ \nabla^2 \Phi_2 &= 0, \quad h_1 < z < h, \end{aligned} \quad (2.32)$$

где ради краткости записи использованы обозначения

$$\delta = -\mu_0 F_z \frac{\pi v_0}{2b}, \quad \beta = \pi/2b.$$

При определении граничных условий предполагалось, что приподный слой атмосферы и дно не проводят электрического тока. Поэтому на границах с ними

$$D_z = \epsilon \epsilon_0 E_z = 0, \quad (2.33)$$

или

$$\left. \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \Phi_2}{\partial z} \right|_{z=h} = 0, \quad (2.34)$$

На границе подвижной и неподвижной воды нет разрыва потенциала и электрической индукции. Следовательно, при  $z = h_1$

$$\Phi_1 = \Phi_2, \quad \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial z}. \quad (2.35)$$

Сформулированная в математической форме (2.32) — (2.35) физическая задача легко решается. Характер изменения правой части первого из уравнений (2.32) позволяет искать решение в виде

$$\Phi_1 = \varphi_1(z) \sin \beta x, \quad \Phi_2 = \varphi_2(z) \sin \beta x. \quad (2.36)$$

Подстановка этих функций в исходные уравнения (2.32) и граничные условия, а затем решение относительно  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  позволяет получить выражения потенциалов

$$\Phi_1 = \left[ \frac{\text{sh } \beta(h-h_1)}{\text{sh } \beta h} \text{ch } \beta z - 1 \right] \frac{\delta \sin \beta x}{\beta^2}, \quad (2.37)$$

$$\Phi_2 = - \frac{\delta}{\beta^2} \frac{\text{sh } \beta h_1}{\text{sh } \beta h} \text{ch } \beta(h-z) \sin \beta x. \quad (2.38)$$

Из выражений (2.37) и (2.38) следует, что до глубины  $h_1$  потенциал растет, а далее уменьшается. Это согласуется с характером вертикальных профилей потенциала естественных токов, значительный вклад в которые создают течения (рис. 2.4).

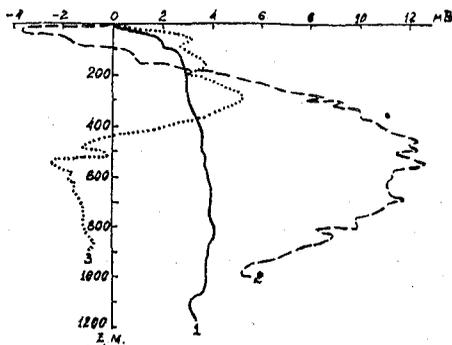


Рис. 2.4. Характерная разность потенциалов между поверхностным и глубинным электродами [4]: 1 — район Саргассова моря; 2 — периферия Гольфстрима; 3 — центральная часть Атлантического океана

Составляющие электрической напряженности по осям  $z$  и  $x$  равны производным от  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  по этим осям координат. В частности,

$$E_{1,x} = - \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} = \frac{\delta \cos \beta x}{\beta} \left[ 1 - \frac{\text{sh } \beta(h-h_1)}{\text{sh } \beta h} \text{ch } \beta z \right]. \quad (2.39)$$

Поскольку ширина крупных течений существенно больше глубины океана, т. е.  $\beta h \ll 1$ , то

$$E_{1,x} \approx \frac{\delta \cos \beta x}{\beta} \frac{h_1}{h} = - \frac{\mu_0 F_z v_0 h_1}{h} \cos \left( \frac{\pi x}{2b} \right). \quad (2.40)$$

Из этой формулы видно, что составляющая горизонтальной напряженности электрического поля пропорциональна скорости течения. Поэтому если измерять напряженность или разность потенциалов электрического поля, то можно определить скорость течения.

При определении индуцированного электрического поля следует иметь в виду локализацию наведенного заряда. Его объемная плотность характеризуется формулой (1.16), которая при постоянной диэлектрической проницаемости представляется в виде

$$\rho_v = \epsilon \epsilon_0 \operatorname{div} \vec{E}. \quad (2.41)$$

Дальнейшее использование выражения (2.29) при постоянном  $\vec{F}$  приводит к выражению

$$\rho_v = -\epsilon \epsilon_0 \mu_0 \vec{F} \operatorname{rot} \vec{V}. \quad (2.42)$$

Это выражение свидетельствует о том, что наведенный электрический заряд появляется только там, где происходит завихрение скорости. В идеализированных течениях с постоянной скоростью объемная плотность заряда концентрируется на границах течения, где имеет место разрыв скорости.

В рассмотренном течении при учете вертикальной слагаемой главного магнитного поля и представлении скорости формулой (2.27) распределение объемной плотности наведенного заряда характеризуется выражением

$$\rho_v = \frac{\pi \epsilon \epsilon_0 \mu_0}{2b} F_z \sin \left( \frac{\pi x}{2b} \right). \quad (2.43)$$

Видно, что плотность электрических зарядов увеличивается от срежня к границе течения.

Знание составляющих напряженности электрического поля позволяет с помощью формулы (1.12) определить плотность тока по соответствующим осям координат, а затем и напряженность вторичного магнитного поля по уравнению (1.13). Однако составляющие последнего находить таким способом не очень удобно. Обычно они определяются из основного уравнения (2.1), которое в случае постоянного во времени течения упрощается из-за постоянства  $\vec{H}$  во времени и принимает вид

$$\nabla^2 \vec{H} + \gamma \mu_0 \operatorname{rot} (\vec{V} \times \vec{F}) = 0; \quad 0 \leq z < h_1. \quad (2.44)$$

За пределами течения второе слагаемое этого уравнения отсутствует и оно превращается в лапласиан

$$\nabla^2 \vec{H} = 0, \quad z > h_1. \quad (2.45)$$

Таким же это уравнение будет в нижнем слое атмосферы над течением.

В качестве простейшего примера можно рассмотреть вторичное магнитное поле, индуцируемое дрейфовым течением, которое предполагается неизменным в горизонтальной плоскости, чтобы не формулировать граничных условий на его краях. При этих ограничениях вторичное магнитное поле описывается уравнением (2.44). При его преобразовании в скалярную форму будет считаться, что напряженность главного магнитного поля постоянна, а

вертикальная составляющая скорости течения много меньше горизонтальной и может во внимание не приниматься. В результате получаются выражения

$$\begin{aligned}\nabla^2 H_x + \gamma \mu_0 F_z \frac{\partial u}{\partial z} &= 0, \\ \nabla^2 H_y + \gamma \mu_0 F_z \frac{\partial v}{\partial z} &= 0, \\ \nabla^2 H_z &= 0.\end{aligned}\tag{2.46}$$

Первые два из приведенных уравнений объединяются в одно для комплексной напряженности  $H_k = H_x + iH_y$  и комплексной скорости  $c = u + iv$ . При этом из-за отсутствия изменений скорости в горизонтальной плоскости не меняется и напряженность. Поэтому от лапласиана остается только вторая производная по вертикали:

$$\frac{d^2 H_k}{dz^2} + \gamma \mu_0 F_z \frac{dc}{dz} = 0.\tag{2.47}$$

На границах течения имеет место непрерывность нормальных к границе значений индукции

$$\mu_1 H_{z1} = \mu_j H_{zj}.\tag{2.48}$$

Здесь индексы «1» и «j» характеризуют значения магнитного поля в воде на границах течения и на этих же границах за пределами течения в атмосфере и в океане соответственно.

Еще два граничных условия обычно устанавливаются на основе затухания генерированного магнитного поля с удалением от течения, т. е.

$$H_{zj} \rightarrow 0 \text{ при } z_j \rightarrow \infty.\tag{2.49}$$

В данной записи ось  $z$  принимается положительной в атмосфере и в океане, а ее начало находится на поверхности океана.

В наиболее простом случае протяженного и однородного вдоль стрежня течения, при котором магнитное поле в этом направлении не меняется, два остальных граничных условия могут быть получены на основании уравнения дивергенции магнитной напряженности. Поскольку касательные составляющие напряженности по разные стороны границы равны, то равны их производные по горизонтальной оси, а следовательно,

$$\frac{\partial H_{z1}}{\partial z} = \frac{\partial H_{zi}}{\partial z}.\tag{2.50}$$

Могут быть использованы и другие граничные условия, например, получаемые на основе уравнений (1.12) и (1.13).

Для очень протяженного по ширине течения, позволяющего пренебрегать краевыми условиями на его боковых границах, решение уравнений (2.44) и (2.45) при перечисленных граничных условиях трудностей не вызывает.

Скорость дрейфового течения в северном полушарии при постоянном коэффициенте вертикальной турбулентности  $k_z$  выражается в комплексной форме формулой

$$c = c_0 e^{-az\sqrt{2i}}, \quad (2.51)$$

где  $a^2 = f/2k_z$ ;  $f$  — параметр Кориолиса.

Поскольку скорость течения убывает плавно с глубиной, то нет необходимости учитывать уравнение (2.45).

Решение уравнения (2.47) с учетом (2.51) удобно проводить, полагая, что с увеличением глубины  $H_k$  и  $dH_k/dz$  постепенно уменьшаются. Тогда

$$H_k = \frac{\gamma\mu_0 F_z c_0}{a\sqrt{2i}} e^{-az\sqrt{2i}}. \quad (2.52)$$

Из формулы ясно, что индуцированное магнитное поле с глубиной экспоненциально, и как дрейфовое течение, затухает. Его составляющие при этом испытывают вращение:

$$H_x = \frac{\gamma\mu_0 F_z}{2a} e^{-az} [(u_0 + v_0) \cos az + (v_0 - u_0) \sin az], \quad (2.53)$$

$$H_y = \frac{\gamma\mu_0 F_z}{2a} e^{-az} [(v_0 - u_0) \cos az - (u_0 + v_0) \sin az]. \quad (2.54)$$

Составляющие напряженности электрического поля находятся из уравнения (1.17), в котором учитывается неизменность скорости течения и напряженности магнитного поля по горизонтальным координатам:

$$E_x = -\frac{1}{\gamma} \frac{dH_y}{dz} - \mu_0 v F_z, \quad (2.55)$$

$$E_y = \frac{1}{\gamma} \frac{dH_x}{dz} + \mu_0 u F_z.$$

Подстановка в эти формулы выражений градиентов напряженности магнитного поля и скорости течения приводит к  $E_x = E_y = 0$ , а

$$E_z = \mu_0 (v F_x - u F_y) = \mu_0 e^{-az} [F_x (v_0 \cos az - u_0 \sin az) - F_y (u_0 \cos az + v_0 \sin az)]. \quad (2.56)$$

При этом плотность индуцированных токов находится из закона Ома (2.1):

$$\begin{aligned} J_x &= \gamma\mu_0 v F_z, \\ J_y &= -\gamma\mu_0 u F_z, \quad J_z = 0. \end{aligned} \quad (2.57)$$

На поверхности океана выполняется условие равенства касательных составляющих напряженности магнитного поля океана  $H_{k1}$  и атмосферы  $H_{k2}$ . Следовательно, последние выражаются формулой (2.52) при  $z=0$ . Это означает, что вторичное магнитное поле,

индуцируемое течением, прослеживается в атмосфере. Его изменение с высотой характеризуется уравнением (2.52), в котором следует использовать электропроводность воздуха  $\gamma_2$  и скорость ветра  $c_2$ . Это позволяет по наблюдениям вторичного электромагнитного поля в атмосфере, в принципе, получать представление о существовании течений в океане.

Полученные выражения характеристик электромагнитного поля из-за принятых упрощений приближенные, но в целом дают представление об их зависимости от скорости течения и глубины.

В естественных условиях течения имеют конечные размеры, поэтому необходимо знать характеристики магнитного поля на их боковых границах. Трехмерные уравнения магнитного поля решать значительно сложнее, чем одномерные. Поэтому пока усложнение теоретических решений достигло уровня двухмерных задач, при котором течение представляется в виде круглой в сечении струи [8] или цилиндрического круговорота [7]. При этом уравнения (2.44) и (2.45) переводятся в цилиндрическую систему координат с граничным условием на поверхности цилиндрического течения или вихря в виде равенства касательных составляющих напряженности в течении и за его пределами и условий типа (2.15) и (2.16). Удобство такой системы координат заключается в простоте задания граничных условий, особенно если они по всей периферии цилиндра одинаковые. Методология решения в принципе не отличается от рассмотренных примеров. Анализ расчетов электрического поля индуцируемого симметричным вихрем синоптического масштаба при  $B_z = 4,45 \cdot 10^{-5}$  т и  $B_{\text{гор}} = 2,25 \cdot 10^{-5}$  т показал, что около его внешней границы у поверхности вертикальная составляющая напряженности составила 70—110 мкВ/м и горизонтальная 150—170 мкВ/м [7]. Даже если вихрь притопленный, то электрическое поле, хотя и более слабое, также у поверхности океана прослеживается.

Характерная симметрия напряженности  $E$  с минимумом в центральной части вихря, изменением знака, увеличением  $E$  у периферии вихря и последующим уменьшением позволяет, в принципе, диагностировать вихрь.

## 2.5. Теория теллурических токов в океане

Под теллурическими токами понимаются характеристики электрического поля в океане, возникающие под действием переменного магнитного поля Земли. Впервые они были обнаружены в 1935 г. А. Т. Мироновым в Баренцевом море. Он обратил внимание на то, что реакция морских рыб на электрический ток иная, чем пресноводных, и предположил, что в океане существует электрическое поле, к которому рыбы в какой-то степени приспособились. Для проверки им были опущены в море электроды и зафиксирована между ними разность электрических потенциалов. Она составила единицы или доли милливольты при расстоянии между

электродами 200 м, меняясь, как в дальнейшем было обнаружено, с изменением магнитного поля Земли (рис. 2.5). Неосредненные значения напряженности электрического поля в несколько раз могут превышать приведенные на этом рисунке.

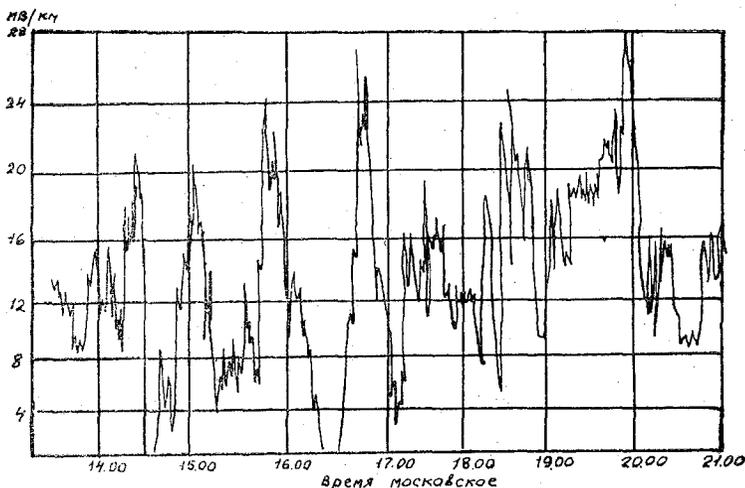


Рис. 2.5. Колебание теллурических токов в море [18]

Позднее особенности формирования электрического поля в океане под действием переменного магнитного поля изучались как в естественных, так и в лабораторных условиях [18]. Разработана теория этого явления [12]. В простейшем изложении суть ее сводится к тому, что предполагается неподвижный океан, на который действует переменное магнитное поле. Вторичное магнитное поле в этом случае может быть описано уравнением (2.10) при  $\vec{V}=0$ , т. е.

$$\nabla^2 \vec{H} - k^2 \vec{H} = 0. \quad (2.58)$$

Аналогичное уравнение получается для определения  $\vec{E}$  при условии, что напряженность электрического поля колеблется, как и магнитного, по закону

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}. \quad (2.59)$$

Это выражение следует подставить в уравнение (2.2) и считать, что океан неподвижный. Тогда

$$\nabla^2 \vec{E} - k^2 \vec{E} = 0. \quad (2.60)$$

В принципе уравнения (2.58) и (2.60) описывают изменения электромагнитного поля в пределах Мирового океана и лапласиан должен выражаться в сферических координатах. Однако, если в первую очередь интерес представляет изменение характеристик

напряженности только по глубине (считая, что вариации главного магнитного поля однородны на большой площади), то электромагнитные волны можно полагать плоскими, не меняющимися в горизонтальной плоскости. Поэтому в лапласиане остается только вторая производная по вертикали. Это учитывается при рассмотрении электромагнитного поля, возникающего под действием магнитных вариаций. В результате уравнение (2.60) принимает простой вид

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - k^2 E_x = 0. \quad (2.61)$$

Аналогичный вид имеют уравнения для других составляющих напряженности.

Для простоты решения предполагается, что в океане глубиной  $h$  волновое число  $k = k_1$ .

Если нет каких-либо других источников электрического поля в грунте дна, то оно также описывается уравнением (2.61) с  $k = k_2$ , полагаемым в данном случае постоянным. Решение уравнения (2.61) для каждой из сред известно:

$$E_{x1} = C_1 e^{k_1 z} + C_2 e^{-k_1 z}, \quad 0 \leq z \leq h, \quad (2.62)$$

$$E_{x2} = C_3 e^{k_2(z-h)}, \quad z \geq h. \quad (2.63)$$

Считается, что  $E_{x2}$  затухает с удалением от дна в глубь Земли. Поэтому второе слагаемое выражения (2.63) отсутствует.

Граничные условия для нахождения постоянных  $C$  выражений (2.62) и (2.63) находятся из следующих положений. Для поверхности океана ( $z=0$ ) справедливо уравнение (1.14), из которого следует

$$\left. \frac{dE_{x1}}{dz} \right|_{z=0} = -i\omega\mu_0 H_{y0}, \quad (2.64)$$

где  $H_{y0} = H_y$  ( $z=0$ ).

На дне океана ( $z=h$ ) должна выполняться непрерывность тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей

$$E_{x1} = E_{x2}, \quad H_{y1} = H_{y2} \quad \text{или} \quad \frac{dE_{x1}}{dz} = \frac{1}{\mu_2} \frac{dE_{x2}}{dz}. \quad (2.65)$$

Для океанской коры магнитная проницаемость  $\mu_2$  может отличаться от 1, поэтому этот параметр не опущен.

После определения постоянных выражение (2.62) приобретает вид

$$E_{x1} = \frac{i\omega\mu_0}{k_1} H_{y0} \frac{k_2 \operatorname{sh}[k_1(h-z)] + k_1 \mu_2 \operatorname{ch}[k_1(h-z)]}{k_2 \operatorname{ch}(k_1 h) + k_1 \mu_2 \operatorname{sh}(k_1 h)}. \quad (2.66)$$

Знание  $E_{x1}(z)$  позволяет на основании уравнения (1.14) определить измерение с глубиной горизонтальной составляющей напряженности магнитного поля:

$$H_{y1} = -\frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{dE_{x1}}{dz} = H_{y0} \frac{k_2 \operatorname{ch}[k_1(h-z)] + k_1\mu_2 \operatorname{sh}[k_1(h-z)]}{k_2 \operatorname{ch}(k_1 h) + k_1\mu_2 \operatorname{sh}(k_1 h)}. \quad (2.67)$$

Горизонтальная составляющая напряженности электрического поля по координате в грунте дна представляется зависимостью

$$E_{x2} = i\omega\mu_0\mu_2 H_{y0} \frac{\exp[k_2(h-z)]}{k_2 \operatorname{ch}(k_1 h) + k_1\mu_2 \operatorname{sh}(k_1 h)}. \quad (2.68)$$

Аналогичным образом получаются выражения для другой горизонтальной составляющей напряженности электрического и магнитного полей как в океане, так и в грунте дна.

Из формул (2.66) и (2.67) видно, что горизонтальная составляющая электрического и магнитного полей зависит от амплитуды вариаций напряженности магнитного поля  $H_0$ , которое их вызывает. На их величину влияет не только волновое число морской воды, но и магнитная проницаемость и волновое число грунта океанического дна.

Убывание горизонтальных составляющих напряженности обоих полей с глубиной происходит примерно по экспоненциальному закону, завися от частоты вариаций магнитного поля. Чем она больше, т. е. короче длина электромагнитной волны, тем ослабление  $E$  и  $H$  происходит быстрее. Легче проследить эту зависимость, если глубина океана большая. При этом гиперболические функции можно представить экспонентами, пренебрегая малыми слагаемыми. Кроме того, при проведении непосредственных вычислений составляющих электрического и магнитного полей следует иметь в виду, что частота изменчивости геомагнитного поля Земли, вызывающая теллурические токи, небольшая. Последнее приводит к тому, что в волновых числах  $k_1$  и  $k_2$  слагаемое, содержащее электропроводность воды или грунта, намного больше другого слагаемого. Поэтому можно принять

$$k \approx \sqrt{i\omega\mu_0} = (1+i) \sqrt{\frac{\gamma\omega\mu_0}{2}}. \quad (2.69)$$

В результате для глубокого океана

$$E_{x1} = \frac{\omega\mu_0}{2k} H_{y0} e^{-kz} [(\cos kz + \sin kz) + i(\cos kz - \sin kz)], \quad (2.70)$$

$$H_{y1} = H_{y0} e^{-kz} (\cos kz - i \sin kz), \quad (2.71)$$

где  $\tilde{k} = \sqrt{\gamma_1\mu_0\omega/2}$ .

Из этих выражений видно, что при общем экспоненциальном ослаблении составляющих напряженности электромагнитного поля с глубиной происходит еще их вращение. О характере уменьшения

модулей горизонтальных составляющих напряженности  $E$  и  $H$  можно судить также по их величинам, приведенным в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Изменение  $E$  и  $H$  с глубиной [12]

Параметры	Период колебаний, с	$H_0$ ( $10^{-5}$ Э)	$ E_x $ мВ/км		$ H_y $ ( $10^{-5}$ Э)	
			$z=0$	$z=h_1$	$z=0$	$z=h_1$
$h_1$ моря 200 м	2	1	0,80	0,60	1	0,28
$h_2$ грунта 2000 м	20	2	0,84	0,80	2	1,0
$\gamma_1$ 5 См/м	60	5	2,0	2,0	5	2,5
$\gamma_2$ 0,5 См/м	200	10	4,0	4,0	10	5,0
$h_3=100$ км, $\gamma_3=0$	1200	20	6,6	6,6	20	14,4

Более наглядное представление об ослаблении электрической и магнитной напряженностей с глубиной в зависимости от длины волны, т. е. от частоты колебаний магнитного поля, можно составить по рис. 2.6. Видно, что длинноволновое электромагнитное поле практически не затухает при увеличении глубины.

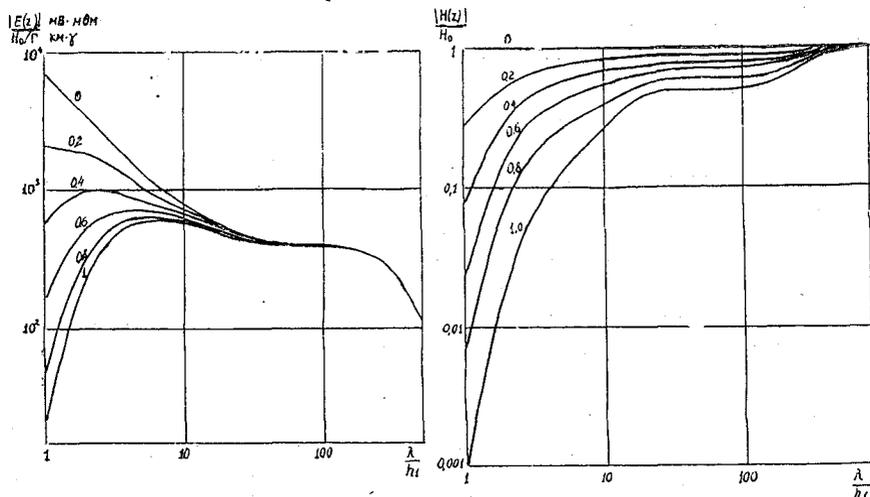


Рис. 2.6. Зависимость электрической и магнитной напряженностей теллурического поля от глубины и длины волны  $\lambda$  для 3-слойного разреза:  $h_2/h_1=10$ ;  $h_3/h_1=500$ ;  $\gamma_1/\gamma_2=10$ ;  $\gamma_1/\gamma_3=\infty$ . Г — суммарная продольная проводимость разреза. Шифр кривых — относительная глубина  $z/h_1$  [12]

Зависимость составляющих напряженности электромагнитного поля от глубины и проводимости дна приводит к так называемому «береговому эффекту». Он заключается в том, что в прибрежной зоне при уменьшении толщины слоя морской воды, хорошо проводящей электрический ток, уменьшается экранирующее свойство океана и вариации магнитного поля оказываются довольно силь-

ными в грунте дна, электропроводность которого обычно слабее, чем у воды. Породы берега также отличаются по электропроводности от морской воды. В результате в прибрежной полосе существенно нарушается горизонтальная однородность среды по электропроводности. Это приводит к изменению вектора магнитной индукции: появляется вертикальная составляющая вторичного магнитного поля, затухающая с удалением от берега.

На теллурические токи и магнитное поле оказывает влияние рельеф дна. Природа этого возмущения такая же, как при внесении в однородное электромагнитное поле изолятора. При этом над хребтом возрастает величина горизонтальных составляющих напряженности электрического и магнитного полей. Аномалия первого из них довольно слабая и относительная величина ее по расчетам составляет у дна 4—8%, уменьшаясь к поверхности океана. Аномалия горизонтальной составляющей магнитного поля существенно больше — до 40%. С удалением от дна она также уменьшается [12].

### **3. СПЕЦИФИЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ГИДРО- И АЭРОФИЗИЧЕСКИМИ ПРОЦЕССАМИ В ЗОНЕ РАЗДЕЛА ОКЕАН — АТМОСФЕРА**

#### **3.1. Общие положения**

Кроме рассмотренных выше естественных электромагнитных полей (ЕЭМП), формирующихся в морской воде вследствие магнитогидродинамического эффекта, при некоторых гидро- и аэрофизических процессах, характерных для зоны раздела море — атмосфера, возбуждаются весьма специфические поля, в формировании которых роль постоянного магнитного поля Земли (МПЗ) оказывается малосущественной. Преобладающую же роль здесь начинают играть процессы квазипериодического, либо импульсного разделения электрических зарядов с их последующей релаксацией, либо иным восстановлением электронейтральности. При этом интенсивность возбуждаемого электромагнитного поля обуславливается интенсивностью исходного гидро- либо аэрофизического процесса и скоростью его протекания. Подобные специфические электромагнитные поля характерны для приводного слоя атмосферы над морем и для морского ледяного покрова.

Приводный слой атмосферы над морем, особенно в условиях волнения, является сильно ионизированной средой. Ионизация создается за счет поверхностных эффектов, в частности, из-за разрушения пузырьков на поверхности (кумулятивный выброс аэрозольей), срыва аэрозольей ветром с вершечек волн в штормовых условиях и т. д. Выбрасываемые в атмосферу аэрозоли претерпевают дополнительное разрушение в результате взаимостолкнове-

ний и оказываются заряженными разноименными электрическими зарядами. Такой механизм заряжения аэрозольных частиц известен под названием баллоэлектрического эффекта. Электрические заряды в приводном слое оказываются сосредоточенными на сравнительно крупных каплях воды. Движение среды с таким видом ионизации в магнитном поле Земли не может приводить к существенным магнитогидродинамическим эффектам из-за больших масс заряженных капелек. Однако в этой ситуации сильно возрастает роль так называемых «инерционных» электрофизических эффектов, обусловленных различием масс разноименно заряженных капель. В отличие от МГД эффекта здесь разделение зарядов происходит в направлении вектора движения  $\vec{V}$ , а не в направлении векторного произведения  $[\vec{V} \times \vec{B}]$ . Аналогично формируются системы электрических токов.

При рассмотрении токов и индуцированного ими магнитного поля в столь специфической среде как приводный слой атмосферы традиционное выражение для обобщенного закона Ампера вида (1.13), кроме тока проводимости и тока смещения, должно дополнительно содержать ток переноса зарядов  $\vec{J}_{\text{пер}}$ :

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J}_{\text{пр}} + \vec{J}_{\text{пер}} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (3.1)$$

При этом ввиду чрезвычайно малой проводимости воздуха ток проводимости  $\vec{J}_{\text{пр}}$  существенно меньше  $\vec{J}_{\text{пер}}$ , т. е. в формировании магнитного поля преобладающую роль начинает играть непосредственное («механическое») движение заряженных частиц.

Обобщенное выражение для закона Кулона вида (1.16) применительно к приводному слою атмосферы должно использоваться в своем полном виде, т. е. как уравнение Пуассона ( $\rho_v \neq 0$ ). Используя выше для морской воды частный случай этого закона ( $\text{div } \vec{D} = 0$ ) в данных условиях при наличии свободных зарядов оказывается некорректным.

Следует также отметить возможность существования в приводном слое воздуха некоторых весьма специфических токов, в частности, так называемых токов Педерсена и Холла. Эти токи обычно рассматриваются в процессах, характерных для верхних слоев атмосферы (ионосфера), и обуславливают ряд особенностей этих процессов, в частности, отклонения движения заряженных частиц от направления  $\vec{E}$  и спиральный характер этого движения при одновременном действии полей  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$  в условиях наличия столкновений с нейтральными частицами. Однако для нижних слоев атмосферы роль этих токов в электрофизических процессах практически не изучалась.

В качестве дополнительного источника, способного индуцировать электромагнитные поля в морской воде, целесообразно рассматривать также в целом нижний слой атмосферы над морем. Электрофизическая структура этого слоя, и особенно — облачности, также преимущественно обусловлена наличием аэроионов, т. е. заряженных аэрозолей. Турбулентные движения в такой структуре, в частности, во внутримассовых конвективных облаках и в зонах фронтальных разделов циклонов, так же как и в приводном слое, обуславливают «инерционное» разделение зарядов с соответствующими вариациями электрического и магнитного полей.

Ввиду того что отмеченные электрофизические процессы преимущественно сосредоточены в крайне низкочастотной области (доли герца и единицы герц), их проникновение в морскую воду происходит с рядом особенностей. Для таких частот глубина так называемого скинслоя составляет сотни метров, т. е. собственно затухание в морской воде весьма слабое. Однако при этом наблюдается резкое уменьшение напряженности  $\vec{E}$  при прохождении через границу раздела воздух (индекс 2) — вода (индекс 1). Дей-

ствительно, в граничном условии (1.24) показано, что  $E_{z1} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} E_{z2}$ .

Поскольку  $\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \approx 10^{-10}$ , то «прошедшая» через границу раздела

часть вертикальной составляющей электрического поля оказывается исчезающе малой, не способной быть зарегистрированной современными измерительными средствами.

Все сказанное, естественно, применимо лишь для идеально вертикальной ориентации электрического поля и идеально горизонтального положения поверхности раздела, что в реальных условиях практически отсутствует. Тем не менее, рассмотренная особенность является чрезвычайно важной, поскольку она наглядно демонстрирует, каким образом при прохождении границы раздела происходит как бы «переориентация» вектора  $\vec{E}$  с преимущественно вертикального в атмосфере к преимущественно горизонтальному в воде. При этом результирующее ослабление, естественно, оказывается значительно меньшим.

Таким образом, в морской воде могут формироваться дополнительные электромагнитные поля, источники которых находятся в атмосфере над морем.

### 3.2. Специфические электромагнитные поля, возбуждаемые в приводном слое атмосферы в условиях морского волнения

Для атмосферы характерно наличие статического электрического поля с вертикальной ориентацией вектора  $\vec{E}$  и средним значением порядка 130 В/м. Экспериментально установлено, например

[14, 19], что в приводном слое атмосферы над морем наблюдаются значительные вариации этого поля и, соответственно, — вариации потенциала на некотором уровне  $z_n$  над поверхностью. Причем, уровень  $z_n$  может быть фиксированным относительно средней (невозмущенной) поверхности моря либо «отслеживающим». Вариации наблюдаются в обоих случаях.

Простейшим физическим механизмом возбуждения вариаций потенциала на фиксированном уровне  $z_n$  по-видимому, может считаться механизм, предложенный в работе [3]. В его основу положено наличие ненулевой поверхностной плотности зарядов на поверхности моря, а именно  $\sigma_s$  порядка  $10^{-9}$  Кл/м<sup>2</sup>. Приводный слой атмосферы рассматривается здесь как среда, в которой отсутствуют как свободные заряды, так и объемный заряд. Для таких условий распределение потенциала  $\Phi$  в приводном слое подчиняется уравнению Лапласа

$$\nabla^2\Phi = 0. \quad (3.2)$$

Решение этого уравнения для случая колебания заряженной поверхности, например, для двумерных морских волн вида

$$\xi = \xi_0 \exp[i(kx - \omega t)] \quad (3.3)$$

получается в виде

$$\Phi(z) = -\frac{\sigma_s}{\epsilon_0} [z - \xi_0 e^{i(kx - \omega t)} e^{-kz}]. \quad (3.4)$$

При этом вариации вертикальной составляющей электрического поля будут описываться выражением

$$E_z = E_{z0} [1 + \xi_0 k e^{i(kx - \omega t)} e^{-kz}]. \quad (3.5)$$

Здесь  $\xi$  — ордината колеблющейся поверхности моря в стационарной системе координат;  $\xi_0$  — амплитуда колебаний поверхности;  $k$  — волновое число;  $\omega = \frac{2\pi}{T}$  — круговая частота;  $\sigma_s$  — поверхностная плотность зарядов;  $E_{z0}$  — напряженность статического электрического поля в приводном слое атмосферы.

Оценки амплитуд вариаций

$$\delta\Phi_m = \frac{\sigma_s \xi_0}{\epsilon_0} e^{-kz}, \quad (3.6)$$

$$\delta E_z = E_{z0} \xi_0 k e^{-kz}, \quad (3.7)$$

вблизи поверхности составят:  $\delta\Phi_m$  — порядка 10 В;  $\delta E_z$  — порядка 10 В/м. Это существенно меньше, чем экспериментально наблюдающиеся значения.

Для «отслеживающего» уровня наблюдений  $z_n = z + \xi$  выражение для вариаций потенциала получается в виде

$$\Phi_n(z) = -\frac{\sigma_s}{\epsilon_0} [z + \xi_0 e^{i(kx + \omega t)} (1 - e^{-k(z + \xi)})] \quad (3.8)$$

и оценки амплитуды здесь оказываются меньшими.

Основным недостатком этого простейшего механизма возбуждения, который уместно называть параметрическим, является пренебрежение реальной электрофизической структурой приводного слоя. Как уже отмечалось выше (раздел 3.1), этот слой в условиях волнения содержит разноименно заряженные частицы (аэроионы) и не может рассматриваться как электрически нейтральная среда.

Механизм возбуждения вариаций  $\Phi$  и  $E$ , основанный на специфике динамических процессов в приводном слое, содержащем разноименные заряды, рассмотрен в работе [15]. В ней приводный слой представлен состоящим из трех самостоятельных систем (рис. 3.1): электрически нейтральной воздушной системы 1 и как бы «вмороженных» в нее сопутствующих систем: системы положительных аэроионов 2 и системы отрицательных аэроионов 3. Заряды в системе 2 сосредоточены в частицах массой  $M_1$  и радиусом  $R_1$ , а в системе 3 — в частицах массой  $M_2$  и радиусом  $R_2$ . При этом из-за особенностей баллоэлектрического эффекта разделения зарядов (раздел 3.1)  $M_1 > M_2$  и  $R_1 > R_2$  при одинаковой внутренней плотности материала аэроионов, равной плотности воды  $\rho_w$ . Объемная плотность аэроионов в системах составляет соответственно  $n_1$  и  $n_2$ , а их заряды —  $q_1$  и  $q_2$ .

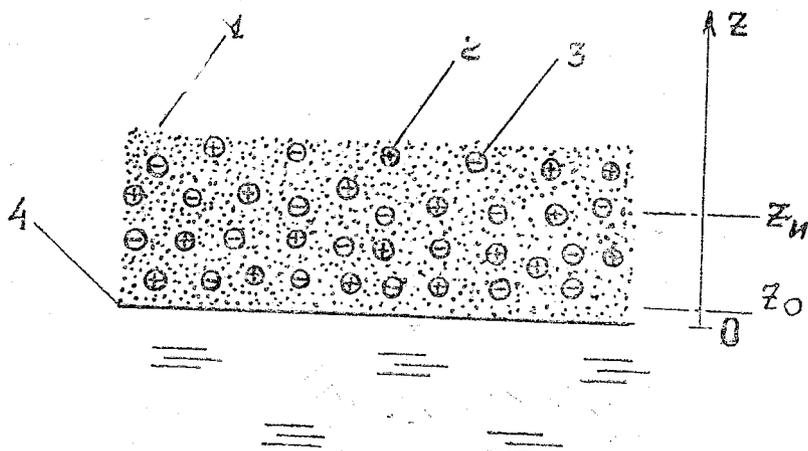


Рис. 3.1. Схема приводного слоя с «вмороженными» электрическими зарядами

При отсутствии колебаний поверхности моря 4 все системы считаются находящимися в статистически равновесном состоянии. При этом  $n_1$  и  $n_2$  достаточно малы, чтобы в условиях динамики отсутствовали столкновения между аэроионами и связанная с этим рекомбинация зарядов.

Такое представление позволяет рассматривать индуцированные движения в слое под воздействием колебаний поверхности 4 от-

дельно для каждой системы. Динамика системы 1 широко изучается в задачах взаимодействия океана и атмосферы. Движения же систем 2 и 3 оказываются довольно специфическими.

Очевидно, что движение частиц в системах 2 и 3 формируется только в результате взаимодействия с системой 1, но не непосредственно с поверхностью 4. В таком случае силой, обеспечивающей движение, является сила Стокса, а уравнения движения систем можно представить в следующем упрощенном виде (встровой перенос частиц считается сохраняющим исходное статистически равновесное состояние):

$$M_1 \frac{d^2 z_1}{dt^2} - 6\pi \eta R_1 \left( \frac{d\xi}{dt} - \frac{dz_1}{dt} \right) = 0, \quad (3.9)$$

$$M_2 \frac{d^2 z_2}{dt^2} - 6\pi \eta R_2 \left( \frac{d\xi}{dt} - \frac{dz_2}{dt} \right) = 0, \quad (3.10)$$

где  $\eta$  — динамическая вязкость воздуха;  $z_1$  и  $z_2$  — перемещения систем 2 и 3 по вертикали.

Для случая чисто потенциальных двухмерных волн  $\xi = \xi_0 \cos \omega t$ .

Не учитывая затухание вертикальных скоростей в пределах рассматриваемого слоя, получим решение уравнений (3.9—3.10) в виде

$$z_1(t) = \xi_0 \left( -\frac{A_1 \omega}{1 + A_1^2 \omega^2} \sin \omega t + \frac{1}{1 + A_1^2 \omega^2} \cos \omega t \right); \quad (3.11)$$

$$z_2(t) = \xi_0 \left( -\frac{A_2 \omega}{1 + A_2^2 \omega^2} \sin \omega t + \frac{1}{1 + A_2^2 \omega^2} \cos \omega t \right); \quad (3.12)$$

где  $A_1 = \frac{2R_1^2 \rho_w}{9\eta}$ ;  $A_2 = \frac{2R_2^2 \rho_w}{9\eta}$ .

В результате различий  $R_1$  и  $R_2$  возникают взаимные смещения систем 2 и 3. Текущая величина смещения составит

$$z_2(t) - z_1(t) = (z_2 - z_1)_m \cos(\omega t + \varphi), \quad (3.13)$$

где  $(z_2 - z_1)_m = \frac{\xi_0 (A_2 - A_1) \omega}{V(1 + A_1^2 \omega^2)(1 + A_2^2 \omega^2)}$ ;

$$\varphi = \text{arctg} \frac{1 - A_1 A_2 \omega^2}{\omega (A_1 + A_2)}.$$

Для определения вариаций электрического поля воспользуемся уравнением Пуассона

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{\rho_v}{\epsilon_0 \epsilon}, \quad (3.14)$$

где  $E$  — напряженность электрического поля;  $\nabla$  — оператор Гамильтона;  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная;  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость;  $\rho_v$  — объемная плотность зарядов.

Будем считать, что выше некоторого уровня  $z_0$  относительно поверхности воды ( $z > z_0$  при  $(z_0 - \xi) = \text{const}$ ) вертикальный профиль объемной плотности зарядов в приводном слое определяется выражением

$$\rho_v(z) = \rho_{v_1} - \rho_{v_2} = q_1 n_{01} e^{-\alpha_1(z-z_0)} - q_2 n_{02} e^{-\alpha_2(z-z_0)}, \quad (3.15)$$

где  $q_1$  — заряд отдельного аэроиона в системе 2;  $n_{01}$  — объемная плотность частиц в системе 2 на уровне  $z_0$ ;  $q_2$  и  $n_{02}$  — аналогичные характеристики для системы 3;  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  — постоянные коэффициенты.

Не учитывая индукционные взаимодействия по горизонтали, получим решение уравнения (3.14) в статическом режиме для некоторого уровня  $z_n$ , на котором производится измерение

$$E_{z_n} = E_{z_0} - \frac{\rho_{v_1}^n}{\alpha_1 \epsilon_0 \epsilon} + \frac{\rho_{v_2}^n}{\alpha_2 \epsilon_0 \epsilon}, \quad (3.16)$$

где  $\rho_{v_1}^n$  — объемная плотность зарядов в системе 2 на уровне  $z_n$ ;  $\rho_{v_2}^n$  — аналогично в системе 3;  $E_{z_0}$  — напряженность вертикального электрического поля в свободной атмосфере ( $z \gg z_0$ ).

В динамическом режиме, т. е. при перемещениях систем 2 и 3, объемные плотности на уровне  $z_n$  будут варьироваться в зависимости от перемещений  $\xi_1(t)$  и  $\xi_2(t)$

$$\rho_{v_1}^n(t) = q_1 n_{01} e^{-\alpha_1 [z_n + \xi_1(t) - z_0]} = (\rho_{v_1}^n)_0 e^{-\alpha_1 \xi_1(t)}, \quad (3.17)$$

$$\rho_{v_2}^n(t) = q_2 n_{02} e^{-\alpha_2 [z_n + \xi_2(t) - z_0]} = (\rho_{v_2}^n)_0 e^{-\alpha_2 \xi_2(t)}, \quad (3.18)$$

где

$$\xi_1(t) = z_1(t) - \xi(t) < (z_n - z_0);$$

$$\xi_2(t) = z_2(t) - \xi(t) < (z_n - z_0).$$

В результате формируются вариации  $E_{z_n}$ , причем это происходит даже в случае исходной электрической нейтральности совокупности систем, т. е. при  $(\rho_{v_1}^n)_0$  и  $(\rho_{v_2}^n)_0 = \rho_{v_0}$  и  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ . Действительно, тогда

$$E_{z_n} = E_{z_0} - \frac{\rho_{v_0}}{\alpha \epsilon_0 \epsilon} [e^{-\alpha \xi_1(t)} - e^{-\alpha \xi_2(t)}]. \quad (3.19)$$

Отмеченная особенность является чрезвычайно важной. Дело в том, что при рассмотрении вопросов возбуждения электрических вариаций, например, при процессах в облаках принято связывать  $E$  с флуктуациями ненулевого объемного заряда, т. е. очень малой части совокупности имеющихся в объекте зарядов ( $< 10\%$  при типичном  $n_+/n_- \approx 1,1$ ). При исходной же электрической нейтральности объекта ( $n_+/n_- = 1,0$ ) уравнение Пуассона обычно не рассматривается, поскольку в таком случае оно формально превращается в уравнение Лапласа ( $\nabla^2 \Phi = 0$ ), а в связи с этим при внутренней

динамике формально не могут возникать и вариации  $\dot{E}$ . При  $n_+/n_- \neq 1$  флуктуации объемного заряда  $\delta\rho_v$ , очевидно, меньше исходного значения  $\rho_v$ . Ввиду пропорциональности  $\delta E \approx \delta\rho_v$ , амплитуда вариаций  $\delta E_m$  не может превышать величину статической напряженности  $E_{ст}$ . В таком рассмотрении очень малой величиной является электрическая мощность вариаций  $N_v$ , поскольку  $N_v \approx \delta E_m^2$ .

В рассмотренном выше механизме сущность принципиально иная. Динамика объекта приводит к флуктуирующим нарушениям электронейтральности и в формировании вариаций  $E$  участвуют все заряды, а не только их нескомпенсированная часть. Из-за этого перестает работать условие  $\delta E_m < E_{ст}$  и, как следует из выражения (3.19), амплитуда вариаций  $E_{zn}$  может существенно превышать  $E_{z0}$ . Соответственно резко возрастают возможные значения мощности.

Для условий  $\xi_1(t) \ll (z_n - z_0)$  и  $\xi_2(t) \ll (z_n - z_0)$  можно воспользоваться линейным приближением выражения (3.20)

$$E_{zn} = E_{z0} + \frac{\rho_{v0}}{\varepsilon_0 \varepsilon} [\xi_1(t) - \xi_2(t)] = \\ = E_{z0} + \frac{\rho_{v0} \xi_0 (A_1 - A_2) \omega}{\varepsilon_0 \varepsilon V (1 + A_1^2 \omega^2) (1 + A_2^2 \omega^2)} \cos(\omega t + \varphi), \quad (3.20)$$

т. е. в этом случае формируются вариации  $E_{zn}$  на той же частоте, что и колебания поверхности раздела. При малом расстоянии  $(z_n - z_0)$ , когда с ним сравнимы  $\xi_1(t)$  и  $\xi_2(t)$ , возникают дополнительные вариации  $E_{zn}$  на гармониках, в частности, на частоте  $2\omega$  при учете квадратичных членов в разложении экспонент.

Оценки изменчивости амплитуды на основной гармонике

$$\Delta_E = \frac{(E_{zn} - E_{z0})_m \varepsilon_0 \varepsilon}{\rho_{v0} \xi_0}, \quad (3.21)$$

выполненные по выражению (3.20) для различного состава заряженных частиц, показывают (рис. 3.2), что на характер зависимости амплитуд вариаций от периода волн существенно влияет размер частиц. В частности, для сравнительно крупных частиц ( $> 10$  мкм) характерно усиление вариаций при возрастании периода волн. Также следует отметить существование условий квазирезонанса в колебательных движениях систем зарядов. При этом отсутствие экстремумов на кривых 1 и 4, естественно, говорит не о каких-либо исключениях, а лишь о том, что здесь они смещены в область значений  $t_b$ , не использовавшихся в расчетах.

Преимущественное формирование вариаций  $E_z$  с теми же частотами, что и колебания поверхности, наблюдается также и в результатах натуральных экспериментов (рис. 3.3).

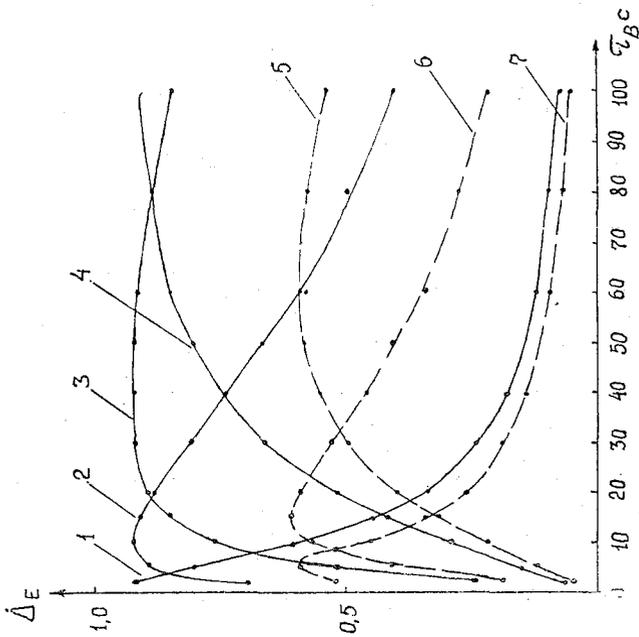


Рис. 3.2. Расчетные оценки относительных амплитуд при различном составе заряженных аэрозолей: 1 —  $R_1/R_2=5$ ; 2—5; 3—5; 4—5; 5—2; 6—2; 7—2;  $R_2=2$  мкм; 5; 10; 20; 10; 5

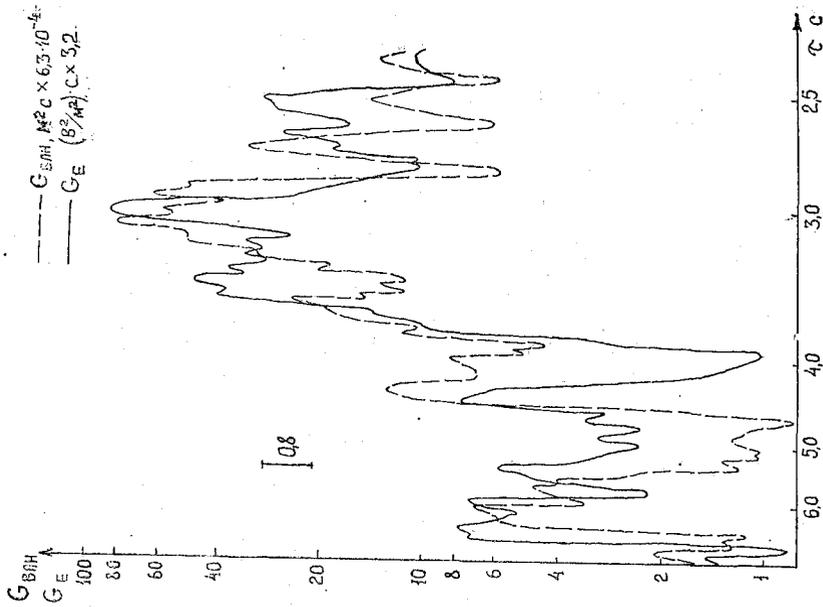


Рис. 3.3. Оценка спектров мощности поверхностного волнения ( $G_{впл}$ ) и вариаций электрического поля ( $G_E$ ) по данным синхронных регистрограмм

Дополнительно следует кратко остановиться на использованных здесь упрощениях и их влиянии на основополагающие выводы. Прежде всего, в уравнениях 3.9—3.10 не учитывалось затухание вертикальных скоростей. Как известно, например [5], вертикальные скорости в приводном слое (система 1 в данном рассмотрении) и колебания поверхности связываются следующим соотношением:

$$\sigma_w(z) \simeq 0,7\sigma_\xi\omega_0\exp(-8z/\lambda_B), \quad (3.22)$$

где  $\sigma_w(z)$  — среднее квадратическое значение вертикальной скорости над волной;  $\sigma_\xi$  — среднее квадратическое значение высоты волн;  $\omega_0 = \frac{2\pi}{T_B}$  — круговая частота волн;  $T_B$  — период;  $\lambda_B$  — длина;  $z$  — высота над поверхностью моря.

Таким образом, в уравнениях (3.9—3.10) скорость  $\frac{d\xi}{dt}$  целесообразно сопроводить множителем  $\exp(-8z/\lambda_B)$ . Это усложняет решение, но принципиальных изменений не вносит, поскольку в конечном итоге интерес представляют перемещения систем 2 и 3 на некотором фиксированном уровне  $z_H$  ( $(z_H - \xi) = \text{const}$ ), а в таком случае с учетом условий в выражениях (3.18) этот множитель может быть внесен в величины  $A_1$  и  $A_2$ . Поскольку же типичное  $z_H \ll \lambda_B$ , то это уточнение скажется лишь в области малых  $T_B$  и приведет к некоторому сглаживанию кривых  $\Delta_E(T_B)$  в этой области.

Использованное условие ламинарного ветрового переноса частиц в реальных условиях, как известно, нарушается при различиях скорости ветра и фазовой скорости волн. Учет этого фактора обуславливает формирование самостоятельной системы пространственно разделенных источников электромагнитного поля на собственных характерных частотах (см. ниже). Поскольку частоты существенно различны, то это не сказывается на сделанных здесь выводах.

Рассмотрение потенциальных волн ( $\xi = \xi_0 \cos \omega t$ ), а не распространяющихся ( $\xi = \xi_0 \cos(kx - \omega t)$ ), очевидно, для проанализированных вариаций  $E_z$  также не имеет принципиального значения, поскольку эти вариации связаны лишь с различиями вертикальных скоростей. То есть для случая  $\xi = \xi_0 \cos(kx - \omega t)$  вариации  $E_z$  становятся распространяющимися, но с таким же значением волнового числа  $k$ , т. е. «привязаны» к волнам. Принципиально иной результат получается при учете собственных электрофизических взаимодействий в системах 2 и 3 в направлении  $x$ . В этом случае могут формироваться самостоятельные электростатические волны, распространяющиеся в приводном слое без «привязки» к поверхностным волнам [14]. Такие электростатические волны в настоящее время зарегистрированы в экспериментах.

### 3.3. Электромагнитный «голос моря»

Весьма специфической особенностью электрофизических процессов в приводном слое атмосферы над морем в условиях волнения является то, что рассмотренное выше периодическое формирование нескомпенсированного объемного заряда не происходит «гладко», а преимущественно при наличии турбулентных вихрей в загребневой зоне волн при их обтекании ветром. Как выявлено Б. В. Шулейкиным, за счет этих вихрей возбуждается так называемый «голос моря» — акустическое излучение взволнованной поверхности в области инфразвуковых частот.

Рассматривая эту особенность обтекания в электрофизическом аспекте, следует полагать, что на периодически формирующийся нескомпенсированный объемный заряд  $\rho_v^H(t)$  на уровне  $z_n$  при  $(z_n - \xi) = \text{const}$  дополнительно накладываются турбулентные пульсации с некоторой средней частотой  $\Omega$  при  $\Omega \gg \omega$ , где  $\omega$  — средняя круговая частота вариаций  $\rho_v^H(t)$ .

В таком случае выражение для объемного заряда на уровне  $z_n$  может быть представлено в виде

$$\rho_{vp}^H = (1 + \beta e^{i\Omega t}) \rho_v^H(t), \quad (3.23)$$

где  $\beta$  — коэффициент, учитывающий вовлечение объемного заряда в турбулентные пульсации с частотой  $\Omega$ .

Такое представление учитывает все возможные ситуации. Здесь при  $\beta < 1$  в турбулентные пульсации вовлекается только часть заряда и  $\rho_{vp}^H$  не меняет знака по сравнению с  $\rho_v^H(t)$ ; при  $\beta = 1$  вовлекается весь заряд, но  $\rho_{vp}^H$  по-прежнему не меняет знака; при  $\beta > 1$  происходит дополнительное разделение зарядов систем за счет участия «сверхлегких» аэроионов и  $\rho_{vp}^H$  в части периода меняет знак.

Воспользуемся полученным ранее решением уравнения Пуассона в форме (3.16). С учетом флуктуирующего разделения зарядов в соответствии с выражениями (3.18) получим

$$E_{zn} = E_{z0} - \frac{\rho_{v0}}{\varepsilon_0 \varepsilon} \left[ \frac{N_1}{\alpha_1} e^{-\alpha_1 \xi_1(t)} - \frac{N_2}{\alpha_2} e^{-\alpha_2 \xi_2(t)} \right], \quad (3.24)$$

где  $(\rho_{v1})_0 = (\rho_{v2})_0 = \rho_{v0}$ ;

$$N_1 = e^{-\alpha_1(z_n - z_0)}; \quad N_2 = e^{-\alpha_2(z_n - z_0)};$$

Для условий  $\xi_1(t) \ll (z_n - z_0)$  и  $\xi_2(t) \ll (z_n - z_0)$  запишем выражение (3.24) в линейном приближении

$$E_{zn} = E_{z0} - \frac{\rho_{z0}}{\varepsilon_0 \varepsilon} \left[ \frac{N_1}{\alpha_1} - \frac{N_2}{\alpha_2} + N_2 \xi_2(t) - N_1 \xi_1(t) \right]. \quad (3.25)$$

С учетом наличия пульсаций в виде (3.23) и взаимосвязи

$$\bar{\rho}_v^H = \rho_{v_0} N_1 - \rho_{v_0} N_2 = \rho_{v_0}^T$$

получим напряженность поля для турбулентного режима

$$E_{zn}^T = E_{z_0} - \frac{\rho_{v_0}^T}{\varepsilon_0 \varepsilon} \left[ \frac{N_1}{\alpha_1} - \frac{N_2}{\alpha_2} + N_2 \xi_2(t) - N_1 \xi_1(t) \right] - \frac{\beta \rho_{v_0}^T (N_1 \alpha_2 - N_2 \alpha_1)}{\varepsilon_0 \varepsilon \alpha_1 \alpha_2} e^{i\omega t} - \frac{\beta \rho_{v_0}^T}{\varepsilon_0 \varepsilon} [N_2 \xi_2(t) - N_1 \xi_1(t)] e^{i\Omega t}. \quad (3.26)$$

Разность  $[N_2 \xi_2(t) - N_1 \xi_1(t)]$  найдем из выражения (3.19):

$$N_2 \xi_2(t) - N_1 \xi_1(t) = \left[ \frac{N_2 \xi_0 A_2 \omega}{1 + A_2^2 \omega^2} - \frac{N_1 \xi_0 A_1 \omega}{1 + A_1^2 \omega^2} \right] \sin \omega t + \left[ \frac{N_2 \xi_0 A_2^2 \omega^2}{1 + A_2^2 \omega^2} - \frac{N_1 \xi_0 A_1^2 \omega^2}{1 + A_1^2 \omega^2} \right] \cos \omega t = G_m \cos(\omega t + \Theta), \quad (3.27)$$

где  $G_m$  — амплитудное значение;  $\Theta$  — фазовый сдвиг.

Тогда окончательно получим

$$E_{zn}^T = \left[ E_{z_0} - \frac{\rho_{v_0}^T (N_1 \alpha_2 - N_2 \alpha_1)}{\varepsilon_0 \varepsilon \alpha_1 \alpha_2} \right] - \frac{\rho_{v_0}^T G_m}{\varepsilon_0 \varepsilon} \cos(\omega t + \Theta) - \left[ \frac{\beta \rho_{v_0}^T (N_1 \alpha_2 - N_2 \alpha_1)}{\varepsilon_0 \varepsilon \alpha_1 \alpha_2} + \frac{\beta \rho_{v_0}^T G_m}{\varepsilon_0 \varepsilon} \cos(\omega t + \Theta) \right] e^{i\Omega t}. \quad (3.28)$$

Первый член в выражении (3.28) обуславливает существование постоянной составляющей вертикального электрического поля; второй — наличие вариаций с частотой  $\omega = \frac{2\pi}{T_b}$ , где  $T_b$  — период морских волн; третий — наличие амплитудно-модулированных вариаций на несущей частоте  $\Omega = \frac{2\pi}{t_n}$  с частотой модуляции  $\omega = \frac{2\pi}{T_b}$ .

Такой спектральный состав выявляется и в результатах натуральных экспериментов. При этом особый интерес вызывают вариации на частоте  $\Omega$ . Ввиду того, что  $\Omega \gg \omega$ , а плотность тока переноса (оцениваемая как  $\vec{j}_{\text{пер}} \approx \beta \vec{v}_* \rho_v^H(t)$ , где  $\vec{v}_*$  — скорость перемещения зарядов) сказывается на несколько порядков превышающей аналогичную плотность тока в вариациях на частоте  $\omega$ , магнитный компонент поля на частоте  $\Omega$  может достигать значений порядка  $10^{-1} - 10^0$  нТ. Это позволяет использовать в натуральных экспериментах сравнительно простые и весьма надежные индукционные магнитоизмерительные устройства. О характерных результатах таких экспериментов по выявлению магнитного компонента вариаций на частоте  $\Omega$  сообщается, в частности, в работе [14].

Естественно, что в реальных условиях регистрируются электромагнитные вариации не на конкретной частоте  $\Omega$ , а в некоторой полосе частот. По имеющимся данным экспериментов эту полосу

можно указать как 4—12 Гц с энергетической модой в области 6—8 Гц. Такая же полоса характерна и для инфразвукового «голоса моря». Однако в отличие от инфразвукового электромагнитный «голос моря» является амплитудно-модулированным. Причем

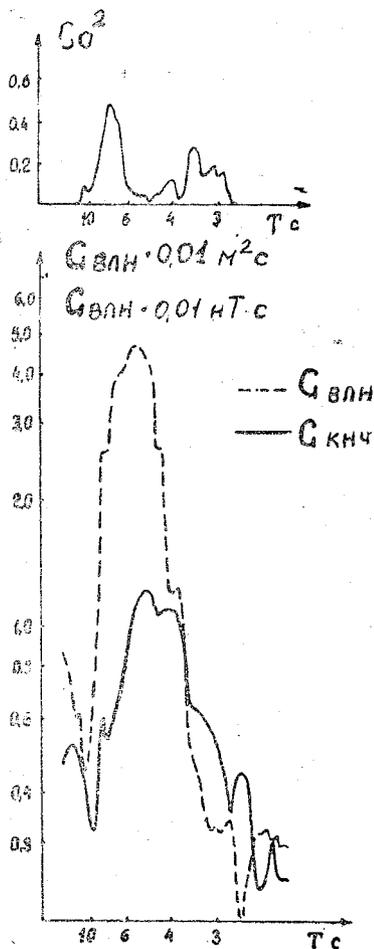


Рис. 3.4. Пример спектрального анализа синхронных записей волнения ( $G_{\text{впн}}$ ) и сигнала амплитудной модуляции электромагнитного «голоса моря» ( $G_{\text{кнч}}$ )

спектральный анализ выделяемого магнитометром сигнала амплитудной модуляции позволяет установить (рис. 3.4), что его спектр в области энергонесущих частот хорошо соответствует спектру ветрового волнения, наблюдающегося в пункте измерений.

### 3.4. Электромагнитные поля радиодиапазона, возбуждаемые в морском ледяном покрове

Эффект возбуждения естественных электромагнитных полей (ЭЭМП) радиодиапазона при деформационных процессах в морском ледяном покрове выявлен экспериментально: вначале — в лабораторных условиях, затем — при натуральных экспериментах. Сформировавшиеся к настоящему времени теоретические представления о механизме возбуждения таких ЭЭМП преимущественно основываются на закономерностях электрофизических процессов в микротрещинах, образующихся во льду под действием механических напряжений. При этом имеет место эффект разделения электрических зарядов по бортам микротрещин (МТ), иногда называемый в литературе **трибоэлектрическим эффектом**. Это разделение обусловлено тем, что разрыв водородных связей в кристаллах льда при образовании МТ происходит в целом в неравновесных условиях. Из-за этого на каждой из поверхностей (бортов) МТ формируется некоторая «зарядовая мозаика» — локальная избыточность зарядов одного знака. Поверхностная плотность избыточных зарядов в «мозаике» может быть оценена по выражению

$$q_s \approx en_{s0} \exp \frac{u_0 - u_c}{k_c T_k}, \quad (3.29)$$

где  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл — элементарный заряд;  $n_{s0}$  — плотность поверхностного одноатомного слоя;  $u_0$  — энергия связи нейтральных атомов (теплота сублимации);  $u_c$  — энергия связи ионов;  $k_c$  — постоянная Больцмана;  $T_k$  — абсолютная температура.

При  $n_{s0} = 13,3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2}$ , характерном для кристаллической структуры натуральных льдов, оценки  $q_s$  составляют  $10^{-8} - 10^{-6}$  Кл/м<sup>2</sup>.

Само по себе разделение электрических зарядов еще не означает возбуждение ЭЭМП, а всего лишь приводит к формированию локальных (внутри МТ) электростатических полей, но поскольку МТ не остается стационарной, во всяком случае в пределах промежуточного времени порядка  $2 \div 10$  мс по данному акустической эмиссии, то каждая МТ с локальным полем может рассматриваться как электрический диполь с переменным дипольным моментом. Это обуславливает параметрическое возбуждение переменного ЭЭМП.

Предельно упрощая этот процесс, можно представить центральный участок МТ как плоскопараллельный конденсатор с зарядами  $+Q$  и  $-Q$  на обкладках (бортах МТ). Полная энергия такого конденсатора составит

$$w_{\text{МТ}} = \frac{Q^2}{2C} = \frac{q_s^2 S_{\text{ц}} r}{2\epsilon_0 \epsilon_r}, \quad (3.30)$$

где  $C$  — емкость конденсатора;  $q_s$  — поверхностная плотность зарядов;  $S_{\text{ц}}$  — площадь колеблющегося центрального участка МТ;  $r$  — расстояние между бортами на участке  $S_{\text{ц}}$ ;  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная;  $\epsilon_r$  — диэлектрическая проницаемость среды внутри МТ.

Энергия переменной части электрического поля может быть представлена как изменения  $w_{MT}$  в результате изменений  $r$ :

$$dw_{MT} = \frac{q_s^2 S_{cl}}{2\epsilon_0 \epsilon_r} dr. \quad (3.31)$$

Учитывая, что изменения  $r$  происходят с теми же периодами, которые формируются в автоколебательном сигнале акустической эмиссии (50—70 мкс), можно оценить выделяющуюся мощность ЭЭМП.

Кроме параметрического механизма возбуждения ЭЭМП непосредственно в процессе образования МТ действует механизм, связанный с дискретным характером ее роста. Дело в том, что каждая МТ образуется не за счет некоторого единовременного акта микроразлома, а в результате ряда последовательных таких актов. При этом для разделенных зарядов обеспечивается движение с ускорением и за счет этого возбуждается переменное (импульсное) ЭЭМП. По имеющимся оценкам [10] длительность импульсов ЭЭМП может составлять  $10^{-3} \div 1$  мкс при очень малой мощности излучения (порядка  $10^{-20}$ — $10^{-22}$  Вт).

Рассмотренные механизмы связаны только с динамикой разделенных электрических зарядов, но не учитывают возможность их релаксации. Как показывают имеющиеся экспериментальные данные, такая возможность реализуется в МТ за счет искровых электрических разрядов внутри полости. Если считать, что полость заполнена газовой средой, в частности, водяным паром (для такого предположения достаточно много оснований), то формирование искрового разряда происходит при напряженности электрического поля порядка  $3 \cdot 10^6$  В/м. В вакуумированной полости разряд также может происходить, но при значительно более высокой напряженности — порядка  $10^9$  В/м.

Несомненно, что «пробойная» напряженность электрического поля не создается непосредственно в результате разделения зарядов по бортам. Это принципиально невозможно, поскольку разделяющиеся заряды «возвращались» бы создающимся полем обратно и релаксировали. Однако из-за геометрической формы МТ заряды могут стекать к устьевым участкам и там накапливаться, обеспечивая резкое возрастание заряда  $q_s$ . При этом расстояние между бортами на устьевых участках, опять же в силу формы МТ, на несколько порядков меньше расстояния в центральной части. Из-за отмеченных причин закономерно обеспечивается возрастание напряженности поля до «пробойных» значений.

Возникновение искрового заряда дает возможность практически полной релаксации накопившихся зарядов. При этом выделяется энергия, близкая к полной энергии эквивалентного заряженного конденсатора  $Q^2/2C$ . Каждый такой элементарный разряд приводит к возбуждению импульса ЭЭМП.

В настоящее время экспериментально подтверждено существование искровых электрических разрядов при образовании микро-

трещин во льду. Это подтверждается путем синхронной регистрации следующих сигналов: а) импульсов акустической эмиссии, сигнализирующих об образовании МТ; б) импульсов оптической эмиссии (световых вспышек), сигнализирующих о возникновении искрового разряда; в) импульсов ЕЭМП.

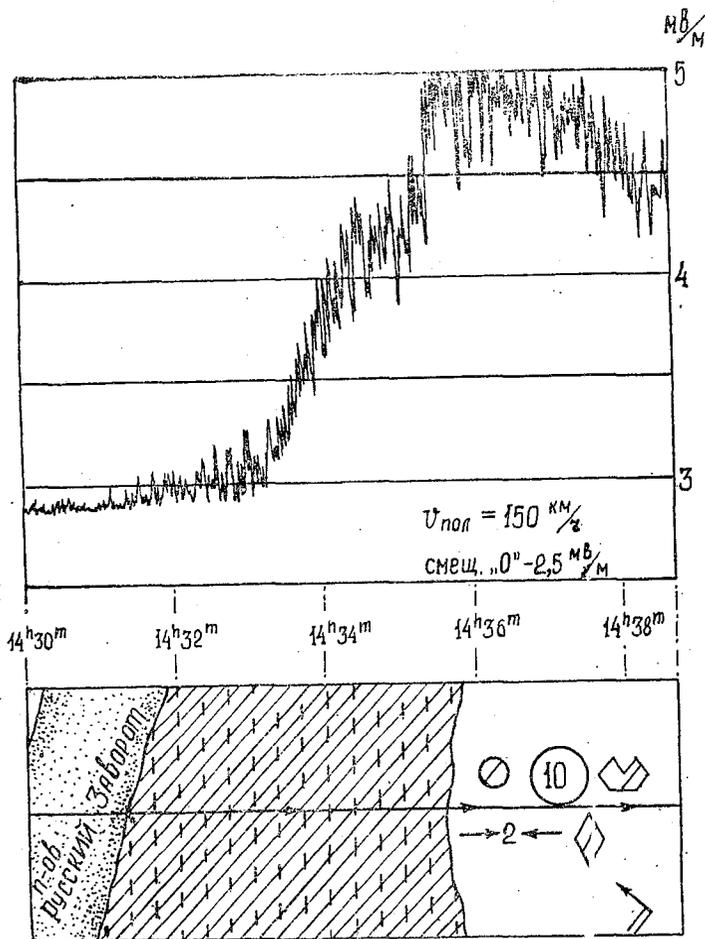


Рис. 3.5. Возрастание напряженности ЕЭМП с приближением к кромке припая (сжатие в районе кромки 2 балла)

Из трех рассмотренных основных механизмов возбуждения ЕЭМП в радиодиапазоне последний является наиболее интересным и наиболее изученным.

Причина такого интереса заключается преимущественно в том, что в разрядном механизме реализуется наибольшая мощность возбуждения ЕЭМП. А это немаловажно для использования эф-

фекта в практических задачах авиаразведки действующих механических напряжений в морском ледяном покрове.

Возможность решения отмеченных задач следует из того, что, во-первых, в больших массивах деформирующегося льда количество образующихся микротрещин достаточно велико для того, чтобы излучение от массивов считать практически непрерывным, а не импульсным. Во-вторых, ввиду наличия подо льдом проводящей морской воды подобный «ледовый излучатель» обладает вертикальной диаграммой направленности, т. е. со средств авиаразведки ЕЭМП деформирующихся участков льда регистрируется непосредственно над этими участками. Выполненные к настоящему времени натурные эксперименты однозначно подтверждают отмеченные особенности.

На рис. 3.5 приведен пример регистрации суммарной напряженности поля в радиодиапазоне с высоты  $\approx 100$  м по маршруту полета, пересекающему участок припайного льда и кромку припая. В зоне кромки сосредоточены поля, обломки полей и крупнобитый лед сплоченностью 10 баллов. Из-за действия ветра (показано стрелкой) сжатие льдов составляет 2 балла. Напряженность поля над зоной кромки возрастает почти в 2 раза по сравнению с фоновым значением, причем это возрастание начинается над припаем примерно за  $2 \div 2,5$  мили до кромки, а с удалением от кромки в сторону открытого моря снова начинает уменьшаться. Такая закономерность вполне естественна, поскольку максимальный уровень механических напряжений обычно характерен именно для кромки.

В области припайных льдов, как свидетельствуют имеющиеся в настоящее время данные, повышение уровня напряженности поля характерно для зон концентраций механических напряжений: торосистых участков припая, магистральных трещин, границ льдов различных возрастных категорий и т. д.

## 4. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК МОРСКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

### 4.1. Методы измерений электрической составляющей электромагнитного поля

Измерение электрической составляющей электромагнитного поля в морской воде в наиболее общем случае представляет собой не что иное, как измерение разности потенциалов между двумя точками на некоторой базе  $L$ .

Эта разность связана с объемной плотностью электрического тока  $j$  и с напряженностью поля  $E_0$  следующей зависимостью:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{j}{\lambda} L \cos\alpha = E_0 L \cos\alpha, \quad (4.1)$$

где  $\gamma$  — удельная электрическая проводимость воды;  $\alpha$  — угол между измерительной базой  $L$  и направлением векторов  $\vec{j}$  и  $\vec{E}_0$ .

Следует разделять методический и технический аспекты таких измерений. Методический аспект заключается преимущественно в выборе базы  $L$  и условий выполнения измерений. Технический — в выборе средств измерений.

Выбор базы  $L$  обусловлен тем, какое именно поле предполагается изучать в процессе эксперимента. Если ставится задача изучения индуцированного поля, источник которого находится вне изучаемой области, то, база  $L$  не должна превышать половины длины волны этого поля. В противном случае соотношение (4.1) оказывается несправедливым. При этом необходимо учитывать, что длина волны в морской воде намного меньше длины волны, например в атмосфере, при одной и той же частоте. Оценка длины волны в морской воде может быть выполнена по выражению

$$\lambda_w \simeq \sqrt{\frac{10^7}{f\gamma}}, \quad (4.2)$$

где  $f$  — циклическая частота поля.

В задачах изучения магнитогидродинамических полей в области их формирования база  $L$  не должна превышать половины некоторого характерного масштаба гидродинамического источника. В частности, при изучении МГД полей ветровых волн, конкретнее — составляющей  $E_x$  (в направлении распространения) — половины длины этих волн.

Нижний предел выбираемой базы  $L$  методических ограничений практически не имеет. Ограничения связаны с техническим аспектом измерений, в частности, с размерами и конструкцией преобразователей, их собственным уровнем измерительных помех и чувствительностью измерительного тракта.

В связи с тем, что корректность получаемой информации связана с методической обоснованностью выбора базы  $L$ , естественно стремление использовать измерительные устройства с как можно меньшей базой. Преимущественно в этом направлении предпринимаются попытки технического совершенствования устройств.

Кроме выбора базы важным методическим фактором является выбор условий измерений. В океанологической практике принято осуществлять измерения в трех основных вариантах: стационарном, буксируемом и зондирующем. Несомненно, что в большинстве измерительных задач наиболее корректным является стационарный вариант. Дело в том, что при любом движении измерительного устройства с базой  $L$  возрастает уровень помех — формируются некоторые «шумы движения». При нежесткой базе (например, в ЭМИТе) это проявляется в «рыскании» электродов относительно друг друга, а также — участка кабеля между электродами. Такое «рыскание» приводит к возрастанию помех из-за взаимодействия «рыскающих» элементов с магнитным полем Земли (возникновение ЭДС помехи в участках кабеля из-за эффекта Фарадея) и непосредственно с водой (вариации собственных потенциалов электродов из-за пульсаций скорости обтекания).

При буксировании «рыскание» происходит не только в горизонтальном (по нормали и направлению движения), но и в вертикальном направлении. Кроме этого, при столь длинных базах как в ЭМИТе (порядка 100 м) дальний электрод оказывается более заглубленным, чем передний. Тем самым между электродами получается некоторая вертикальная база.

Из-за рассмотренных методических причин в ЭМИТе формируются как систематическая (ЭДС из-за вертикальной базы), так и случайная (из-за «рыскания») погрешности. Их анализ и учет в реальных условиях представляет собой довольно большие трудности. Простейшими практическими приемами являются: осреднение результатов регистрации на каждом галсе; определение «нуля» электродов по результатам измерений на противоположных галсах.

Указанные приемы вполне оправданы при измерениях электрических полей, формируемых течениями. Хотя здесь следует отметить, что эти приемы и сам метод преимущественно используются больше с прикладной целью; для определения скорости и направления поверхностного течения по измеренным характеристикам электрического поля.

В последнее время предпринимаются попытки применить буксируемые электродные конструкции для измерений электрических полей, формируемых при волнении. Конечной целью подобных исследований также является получение не чисто электрофизической, а в большей степени гидрофизической информации — инструментальных данных о характеристиках волнения. Однако описанные выше методические особенности здесь не могут быть скорректированы простейшими приемами. Особенно это относится к помехам из-за «рыскания», поскольку спектральный состав этих помех в значительной мере соответствует спектральному составу сигналов, формируемых волнением. В таких случаях мало помогают и какие-либо оригинальные приемы математической обработки результатов. Здесь наиболее перспективен поиск новых вариантов конструкции измерительного устройства, в частности, в направлении использования короткобазовых конструкций преобразователей, рассматривающихся ниже.

Рассмотренные виды измерений в буксируемом режиме ориентированы на изучение электрических МГД полей в поверхностном слое моря. Принципиально возможно выполнение таких же измерений и на глубинах, в частности, с использованием специальных гидродинамических заглубителей для каждого из электродов. Однако методические и, особенно, технические трудности при этом существенно возрастают и подобные измерения пока не нашли широкого применения.

Измерение электрических полей в режиме зондирования сравнительно просто обеспечивается лишь для вертикальной составляющей электрического поля, естественно, при отсутствии дрейфа судна, с которого производятся измерения, поскольку при наличии

дрейфа возникает систематическая составляющая погрешности, обусловленная эффектом Фарадея в участке кабеля между электродами. В этом несложно убедиться, применив для таких условий широко известное «правило левой руки».

Измерение же горизонтальных составляющих электрического поля в режиме зондирования методически представляет собой значительно более сложную задачу. Действительно, здесь необходимо обеспечивать достаточно жесткую пространственную ориентацию измерительной базы с электродами. Очевидные технические трудности такого требования заставляют использовать как можно более короткобазовые конструкции преобразователей.

Как уже отмечалось ранее, наиболее привлекательным для изучения электрических полей в море является стационарный вариант измерений. Однако и здесь есть свои особенности. Минимальным уровнем помех характеризуются лишь измерения в придонных условиях, когда жестко фиксирована измерительная база и участок кабеля между электродами. Эти требования несложно обеспечиваются при исследованиях в прибрежной зоне на небольших глубинах. В задачах стационарных измерений в толще воды становится необходимым использовать буйковые станции с присущими им особенностями динамики несущего буя и базового троса, на котором располагаются измерительные устройства. Все это приводит к возрастанию как систематических, так и случайных погрешностей измерений.

Таким образом, все разнообразие задач измерений электрической составляющей электромагнитных полей в море не позволяет остановиться на широко известном традиционном варианте ЭМИТа и требует поиска и разработки новых технических средств и новых методов измерений.

#### 4.2. Технические средства измерений. Измерительные преобразователи

В соответствии с (4.1) определение  $E_0$  может быть выполнено не только по  $\Delta\phi$ , но также по измеренному значению  $j$  при известной электропроводности  $\gamma$ . В связи с этим принято различать **потенциальные** (по  $\Delta\phi$ ) и **токовые** (по  $j$ ) типы преобразователей.

Типичные потенциальные преобразователи выполняются в виде пары электродов, контактирующих с водой и расположенных на расстоянии  $L$  друг от друга. При измерении малых значений  $\Delta\phi$  (единицы и десятки милливольт), характерных для полей в морской среде, обычные металлические электроды, как правило, неприменимы из-за наличия эффекта поляризации, заключающегося в появлении двойных электрических слоев в зоне контакта и, соответственно — собственной разности потенциалов, которая вследствие совокупности электрохимических, термических и динамических причин в целом меняется случайным образом. Это создает измерительные помехи, уровень которых часто превышает уровень сигнала полезной информации.

В практике лабораторных и полевых измерений малых значений разности потенциалов нашли широкое применение различные типы неполяризующихся электродов. Уровень измерительных по- мех у неполяризующихся электродов значительно ниже, чем у металлических, особенно в сверхнизкочастотной области, которая в настоящее время вызывает наибольший интерес в морских электромагнитных исследованиях. Наиболее характерной конструкцией неполяризующегося электрода является конструкция (рис. 4.1), используемая в электромагнитных измерителях морских течений (ГМ-15, ГМ-15М). Электрод выполнен в виде цилиндрического обтекаемого корпуса 2, внутрь которого входит соединительный кабель 1. Вход кабеля герметизируется системой резиновых уплотнительных прокладок 3. Медная жила кабеля подсоединена к металлическому электроду 4, выполненному из серебра с гальванически нанесенной на поверхность пленкой хлористого серебра. Электрод 4 расположен в форме спирали внутри перфори-

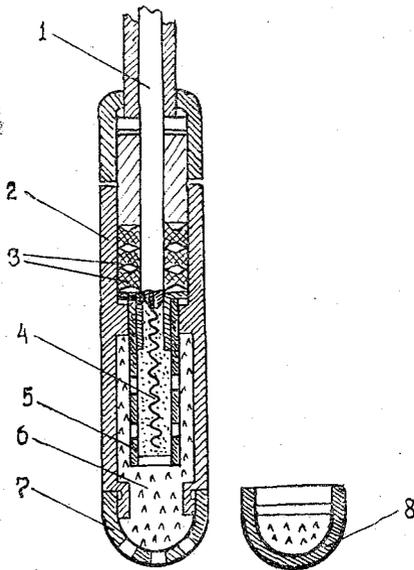


Рис. 4.1. Конструкция неполяризующегося электрода прибора ГМ-15

рованного стаканчика 5 из оргстекла. Стаканчик полностью заполнен плотной пастообразной набивкой из химически чистого осажденного хлористого серебра. Пространство между стаканчиком и корпусом заполнено стекловатой 6, пропитанной насыщенным раствором хлористого калия. Навинчивающиеся сменные колпачки 7 и 8 различаются выполнением. В колпачке 8 отсутствуют отверстия, и он используется при хранении электрода, при этом туда заливается насыщенный раствор  $KCl$ . Колпачок 7 перфорирован, он навинчивается при работе, при этом через отверстия осуществляется контакт электрода с окружающей водой.

Специальные измерительные электроды конструкции ИЗМИРАН несколько упрощены по сравнению с электродами ЭМИТа и меньше их по размерам. Основные узлы у них аналогичны, отличия состоят в форме корпуса, а также в том, что стаканчик с пастой хлористого серебра обернут фланелевой прокладкой и контактирует с окружающей водой через сквозные прорези в корпусе.

Кроме традиционных хлорсеребряных электродов при измерениях находят применение хлорсвинцовые. Известны также попытки использования электродов из чистого свинца, состаренных пропусканием переменного тока, а также угольных электродов. Из всех этих вариантов наилучшими метрологическими свойствами все же обладают хлорсеребряные электроды. Тем не менее, и для них характерен ряд специфических особенностей, приобретающих очень важное значение при измерениях на длинных базах, когда подобранная пара электродов попадает в различающиеся термодинамические условия. Для каждого электрода характерна зависимость его собственного потенциала от температуры  $T$  и солёности  $S$  воды. При различиях  $T$  и  $S$  между электродами появляется разность потенциалов (собственная ЭДС), которая в реальных условиях может достигать нескольких милливольт даже у тщательно подобранной пары.

Собственный потенциал электрода зависит от значений температуры как на внешней (между пастой и морской водой), так и на внутренней (между пастой и серебряным электродом) поверхностях. При скачкообразном изменении температуры среды изменения потенциала могут оцениваться эмпирическим выражением

$$\Delta\varphi_c = k_1\Delta T_1 + k_2\Delta T_2,$$

где  $\Delta T_1$  — изменение температуры внутренней поверхности;  $\Delta T_2$  — изменение температуры внешней поверхности.

Значения коэффициентов, выявленные для электродов ИЗМИРАН, составляют:  $k_1 = 0,294$  мВ/К,  $k_2 = 0,054$  мВ/К.

При случайных вариациях температуры среды значения  $\Delta T_1$  и  $\Delta T_2$  могут не совпадать из-за инерционности стаканчика с пастой, тем самым в реальных условиях  $\Delta\varphi_c$  оказывается практически неизвестной.

Солевая чувствительность электродов связана преимущественно с электродиффузионным эффектом, заключающимся в возникновении разности потенциалов на границах раздела жидкостей с различной концентрацией солей. При измерениях в воде этот эффект проявляется незначительно, поскольку различия в солёности при типичных значениях измерительных баз, как правило, не существенны. Однако он важен при измерениях со льда, когда электроды помещают в лунки, и в лунках могут создаваться различия солёности за счет таяния льда.

Важна также солевая инерционность электродов, которая может достигать нескольких суток, что требует обязательной пред-

варительной подготовки выбранных пар длительной выдержкой их в воде той солености, в которой планируется проведение измерений.

В связи с рассмотренными особенностями возникает целесообразность расположения электродов как можно ближе друг к другу, чтобы обеспечить для них одинаковые термохалинные условия. В предельном случае это приводит к конструкциям (рис. 4.2), где электроды 2 и 6 помещены по обе стороны от перегородки 1, а измерительная база создается диэлектрическими трубами 3 и 5, заполненными окружающей водой. Такая конструкция получила название «солевого моста».

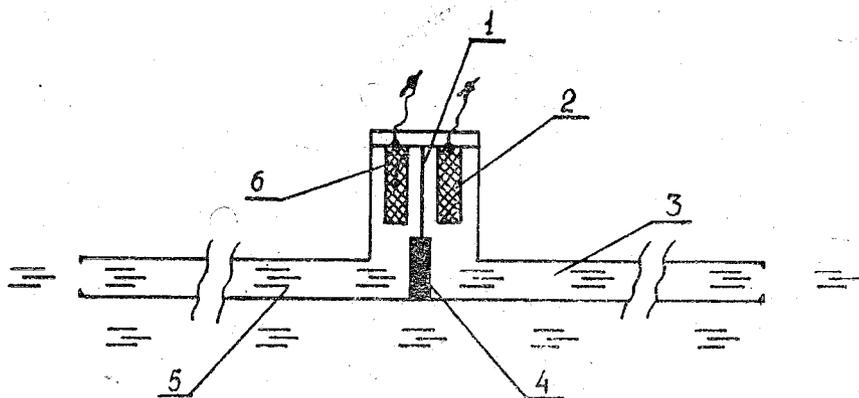


Рис. 4.2. Преобразователь типа «солевой мост»

Для контроля собственной ЭДС применяемой пары электродов в устройстве предусмотрен клапан 4 (гидроключ). При закрытом состоянии клапана электроды подключены к концам измерительной базы, а при открытом — замкнуты между собой, при этом на выход поступает величина собственной ЭДС.

Недостатки электродов привели к разработке преобразователей, у которых отсутствует непосредственный гальванический контакт с водой. В конструкции, получившей название емкостного зонда, металлический стержень покрыт слоем изоляции и представляет собой не что иное, как цилиндрический конденсатор, внешней обкладкой которого является морская вода. Для двух таких стержней, расположенных на базе  $L$ , выходной сигнал (разность потенциалов  $\Delta\varphi$ ) связан с напряженностью электрического поля в воде следующим выражением:

$$\Delta\varphi = E_0 L \frac{\omega\tau_B}{\sqrt{1 + \omega^2\tau_B^2}} \cos \alpha, \quad (4.3)$$

где  $\omega$  — круговая частота поля;  $\tau_B$  — постоянная времени входной цепи измерителя, определяемая произведением входного сопротивления на емкость зонда.

В связи с этим емкостные зонды могут быть использованы только для переменных полей ( $\omega \neq 0$ ), при этом целесообразно применение измерителей с как можно большим значением входного сопротивления, в предельном случае — с электрометрическим входом.

Отсутствие гальванических контактов с водой характерно также для токовых преобразователей, которые позволяют определять плотность тока проводимости  $j$  через поверхность с известной площадью и в соответствии с зависимостью (4.1) — напряженность  $E_0 = j/\gamma$ .

Конструкция токового преобразователя представляет собой тороидальный магнитопровод с измерительной обмоткой, помещаемый в воду. Индуцируемая в обмотке ЭДС пропорциональна току, проходящему через внутренний объем тороида, и частоте поля. Для повышения чувствительности внутрь тороида помещают длинный металлический стержень — концентратор тока. Как и емкостные зонды, токовые преобразователи могут использоваться только для измерений в переменных полях ( $\omega \neq 0$ ).

В последнее время разработан ряд оригинальных конструкций, где использованы наиболее удачные приемы из рассмотренных выше и реализованы некоторые новые решения, что позволило создать измерители с малой базой и высокой разрешающей способностью.

Двухкомпонентный преобразователь (рис. 4.3), описанный в работе [6], предназначен для высокоточных измерений напряженности электрического поля на базе порядка 1 м. Преобразователь выполнен в виде кубической конструкции из стеклопластика 1, облицованного диэлектрическими экранами 2 из оргстекла. Внутри корпуса расположены: синхронный электродвигатель 4 с синхронизатором 3, установленные в массивном основании 5; вращающийся гидроключ 7 на оси 6, связанной с двигателем; блок чувствительных элементов 9 с кабельными вводами 12.

В качестве чувствительных элементов использованы четыре неполяризующихся электрода 11, уровень заполнения которых регулируется с помощью отводных трубок 10. Соединение блока чувствительных элементов с окружающей водой обеспечивается через гидроканалы 8.

Гидроключ 7 состоит из активной и пассивной частей. Пассивная (неподвижная) часть выполнена в виде диска из оргстекла с системой отверстий. Четыре внутренних отверстия состыкованы с рабочими торцами неполяризующихся электродов, а четыре внешних — с концевыми участками гидроканалов 8. Активная (вращающаяся) часть также выполнена из оргстекла и содержит систему вырезов, размеры которых соответствуют расстояниям между отверстиями в пассивной части. В результате вращения гидроключ периодически замыкает накоротко соответствующие пары электродов, отсоединяя их от гидроканалов. Сигнал в этом

случае отображает ЭДС пары, обусловленную электрохимически различиями электродов. Измерительный сигнал формируется в таком положении гидроключа, когда электроды подключены к гидроканалам, как показано на рисунке, а внутренняя связь между ними разорвана. Таким образом, за один период переключений на выход преобразователей поступает информация о сумме собственной ЭДС электродов и измеряемой разности потенциалов (при подключении к гидроканалам) и о значении собственной ЭДС (при замыкании электродов). Несложная обработка информации позволяет разделить измеряемую разность потенциалов и собственную ЭДС, а при необходимости обеспечить компенсацию собственной ЭДС.

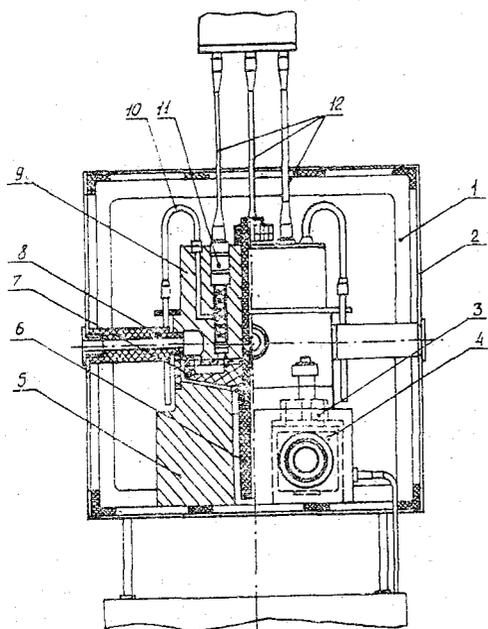


Рис. 4.3. Преобразователь с объемной базой

Подобного типа преобразователи получили название преобразователей с объемной базой. Сущность объемной базы заключается в следующем. Если в проводящую среду с электрическим полем внести однородное диэлектрическое тело, например, сферу, то это приведет к искажениям поля, которые, однако, оказываются практически постоянными и могут быть легко определены, в частности, расчетным путем. В таком случае измерения на базах, расположенных по осям симметрии тела, будут достаточно корректными. При этом эффект «емкостного зонда» (влияние электростатической индукции) несущественен.

Разность потенциалов между двумя осесимметричными точками в окрестностях сферы может быть определена по выражению [6]:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 2E_0 \left( r + \frac{R^3}{2r^2} \right) \cos \Theta, \quad (4.4)$$

где  $E_0$  — напряженность неискаженного поля;  $R$  — радиус сферы;  $r$  — расстояние от центра сферы до данной точки;  $\Theta$  — угол между радиус-вектором данной точки и вектором напряженности измеряемого электрического поля.

Тем самым, по измерениям разности  $(\varphi_1 - \varphi_2)$  на базе  $2r$  может быть определено действительное значение напряженности  $E_0$ . При этом в самом общем случае (при неизвестной ориентации вектора  $E_0$ ) измерения должны осуществляться на трех взаимно ортогональных базах.

Рассмотренными особенностями, собственно, и обуславливаются возможности измерений с объемными базами. Причем диэлектрическая сфера не является наиболее удобной формой корпуса преобразователя. Лучшим вариантом является куб, для которого коэффициент при  $E_0$  в зависимости  $\Delta\varphi(E_0)$  равен  $2a$ , где  $a$  — длина ребра куба, при этом измерительные базы должны проходить через центры противоположащих граней. Именно такой вариант конструкции реализован в рассмотренном выше двухкомпонентном преобразователе.

Использование гидроключа, характерное для «солевых мостов» и преобразователей с объемной базой, имеет некоторые специфические особенности, налагающие ряд требований к конструкции. Несмотря на тщательную шлифовку вращающейся и неподвижной частей гидроключа при разомкнутом состоянии его сопротивление не является бесконечно большим, а составляет  $10^5 \div 10^6$  Ом. Аналогично при замкнутом состоянии сопротивление не равно нулю, а обусловлено активным сопротивлением воды в соединительных прорезях. В целом, эквивалентная схема преобразователя с гидроключом может быть представлена в виде сочетания источника измеряемой ЭДС  $e_0$ , имеющего внутреннее сопротивление  $R_0$  (рис. 4.4), сопротивлениями участков гидроканалов измерительной базы  $R_r/2$ , сопротивлением гидроключа в открытом ( $R_1$ ) и закрытом ( $R_2$ ) состояниях, источниками ЭДС электродов  $e_1$  и  $e_2$  и нагрузочным сопротивлением  $R_n$ . При этом возможны два варианта конструкции. В первом из них (рис. 4.4, а), характерном для «солевых мостов» при закрытом состоянии ключа электроды присоединены к измерительной базе и на выход преобразователя поступает суммарное напряжение

$$u_1 = \frac{e_0 r_2}{r_2 + R_r} + (e_1 - e_2), \quad (4.5)$$

где

$$r_2 = \frac{R_2 R_n}{R_2 + R_n}, \text{ а } R_0 \approx 0.$$

При открытом состоянии электроды замыкаются на малое сопротивление  $R_1$ , оставаясь при этом подсоединенными к измерительной базе. Величина выходного напряжения

$$u_2 = \frac{e_0 r_1}{r_1 + R_r} + (e_1 - e_2), \quad (4.6)$$

где

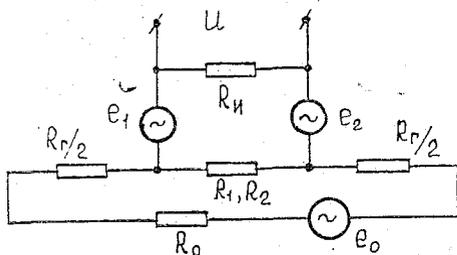
$$r_1 = \frac{R_1 R_{II}}{R_1 + R_{II}}.$$

Измеряемая напряженность поля определяется отношением величины  $e_0$  к эквивалентной длине измерительной базы  $l_{\text{ЭКВ}}$ :

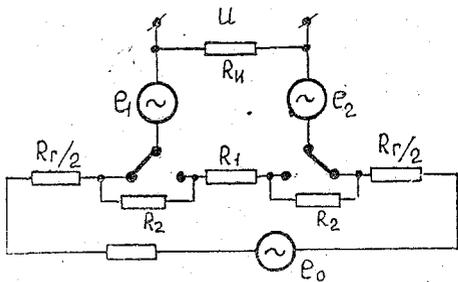
$$E_0 = \frac{e_0}{l_{\text{ЭКВ}}} = \frac{u_1 - u_2}{l_{\text{ЭКВ}}} \left/ \left( \frac{1}{1 + \frac{R_r}{R_2}} - \frac{1}{1 + \frac{R_r}{R_1}} \right) \right. = \frac{u_1 - u_2}{k l_{\text{ЭКВ}}}. \quad (4.7)$$

при  $R_r \ll R_{II}$ .

Величина  $k$  является передаточным коэффициентом преобразователя. Поскольку сопротивление  $R_2$  может существенно изменяться из-за качества шлифовки поверхности, то это приводит к изменениям  $k$ . Чтобы уменьшить этот недостаток целесообразно устанавливать следующие примерные соотношения сопротивлений:  $R_r/R_1 \approx 5 \div 50$ ,  $R_r/R_2 = 0,04 \div 0,001$ , при одинаковых вариациях  $R_2$  изменчивость  $k$  уменьшается при большем значении  $R_r/R_1$ .



а) Рис. 4.4. Эквивалентные схемы преобразователей с гидроключом



б)

Во втором варианте конструкции (рис. 4.4, б) при открытом состоянии ключа электроды по-прежнему замыкаются на малое сопротивление  $R_1$ , но отсоединяются от измерительной базы, т. е.

между этой цепью и базой появляются большие сопротивления разомкнутого ключа  $R_2$ . Практически это означает не что иное, как наиболее эффективное выполнение вышерассмотренных рекомендаций, и влияние изменчивости  $R_2$  на  $k$  становится минимальным.

Именно такой вариант конструкции применен в описанном выше двухкомпонентном преобразователе, что позволило обеспечить в нем порог чувствительности до 0,1 мкВ/м при длине ребра куба, равной 0,5 м [6].

При всех своих несомненных достоинствах преобразователи с гидроключами имеют явный недостаток — наличие электромеханических узлов, затрудняющих эксплуатацию и требующих значительного расхода энергии. В связи с этим представляются весьма перспективными разработки, где компенсация собственной ЭДС электродов производится не за счет переключений либо модуляций измерительной базы, а путем модуляции электрического поля в измерительной области.

В частности, изместна конструкция, содержащая дополнительные компенсирующие электроды, на которые периодически подается напряжение, пропорциональное сигналам с дополнительного токового преобразователя измеряемого электрического поля, т. е. в этой ситуации на измерительной базе компенсируется ЭДС среды, и с измерительных электродов снимается сигнал, соответствующий значению их собственной ЭДС. При отключении цепи компенсации сигнал пропорционален суммарной ЭДС. Как и в преобразователях с гидроключами, последующая обработка информации позволяет здесь выделить действительное значение измеряемой напряженности поля.

Выполненный обзор конструкций измерительных устройств, естественно, не является полным, а лишь демонстрирует основные принципы и тенденции совершенствования приборов.

#### 4.3. Методы измерений магнитной составляющей электромагнитного поля

В океанологических задачах наибольший интерес представляют исследования не собственно магнитного поля Земли (МПЗ), а его вариаций, причем преимущественно тех вариаций, которые связаны с гидродинамическими и аэродинамическими источниками. Диапазон частот исследуемых вариаций при этом довольно широк и составляет примерно от 0,001 Гц до 200 Гц, но эти границы никак нельзя рассматривать как жесткие. При столь широком диапазоне весьма трудно (хотя и возможно) выделить некоторые универсальные средства преобразования измеряемой величины. Как правило, при проведении экспериментов преобразователи выбираются в соответствии с поставленными, обычно более узкими по частотному диапазону, задачами. Дополнительная особенность состоит еще в том, что амплитуды исследуемых вариаций

довольно малы (обычно не более  $10^1$  нТл), что требует высоких порогов чувствительности у преобразователей — порядка  $0,1 \div 0,01$  нТл. Значение же постоянной составляющей индукции МПЗ, как известно, составляет  $\approx 10^4$  нТл. При коэффициенте преобразования, не зависящем от частоты, эти условия предопределяют высокие требования к классу точности преобразователя ( $\pm 2 \cdot 10^{-4} \div \pm 2 \cdot 10^{-5} \%$ ), что для многих известных конструкций в настоящее время просто недостижимо. В связи с этим, несмотря на наличие довольно большого количества прецизионных разработок в области магнитометрии, наряду с ними в геофизических экспериментах находят применение более простые преобразователи, например, в виде индукционной петли либо многовитковой катушки с сердечником, которые позволяют в принципе избавиться от постоянной составляющей МПЗ и тем самым при значительно меньшем классе точности добиться достаточно корректного результата.

**Методические особенности.** В отличие от средств измерений электрической составляющей измерители магнитного поля являются *локальными*, т. е. не требуют разнесенной по пространству измерительной базы. В связи с этим многие трудности, характерные для использования длинных баз в буксируемом и зондирующем вариантах, при магнитных измерениях становятся мало значимыми. Однако это не означает, что магнитные измерения в море являются методически более простыми. Причина этого — в уже отмечавшихся особенностях измерений, а именно в том, что необходимо измерять довольно малые по амплитуде вариации на фоне большой постоянной составляющей МПЗ. Ведь независимо от того, какое измерительное устройство используется (чувствительное или нечувствительное к постоянной составляющей), вариации его расположения относительно вектора индукции МПЗ закономерно приводят к появлению помех. Вариации же расположения оказываются характерными как для буксируемого, так и для зондирующего режимов. Лишь жесткий стационарный вариант измерений получается достаточно корректным.

Характерный пример появления помех при использовании нечувствительных к постоянной составляющей МПЗ измерительных устройств, подробно рассматривается в этом разделе применительно к преобразователям в виде индукционной петли.

Все сказанное относится, естественно, к **векторным** измерительным устройствам, которые преимущественно используются на практике, поскольку задачи гидрофизических измерений, как правило, требуют выделения составляющих вектора магнитного поля. Однако наряду с ними существуют конструкции устройств для **модульных** измерений, в частности, некоторые из модификаций квантовых магнитометров. Несомненно, что их использование методически проще и корректнее, особенно для буксируемого и зондирующего режимов, но круг экспериментальных задач, решаемых с их помощью, весьма ограничен.

#### 4.4. Технические средства измерений. Измерительные преобразователи магнитного поля и его вариаций

**Преобразователи в виде индукционной петли.** Типичный преобразователь выполняется из изолированного провода, располагаемого на неподвижном основании, например, на поверхности льда в виде круга (рис. 4.5) из одного (а) либо нескольких (б) витков.

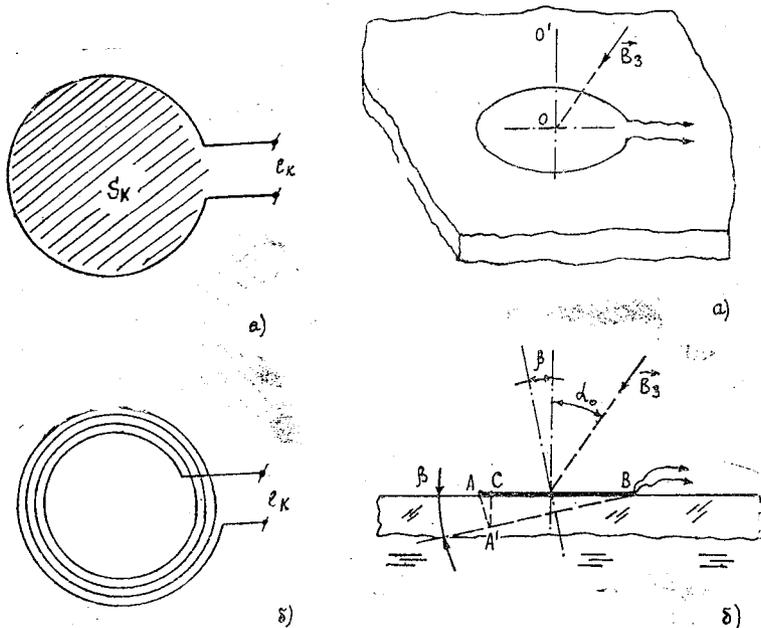


Рис. 4.5. Преобразователи в виде индукционной петли

Рис. 4.6. Схема возникновения помехи от изменений положения

В случае, если магнитное поле в пространстве, охватываемом петлей, однородно, можно записать

$$e_k = -\omega_k \frac{d\Phi}{dt} = -\omega_k S_k \frac{dB}{dt} \cos(\vec{B}, \vec{n}) = -\omega_k S_k \mu_0 \frac{dH}{dt} \cos(\vec{B}, \vec{n}), \quad (4.8)$$

где  $e_k$  — значение ЭДС на выходе петли;  $\omega_k$  — количество витков;  $\Phi$  — магнитный поток;  $S_k$  — площадь петли;  $(\vec{B}, \vec{n})$  — угол между векторами индукции  $\vec{B}$  и нормалью  $\vec{n}$  к поверхности петли.

В связи с тем что выходной сигнал пропорционален первой производной напряженности магнитного поля  $H$  по времени, чув-

ствительность преобразователя оказывается функцией частоты ЭМ поля. Действительно, если  $H = H_m \sin \omega t$ , то чувствительность

$$\frac{de_{k_m}}{dH_m} = -2\pi f \omega_k S_k \mu_0 \cos(\vec{B}, \vec{n}), \quad (4.9)$$

где  $f$  — частота;  $e_{k_m}$  — амплитудное значение ЭДС;  $H_m$  — амплитудное значение напряженности.

При этом ЭДС  $e_k$  сдвинута по фазе относительно  $H$  на угол  $\pi/2$ .

Широкополосный сигнал в такой ситуации, естественно, будет преобразовываться со значительными искажениями. Однако, поскольку зависимость (4.9) линейна и известна, то при последующей обработке результатов, в частности, при спектральном анализе вариаций, эти искажения могут быть скорректированы.

В некоторых устройствах нашли применение методы автоматической коррекции чувствительности. Основная их сущность состоит в применении масштабного преобразователя с коэффициентом передачи, обратно пропорциональном частоте.

Многовитковые петли используются значительно реже, чем одновитковые. Дело в том, что при одной и той же длине провода более выгодно увеличение чувствительности за счет увеличения площади  $S_k$ , а не за счет количества витков  $\omega_k$ . Конечно, все это справедливо лишь при сохранении условия однородности поля в объеме петли.

В неоднородных полях эффективный магнитный поток  $\vec{\Phi}_{\text{эф}}$  определяется выражением

$$\Phi_{\text{эф}} = \int_{(S_k)} B \cos(\vec{B}, \vec{n}) dS. \quad (4.10)$$

Это приводит к тому, что чувствительность преобразования оказывается практически ненормированной. В таком случае целесообразнее использовать многовитковые петли с малой площадью.

При измерениях в натуральных условиях, как уже отмечалось, важное значение приобретают изменения расположения (вибрация) преобразователей, что может создавать значительные сигналы помехи. Рассмотрим это применительно к одновитковой петле, расположенной на горизонтальном основании, например, на поверхности льда (рис. 4.6). Площадь петли равна  $S_k$ . Вектор постоянной составляющей индукции МПЗ  $\vec{B}_3$  составляет угол  $\alpha$  с нормалью к плоскости петли.

При плоскопараллельных перемещениях петли, например, в направлении  $OO'$  (рис. 4.6, а), сигнал помехи на выходе петли будет отсутствовать, поскольку при этом равны нулю изменения магнитного потока:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d[B_3 S_k \cos \alpha]}{dt} = 0, \quad (4.11)$$

так как  $B_3 = \text{const}$ ,  $S_k = \text{const}$  и  $\cos \alpha = \text{const}$ .

Сигнал помехи  $E_n$  появится в том случае, если петля будет изменять наклон по отношению к вектору  $\vec{B}_3$ , т. е. при  $\cos \alpha = \text{var}$ . Величина  $E_n$  при этом

$$E_n = -B_3 S \omega_k \frac{d(\cos \alpha)}{dt}, \quad (4.12)$$

где  $\omega_k = 1$  — количество витков.

Представим  $\alpha = \alpha_0 + \beta$ , где  $\alpha_0 = \text{const}$  — исходная величина угла, а  $\beta$  — приращение этой величины (рис. 4.6, б). Тогда

$$\frac{d(\cos \alpha)}{dt} = \cos \alpha_0 \frac{d(\cos \beta)}{dt} - \sin \alpha_0 \frac{d(\sin \beta)}{dt}.$$

Поскольку  $[AB] = D$  — диаметр петли, а  $[A'C]$  обозначим  $h(t)$ , то, используя геометрические соотношения, нетрудно получить

$$\frac{d(\cos \alpha)}{dt} = - \frac{dh(t)}{dt} \left[ \frac{\cos \alpha_0}{D} \frac{h(t)}{\sqrt{D^2 - h(t)^2}} + \frac{\sin \alpha_0}{D} \right]. \quad (4.13)$$

Учитывая, что  $h(t) \ll D$ , получим приближенную результирующую зависимость  $E_n$  от скорости перемещений точки  $A$  (при неподвижной точке  $B$ ):

$$E_n \approx \frac{1}{4} \pi D \omega_k B_3 \sin \alpha_0 \frac{dh(t)}{dt}. \quad (4.14)$$

Естественно, полученные оценки справедливы для ситуации, когда петля достаточно надежно скреплена со сплошным основанием (в данном случае — ледяным полем) и перемещается целиком вместе с ним. Если же отдельные участки петли могут перемещаться самостоятельно, например, находятся в воде и колеблются под действием волнения, то в таком случае следует рассматривать не петлю целиком, а участок провода конечной длины  $l$ , перемещающийся в постоянном МПЗ с периодически изменяющимся вектором скорости  $\vec{v}$ . В этом участке возникнет переменная ЭДС  $E_l$ , пропорциональная  $l$  и составляющей скорости по нормали к проводу

$$E_l = B_{3n} v l \sin \Theta, \quad (4.15)$$

где  $\Theta$  — угол между вектором  $\vec{v}$  и осью участка провода;  $B_{3n}$  — составляющая индукции МПЗ по нормали к вектору  $\vec{v}$ .

Поскольку  $l \ll D$ , то при близких скоростях перемещений оказывается  $E_l \ll E_n$ . Но в реальных условиях скорости все же существенно различны, причем  $v \gg \frac{dh(t)}{dt}$ , поэтому обычно помеха  $E_l$  намного опаснее. В связи с этим при проведении измерений с помощью петли все ее участки тщательно закрепляются.

**Преобразователи в виде многовитковой катушки с ферромагнитным сердечником.** Достоинством таких преобразователей является возможность использования в неоднородных ЭМ полях и высокая чувствительность, обусловленная применением концентратора поля — ферромагнитного сердечника. Зависимость выходной ЭДС  $e_k$  катушки от напряженности поля  $H$  в отличие от выражения (4.8) включает эффективную магнитную проницаемость сердечника  $\mu_{эф}$ :

$$e_k = -\omega_k S_k \mu_0 \mu_{эф} \cos(\vec{B}, \vec{n}) \frac{dH}{dt}, \quad (4.16)$$

которая существенно больше единицы, что и обуславливает повышение чувствительности.

Здесь при измерениях важное значение приобретает индуктивность преобразователя. При работе на согласованную активную нагрузку  $R_H$  (входное сопротивление измерителя напряжения) регистрируемый выходной сигнал преобразователя отличается от  $e_k$  и составляет

$$u_{\text{вых}} = \frac{e_k R_H}{\sqrt{(R_H + R_w)^2 + 4\pi^2 f^2 L_n^2}}, \quad (4.17)$$

где  $L_n$  — индуктивность;  $R_w$  — активное сопротивление обмотки.

Для преобразователей в виде катушек с ферромагнитными сердечниками уровни вибрационных помех, как правило, выше, чем у индукционной петли. Дело в том, что у них появляется ряд дополнительных факторов, приводящих к вариациям ЭДС. Причем некоторые из этих факторов иногда более важны, чем изменения угла наклона по отношению к  $\vec{B}_z$ . Если катушка намотана на жесткий каркас, а сердечник находится внутри каркаса, то к вариациям ЭДС приводят изменения взаимного положения каркаса и сердечника. Для уменьшения этого влияния целесообразно увеличение жесткости крепления между каркасом и сердечником. Второй значительный фактор — магнитоупругий эффект в сердечнике. При воздействии вибраций происходят изменения магнитной проницаемости сердечника и, следовательно, изменения магнитного потока в объеме ИП. Величина сигнала помехи, вызванного изменениями  $\mu_{отн}$ , в некоторых конструкциях может более чем на порядок превышать помеху от изменений угла наклона.

Кроме помех, связанных с механическими воздействиями, в ИП индукционного типа возникают помехи, вызванные электрическими полями. В частности, катушка с ферромагнитным сердечником, предназначенная для измерений в инфранизкочастотном диапазоне, обычно имеет довольно большую длину (до 1 м), и тем самым может рассматриваться не только как магнитный, но также и как электрический диполь. При наличии в среде электрического

поля с напряженностью  $\vec{E}_m$  величина возникающего в ИП сигнала помехи от воздействия  $E_m$  может быть оценена по выражению

$$e_n = E_m l_0 \sin \Theta \frac{z_l}{z_l + z_0}, \quad (4.18)$$

где  $l_0$  — эквивалентная длина ИП как электрического диполя;  $\Theta$  — угол между вектором  $E_m$  и осью ИП;  $z_l$  — индуктивное сопротивление обмотки ИП;  $z_0$  — сопротивление ИП как электрического диполя.

При неизменных параметрах ИП сигнал  $e_n$  возрастает с увеличением частоты, поскольку при этом уменьшается соотношение  $z_0/z_l$ . Основным способом уменьшения влияния электрических полей на характеристики ИП является использование электрических экранов. Кроме этого, целесообразно уменьшать соотношение между длиной катушки и длиной сердечника: длинный сердечник улучшает чувствительность к магнитному полю, помеха же от электрических полей воспринимается только катушкой. Рекомендуется также применять секционную катушку с соответствующим симметричным подключением секций к входной цепи измерительного устройства.

**Вращающиеся преобразователи индукционного типа.** Зависимость чувствительности от частоты ЭМ поля значительно ограничивает возможности индукционных преобразователей. В частности, их нельзя использовать при исследовании сравнительно медленных вариаций, характерных для ветрового волнения, зыби и т. д. Повышение чувствительности на частотах менее 1 Гц, а также обеспечение возможности измерений постоянной составляющей индукции МПЗ и ее вариаций достигается путем вращения преобразователя в заданном направлении с заданной постоянной скоростью. В типичной конструкции (рис. 4.7, а), содержащей многовитковую рамку 1, установленную на оси 2 электродвигателя 4, вращение рамки обеспечивается в плоскости, параллельной вектору  $\vec{B}_3$ . ЭДС, возникающая в рамке, как и ранее, пропорциональна изменениям магнитного потока

$$e_k = -w_k \frac{d\Phi}{dt}.$$

Поскольку при  $B_3 = \text{const}$  во вращающейся системе

$$\frac{d\Phi}{dt} = -B_3 S_k \sin \alpha \frac{d\alpha}{dt},$$

то при заданной скорости вращения  $\Omega$  величина угла между осью рамки и вектором  $\vec{B}_3$  будет соответственно равна  $\Omega t$ , а его изменчивость  $\frac{d\alpha}{dt} = \Omega$ . В этом случае на выходе рамки возникает переменная ЭДС с частотой  $\Omega$

$$e_k = e_{kM} \sin \Omega t = w_k B_3 S_k \Omega \sin \Omega t, \quad (4.19)$$

а чувствительность преобразования

$$\frac{de_k}{dB_3} = \omega_k S_k \Omega \quad (4.20)$$

пропорциональна скорости вращения и является постоянной величиной.

Если  $B_3 \neq \text{const}$ , а содержит периодические вариации с частотой  $\omega$  и амплитудой  $B_M$

$$B_3 = B_{30} + B_M \sin \omega t,$$

то

$$e_k = (B_{30} + B_M \sin \omega t) \omega_k S_k \Omega \sin \Omega t - B_M \omega_k S_k \omega \cos \omega t \cos \Omega t, \quad (4.21)$$

т. е. появляется изменчивость чувствительности. Однако при  $\omega \ll \Omega$  этой изменчивостью в большинстве случаев можно пренебречь.

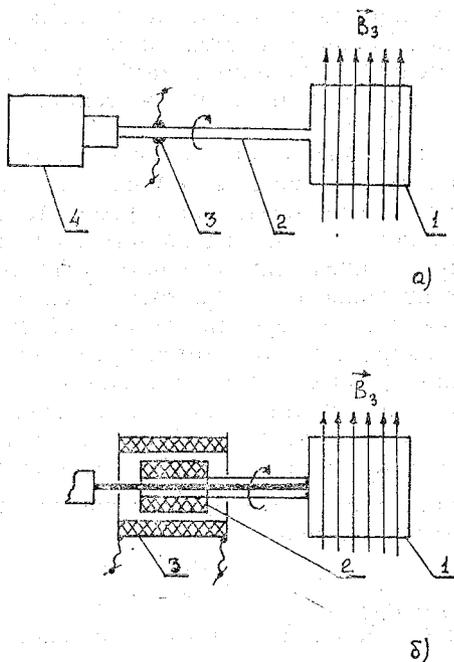


Рис. 4.7. Вращающиеся преобразователи

Наибольшую трудность при реализации вращающихся преобразователей вида (рис. 4.7, а) представляет съем сигнала  $e_k$ . В наиболее простом случае это осуществляется с помощью контактного коллектора 3. Однако при этом возникают помехи, снижающие возможный порог чувствительности. Более целесообразен бесконтактный съем сигнала (рис. 4.7, б). В этой конструкции рамка 1 подключена к катушке 2. Они расположены на одной оси и вра-

щаются совместно. Однако катушка 2 изолирована от влияния внешнего магнитного поля. Поскольку цепь замкнута, то индуцируемая в рамке 1 ЭДС  $e_k$  обуславливает прохождение тока по катушке 2. Вследствие индуктивной связи магнитное поле этого тока вызывает появление ЭДС в неподвижной катушке 3 ( $e_3$ ). ЭДС  $e_3$  используется как сигнал измерительной информации. Уровень помех, возникающих в бесколлекторной конструкции, существенно ниже, чем при наличии контактного коллектора. Однако здесь все равно существует ограничение по порогу чувствительности, связанное с тем, что сигнал помехи формируется на нечетных гармониках сигнала измерительной информации, причем преимущественно на его первой гармонике.

По сравнению с рассмотренными конструкциями лучшими свойствами обладают так называемые четногармонические преобразователи. Из них получили распространение  $\alpha$ -преобразователи, где периодически изменяется угол между вектором  $\vec{B}_3$  и осью чувствительного элемента, и  $S$ -преобразователи, где изменяется площадь элемента.

**Вращающийся четногармонический преобразователь ( $\alpha$ -преобразователь Барнетта).** Особенностью этого преобразователя является возможность принципиального разделения частот информационного сигнала и помех, создаваемых электроприводом цепи вращения. Это позволяет обеспечить весьма низкий порог чувствительности — до  $10^{-10}$  Тл.

В схематичном изображении преобразователь такого типа (рис. 4.8, а) содержит короткозамкнутое кольцо 2, вращающееся внутри неподвижной обмотки 1. Вращение обеспечивается двигателем 3. Если система находится во внешнем магнитном поле с индукцией  $\vec{B}_3$  и ось обмотки совпадает с направлением вектора  $\vec{B}_3$ , то внутри витка 2 индуцируется ЭДС и соответственно появляется ток. Магнитное поле этого тока изменяется с одинаковой частотой как по модулю, так и по направлению. В результате проекция вектора индукции этого поля на ось обмотки будет пропорциональна  $\cos^2 \Omega t$ , где  $\Omega$  — частота вращения. При  $B_3 = \text{const}$  суммарный магнитный поток через обмотку составит

$$\Phi_{\Sigma} = B_3 S - B_3 S \cos^2 \Omega t = 0,5 B_3 S (1 - \cos 2\Omega t) \quad (4.22)$$

при пренебрежении активным сопротивлением короткозамкнутого витка.

Соответственно наводимая в обмотке ЭДС равна

$$e_k = -\omega_k \frac{d\Phi_{\Sigma}}{dt} = \omega_k \Omega S B_3 \sin 2\Omega t, \quad (4.23)$$

т. е. имеет в два раза большую частоту, чем частота вращения, что, собственно, и позволяет легко избавиться от помех на частоте  $\Omega$ .

**Вибрационные преобразователи.** В вибрационных преобразователях также обеспечивается частотное разделение сигнала и помехи, но модуляция сигнала выполняется путем периодических изменений площади сечения чувствительного элемента, т. е. они являются *S*-преобразователями. Типичная конструкция (рис. 4.8, б) содержит цилиндр 3 из сегнетокерамики, например, типа  $PbZrO_3$ , на котором укреплена воспринимающая катушка 4. Electroды воздушждения 1 и 2 нанесены на внутренней и внешней поверхности цилиндра, причем внешний электрод 1 образует короткозамкнутое кольцо, а внутренний 2 имеет разрыв по всей длине цилиндра. Подключение электродов к источнику переменного ЭДС приводит к радиальным колебаниям цилиндра, при этом изменяется площадь кольца 1.

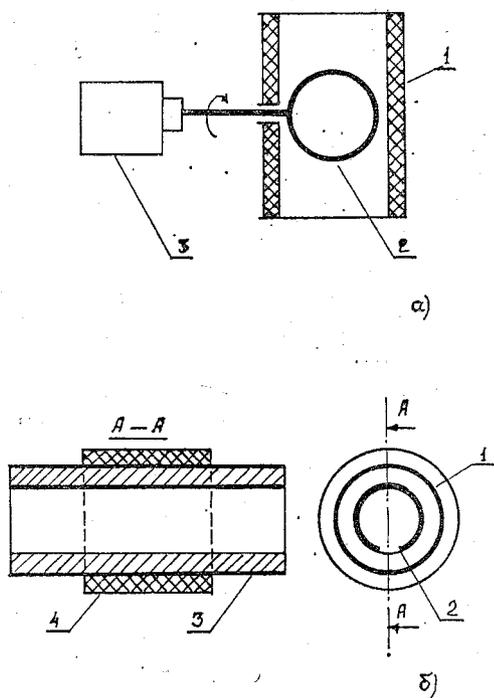


Рис. 4.8. Четногармонические преобразователи

Если преобразователь находится на внешнем поле с индукцией  $\vec{B}_3$ , то в таком случае в кольце наводится ЭДС и проходит переменный ток. Магнитное поле этого тока, как и в предыдущей конструкции, вызывает появление ЭДС в воспринимающей катушке 4. В результате ЭДС в катушке пропорциональна  $B_3$  и используется как сигнал измерительной информации.

Частота радиальных колебаний цилиндра равна удвоенной частоте возбуждающей ЭДС. Тем самым и ЭДС сигнала на выходе катушки 4 тоже имеет удвоенную частоту.

Чувствительность вибрационного преобразователя рассмотренной конструкции определяется выражением:

$$\left| \frac{de_{кМ}}{dB_s} \right| = \pi R_0^2 \Omega M_{21} E_m^2 Q \omega_h, \quad (4.24)$$

где  $R_0$  — радиус цилиндра;  $\Omega$  — частота возбуждения;  $M_{21}$  — коэффициент электрострикции;  $E_m$  — амплитуда электрического поля возбуждения;  $Q$  — механическая добротность цилиндра;  $\omega_h$  — число витков воспринимающей катушки.

Реальное значение чувствительности может достигать 2 В/Тл. Однако метрологические свойства все же хуже, чем у вращающихся четногармонических преобразователей. Это связано с трудностями обеспечения стабильной амплитуды колебаний цилиндра.

**Феррозондовые преобразователи.** Принцип искусственной модуляции измеряемого магнитного потока с выделением четногармонического сигнала измерительной информации получил свое дальнейшее развитие в феррозондовых преобразователях, которые в настоящее время рассматриваются как один из наиболее перспективных видов средств измерения слабых постоянных и медленно изменяющихся магнитных полей. Чувствительность феррозондов практически не зависит от частоты, при этом достигнутый в лучших конструкциях порог чувствительности составляет 0,1÷0,01 нТ.

Конструктивно феррозонд представляет собой устройство, состоящее из одного или двух ферромагнитных сердечников 1 с распределенными по их длине обмотками возбуждения 3 и 4 и измерения 2 (рис. 4.9, а). Обмотки возбуждения при наличии двух сердечников включены последовательно и встречно. Обмотка измерения охватывает оба сердечника. Сущность процессов, происходящих в феррозондовом преобразователе, обусловлена взаимодействием в объеме обоих сердечников внешнего (измеряемого) поля и вспомогательного переменного поля, формируемого током, подаваемым в обмотки возбуждения. При взаимодействии полей в измерительной обмотке наводится ЭДС, величина которой характеризует внешнее измеряемое поле. Можно считать, что при соответствующих размерах сердечник феррозонда намагничивается под действием проекции внешнего поля на его продольную ось и совершенно нечувствителен к магнитным полям, направленным по его продольной оси. В результате феррозонд во внешнем магнитном поле обладает диаграммой направленности, и ЭДС, индуцируемая в измерительной обмотке, будет пропорциональна проекции внешнего магнитного поля на ось феррозонда. Величина этой ЭДС

может быть определена из следующего соотношения:

$$e_k = -\omega_n \frac{d\Phi}{dt} = -\omega_n \frac{d}{dt} (H_0 \mu S_n) = -H_0 S_n \mu_0 \omega_n \frac{d\mu_d}{dt}, \quad (4.25)$$

где  $\Phi$  — магнитный поток в сердечнике;  $H_0$  — проекция напряженности измеряемого поля на продольную ось феррозонда;  $\mu_d$  — дифференциальная магнитная проницаемость сердечника;  $\omega_n$  — число витков измерительной обмотки;  $S_n$  — площадь поперечного сечения сердечника.

Вспомогательное поле, формируемое переменным током в обмотках возбуждения, вызывает периодические изменения дифференциальной магнитной проницаемости  $\mu_d$ , и именно в результате этого обеспечивается чувствительность феррозонда к  $H_0 = \text{const}$  и к сравнительно медленным вариациям  $H_0$ .

Дифференциальная магнитная проницаемость  $\mu_d$  связана с эффективной проницаемостью  $\mu_{эф}$  и соответственно с  $\mu_{отн}$ :

$$\mu_d = \frac{d}{dH} [H \mu_{эф}(H)] = \mu_{эф}(H) + H \frac{d\mu_{эф}(H)}{dH}, \quad (4.26)$$

т. е.  $\mu_d = \mu_{эф}$  только в случаях  $H=0$  либо  $d\mu_{эф}(H)/dH=0$ . В общем случае  $\mu_d \neq \mu_{эф}$ , причем нелинейность связи  $\mu_d(H)$  выражена значительно сильнее, чем у  $\mu_{эф}(H)$ .

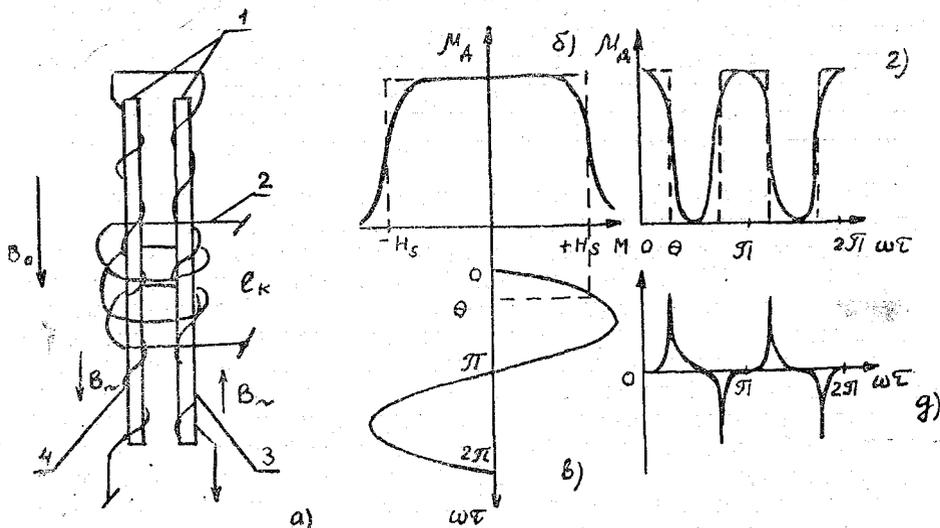


Рис. 4.9. Конструкция и принцип действия преобразователя в виде двухстержневого феррозонда

У феррозондов могут быть реализованы два режима работы. В первом из них в цепь возбуждения подается сумма слабого переменного и сильного постоянного токов. В таком случае значение  $\mu_d$  (рис. 4.9, б) смещается в сторону  $H_s$  и, благодаря наличию

слабой переменной составляющей, обеспечивается требуемая периодическая изменчивость  $\mu_d$  в каждом из сердечников. В отсутствие внешнего поля влияние этих изменений на сигнал в измерительной обмотке взаимно скомпенсировано и  $e_k = 0$ . При  $H_0 \neq 0$  и соответственно  $B_0 = \mu H_0 \neq 0$  вследствие нелинейности зависимости  $\mu_d(H)$  возникают различия в изменчивости  $\mu_d$  у обоих сердечников, а в результате — ЭДС в измерительной обмотке, пропорциональная  $B_0$ . Однако этот режим сравнительно редко используется. Как следует из описанного принципа, он требует очень высокой стабилизации постоянной составляющей тока возбуждения, что не всегда осуществимо.

Во втором режиме в цепь возбуждения подается только переменный ток, причем амплитуда этого тока такова, что создаваемое им магнитное поле  $H_1 = H_m \sin \omega t$  (рис. 4.9, в) периодически превышает напряженность магнитного насыщения  $H_s$ . Это происходит четыре раза за период. В результате изменения  $\mu_d$  происходят с удвоенной частотой (рис. 4.9, з). В отсутствие внешнего поля, как и ранее, влияние изменчивости  $\mu_d$  каждого из сердечников на сигнал в измерительной обмотке взаимно компенсируется. При  $B_0 \neq 0$  в обмотке появляется ЭДС в виде разнополярных импульсов, следующих с удвоенной частотой по отношению к току возбуждения (рис. 4.9, д).

У такого выходного сигнала можно выделить три характеристики, которые пропорциональны измеряемой индукции  $B_0$ : среднее значение ЭДС  $e_{k_{cp}}$ , пиковое значение  $e_{k_n}$  и амплитудное значение второй гармоники  $(e_k)_{2n}$ .

Среднее значение  $e_{k_{cp}}$  определяется выражением

$$e_{k_{cp}} = \frac{4}{\pi} \omega_n S \omega B_0 (\mu_{d \max} - \mu_{d \min}), \quad (4.27)$$

т. е. связано лишь с диапазоном изменчивости  $\mu_d$  и не зависит ни от вида характеристики  $\mu_d(H)$ , ни от закона изменения напряженности поля. Однако использование  $e_{k_{cp}}$  в качестве информационного сигнала малоцелесообразно, поскольку при этом фактически не отфильтровываются помехи, возникающие в измерительной обмотке вследствие прямого влияния обмоток возбуждения.

Пиковое значение  $e_{k_n}$  выражается через максимальное значение изменчивости  $\mu_d$

$$e_{k_n} = 2 \omega_n S \omega B_0 \left( \frac{d\mu_d}{dt} \right)_{\max}. \quad (4.28)$$

В этом варианте, как и в предыдущем, затруднена фильтрация помех и он сравнительно редко используется.

Наиболее распространено использование в качестве сигнала измерительной информации величины  $(e_k)_{2n}$  — амплитудного значения ЭДС 2-й гармоники. В общем случае выходная ЭДС  $e_k$  мо-

жет быть представлена как сумма четных гармоник

$$e_k = 4\omega_n S \omega B_0 \sum_{n=1}^{\infty} n \mu_{2n} \sin 2n\omega t, \quad (4.29)$$

где  $\mu_{2n}$  — амплитуды четных гармоник дифференциальной проницаемости.

Величина  $\mu_{2n}$  выражается формулой

$$\mu_{2n} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \mu_d(\omega t) \cos 2n\omega t d(\omega t), \quad (4.30)$$

где  $n=1, 2, 3 \dots$  — номера четных гармоник.

Чувствительность феррозонда по любой из четных гармоник

$$\left| \frac{d(e_k)_{2n}}{dB_0} \right| = 4n\omega_n S \omega \mu_{2n}. \quad (4.31)$$

Коэффициент  $\mu_{2n}$  очень зависит от номера гармоники и имеет максимальное значение для 2-й гармоники. Поэтому для этой гармоники (частота равна  $2\omega$ ) характерна максимальная чувствительность преобразования.

Кроме рассмотренной конструкции с двумя сердечниками (двухсердечьевого феррозонда) в практике магнитометрии находят применение также односердечьевые конструкции, конструкции с замкнутым тороидальным магнитопроводом, конструкции с поперечным возбуждением сердечников и др. [1]. Из них значительный интерес представляет тороидальная конструкция феррозонда, нашедшая применение в измерениях направления течения [13].

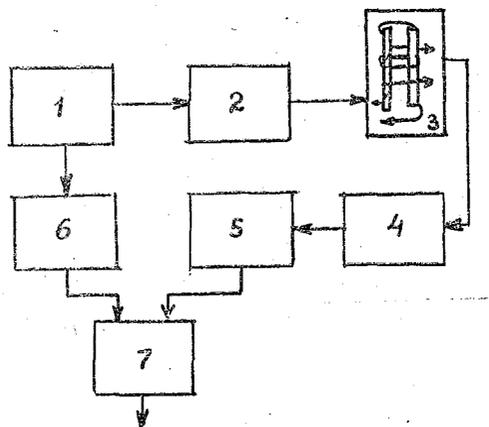


Рис. 4.10. Полная функциональная схема феррозондового преобразователя

В полном виде преобразователь магнитной составляющей ЭМ поля кроме самого феррозонда 3 (рис. 4.10) содержит источник возбуждения 1 с фильтром пропускания 2, настроенным на частоту

тока возбуждения (1-й гармоники), систему фильтров 4, содержащую заграждающий фильтр 1-й гармоники и фильтр пропускания 2-й гармоники, селективный усилитель 2-й гармоники 5, умножитель ( $\times 2$ ) частоты 6 и синхронный детектор 7. В результате на выходе синхронного детектора формируется выпрямленное напряжение, величина которого пропорциональна амплитудному значению второй гармоники  $(e_{h_m})_{2n}$ , а знак соответствует направлению вектора  $\vec{B}_0$ .

При необходимости выделить лишь переменную составляющую (вариации гидро- или аэрофизического происхождения) феррозонд 3 помещается внутрь компенсационной катушки, линейные размеры которой превышают размеры феррозонда для обеспечения однородности компенсирующего магнитного поля. Ток в катушку поступает либо от отдельного регулируемого источника, либо с выхода синхронного детектора. Но во втором случае между детектором и катушкой ставятся дополнительные узлы, обеспечивающие развязку измерительной и компенсационной цепей, а также устраняющие (сглаживающие) вариации  $\vec{B}_0$  в том частотном диапазоне, который подлежит измерениям, т. е. автоматически компенсируются только постоянная составляющая  $\vec{B}_0$  и те ее медленные вариации, которые не представляют интереса при выполняемом эксперименте.

Феррозондовые преобразователи являются одним из наиболее перспективных типов преобразователей для измерений слабых магнитных полей. Их предельный порог чувствительности оценивается примерно в  $5 \cdot 10^{-13}$  Тл, реально достигаемый в настоящее время составляет  $10^{-10} \div 10^{-11}$  Тл при практически постоянном коэффициенте преобразования в частотном диапазоне от 0 до нескольких сотен герц.

**Квантовые преобразователи.** В практике морских измерений получили широкое распространение квантовые магнитометры, обладающие высокой разрешающей способностью (до  $10^{-3}$  нТл) при измеряемом значении индукции МПЗ порядка  $5 \cdot 10^5$  нТл. Принцип их действия заключается в следующем.

При облучении паров некоторых щелочных металлов (рубидия, цезия и др.) светом волны определенной длины (оптическая накачка) производится ориентация магнитных моментов атомов. Это связано с тем, что атомы при облучении переходят из исходного энергетического состояния на наиболее высокий уровень, а уже оттуда, излучая соответствующие кванты света, — в так называемое метастабильное состояние — среднее между исходным и возбужденным состояниями. Атомы в метастабильном состоянии не возбуждаются под воздействием оптической накачки с установленной длиной волны. Если такая система находится в магнитном поле с индукцией  $\vec{B}_0$ , то становится возможным индуцировать переход атомов с метастабильного состояния на исходный энергетический уровень путем воздействия внешним радиочастотным

магнитным полем с частотой  $\omega_0 \sim \gamma_I B_0$ , где  $\gamma_I$  — гиромагнитное отношение. Индикация перехода легко осуществляется по интенсивности поглощения образцом света от источника оптической накачки. Действительно, если возрастает количество атомов на исходном энергетическом уровне, то усиливается процесс их перехода на наиболее высокий уровень, описанный выше, а значит, увеличивается поглощение от источника накачки.

Взаимосвязь между частотой резонанса и индукцией для применяемых в магнитометрах паров щелочных металлов в общем случае отличается от линейной, однако при  $B_0 \leq 10^{-4}$  Тл этой нелинейностью можно пренебречь. Тогда зависимость между сдвигом частоты и индукцией устанавливается через коэффициент  $\alpha$ , который составляет, например, для  $Rb^{87}$  примерно  $7 \cdot 10^9$  Гц·Тл<sup>-1</sup>,  $Rb^{85}$  —  $4,7 \cdot 10^9$  Гц·Тл<sup>-1</sup>, для  $Cs^{133}$  —  $3,5 \cdot 10^9$  Гц·Тл<sup>-1</sup>.

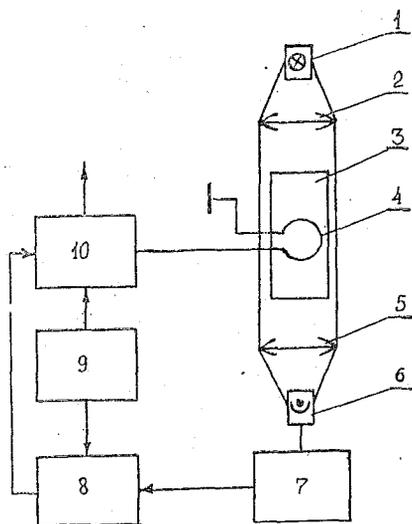


Рис. 4.11. Упрощенная схема квантового преобразователя

Схематически конструкция квантового преобразователя (рис. 4.11) содержит спектральную лампу 1 — источник оптической накачки, фокусирующую систему 2 с поляризатором, ячейку 3 с парами металла, катушку 4 возбуждения электромагнитного поля радиочастоты, приемную систему 5, фотодетектор 6, усилитель 7, синхронный детектор 8, модулятор 9 и управляемый генератор радиочастоты 10.

Принцип действия преобразователя состоит в следующем. С помощью модулятора 9 частота генератора 10 периодически изменяется, регулярно попадая на значение резонансной частоты

для возбужденных атомов в ячейке 3. При совпадении частот максимальное поглощение света ячейкой 3, поэтому периодически изменяется световой поток, попадающий на фотодетектор 6. Усиленный сигнал с фотодетектора в общем случае не совпадает по фазе с сигналом модулятора 9. Разность между ними выделяется в синхронном детекторе 8 и поступает в виде напряжения на управляющий вход генератора 10. В результате частота генератора изменяется, подстраиваясь под значение резонансной частоты ячейки.

Кроме модуляции частоты генератора в преобразователях может модулироваться величина измеряемой индукции. Принципиальная схема при этом остается практически такой же, лишь изменяются режимы работы ее отдельных узлов. При модуляции индукции играет роль тот факт, что значение резонансной частоты ячейки изменяется пропорционально индукции и при неизменной частоте генератора 10 в фотодетекторе 6 формируется, как и ранее, переменный сигнал с частотой, соответствующей частоте модуляции.

Преобразователи рассмотренного типа характеризуются малой инструментальной погрешностью — порядка  $\pm 0,005\%$  и низкими значениями порога чувствительности ( $\approx 0,01 \div 0,005$  нТл), что позволяет их широко использовать при измерениях магнитных полей гидрофизических источников. Определенным недостатком является их сравнительно малое быстродействие, практически не позволяющее производить измерения переменных полей с частотами выше 1 Гц. Дело в том, что при необходимости реализовать высокую разрешающую способность, например,  $\approx 0,01$  нТл, необходимо существенно увеличивать длительность процесса измерения, поскольку изменения частоты при таком изменении индукции составляют всего лишь 0,05 Гц ( $Rb^{85}$ ) либо 0,07 ( $Rb^{87}$ ), что следует из приведенных выше значений коэффициентов  $\alpha$ . При этом возможности, связанные с умножением частоты, довольно ограничены.

Результат преобразования зависит от ориентации  $\Theta$  оптической оси ячейки относительно измеряемого вектора индукции. Эта зависимость пропорциональна  $\cos^2\Theta$ .

Значительный интерес представляют автогенераторные квантовые преобразователи (спиновые генераторы), у которых обеспечиваются условия самовозбуждения на резонансной частоте ячейки. Их порог чувствительности может достигать  $0,02 \div 0,002$  нТл при диаграмме направленности вида  $\sin\Theta \cos\Theta$ , однако при этом выше погрешность, чем у предыдущего варианта, из-за собственных фазовых сдвигов в схеме генератора.

В настоящее время также разработаны преобразователи, позволяющие измерять модуль вектора магнитной индукции, а также градиент индукции.

**Преобразователи на основе эффекта Джозефсона.** Эффект Джозефсона проявляется в области контакта сверхпроводника и нормального металла либо двух сверхпроводников, разделенных тонким слоем диэлектрика (1...2 нм). Ток через переход при отсут-

ствии внешнего магнитного поля обуславливается туннелированием электронов, а также так называемых куперовских пар (объединений из двух электронов). Переход пар происходит со стороны сверхпроводника с более высоким уровнем Ферми в сверхпроводник с более низким уровнем, при этом выделяется энергия  $qv$ , равная разности уровней. Эта энергия излучается в виде электромагнитной волны с частотой

$$\omega = \frac{2qv}{h}, \quad (4.32)$$

где  $h$  — постоянная Планка.

Ток туннелирования пар через переход осциллирует с такой же частотой, т. е. зона перехода может рассматриваться как генератор колебаний.

При воздействии внешнего магнитного поля величина максимального тока изменяется в соответствии с выражением

$$I_m = I_{m0} \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi\Phi_0}{\Phi}\right)}{\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}} \right|, \quad (4.33)$$

где  $\Phi$  — магнитный поток, перпендикулярный направлению тока;  $\Phi_0$  — значение кванта магнитного потока.

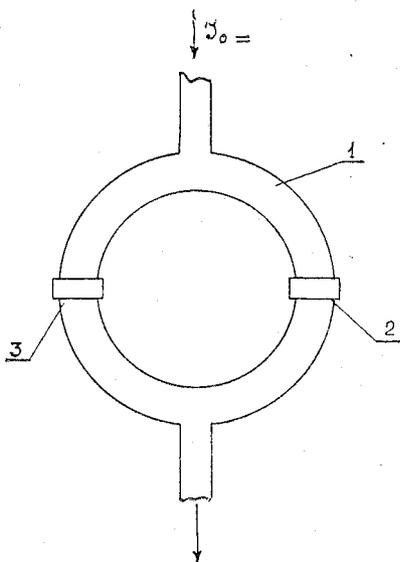


Рис. 4.12. Преобразователь с двумя джозефсоновскими переходами

Типичной конструкцией преобразователя напряженности магнитного поля является кольцо 1 (рис. 4.12) из сверхпроводника с двумя джозефсоновскими переходами 2 и 3. Через кольцо пропу-

скают ток  $I_0$ , немного превышающий ожидаемую величину  $I_m$ , причем  $I_m$  в случае кольца с двумя переходами в отличие от (4.33) изменяется по косинусоидальному закону:

$$I_m = 2I_{m0} \cos \frac{\pi\Phi}{\Phi_0}. \quad (4.34)$$

В результате общий ток при увеличении магнитного потока уменьшается. Величина же падения напряжения на переходе при этом возрастает, причем напряжение осциллирует в противофазе с током.

Преобразователь обычно используется в компенсационном варианте. Усиленное и выпрямленное напряжение с перехода подается на компенсационную катушку, создающую магнитный поток, равный по величине и противоположно направленный измеряемому. Сигналом измерительной информации в таком варианте является величина тока через катушку.

В качестве сверхпроводника при изготовлении преобразователя чаще всего используется ниобий. Разделительная диэлектрическая пленка создается его окислом.

Порог чувствительности преобразователей на основе эффекта Джозефсона намного выше, чем у других типов. Их широкое использование в настоящее время сдерживается, в основном, технологическими трудностями, в частности, необходимостью обеспечения условий сверхпроводимости, т. е. глубокого охлаждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев Ю. В., Студенцов Н. В., Щелкин А. П. Магнитометрические преобразователи, приборы, установки. — Л.: Энергия, 1972.—272 с.
2. Богородский В. В., Гаврило В. П. Лед. Физические свойства. Современные методы гляциологии. — Л.: Гидрометеоздат, 1980.—383 с.
3. Бычков В. С., Жмур В. В., Лапшин В. Б. Об электромагнитных эффектах при колебаниях заряженной поверхности моря. — Геомagnetизм и аэрономия, 1979, т. 19, № 4, с. 15—18.
4. Деменицкая Р. М., Городницкий А. М. Измерение электрических полей в океане. Тр. «Севморгео», т. 181. Л.: Недра, 1979.—86 с.
5. Доронин Ю. П. Взаимодействие океана и атмосферы. — Л.: Гидрометеоздат, 1981.—288 с.
6. Еремшин В. Ф. и др. Измеритель напряженности электрического поля в проводящей среде с объемной базой измерения. — В сб.: Изучение глубинного строения земной коры и верхней мантии на акваториях морей и океанов электромагнитными методами. — М.: ИЗМИРАН, 1981. — с. 35—40.
7. Карнаушенко Н. Н., Жилина А. И. Возможность диагностики вихрей открытого океана путем измерения электромагнитных полей. Проблемы исследования электромагнитных полей на акваториях. Матер. 5 Всес. семинара. Звенигород 1983 (1984), с. 98—105.
8. Пантелеев И. Г., Сочельников В. В. Влияние электропроводности окружающей среды на электромагнитное поле течений в шельфовой зоне. — Тр. ЛГМИ, 1988, вып. 100. — с. 129—135.
9. Парселл Э. Электричество и магнетизм. Берклеевский курс физики, т. II. М.: Наука, 1975.
10. Перельман М. Е., Хатиашвили Н. Г. О радиоизлучении при хрупком разрушении диэлектриков. — Докл. АН СССР, 1981, т. 256, № 4. — с. 824—827.
11. Попов Н. И., Федоров К. Н., Орлов В. М. Морская вода. — М.: Наука, 1979.—327 с.
12. Сочельников В. В. Основы теории естественного электромагнитного поля в море. — Л.: Гидрометеоздат, 1979.—215 с.
13. Степанюк И. А. Океанологические измерительные преобразователи. — Л.: Гидрометеоздат, 1986.—272 с.
14. Степанюк И. А. Вариации электрического и магнитного полей в приводном слое атмосферы при морском волнении. — В сб.: Структура и динамика вод Мирового океана. — Л., изд. ЛГМИ, 1983, вып. 80, с. 140—146.
15. Степанюк И. А. Формирование вариаций электрического поля в приводном слое атмосферы в условиях волнения. — В сб.: Моделирование и экспериментальные исследования гидрологии шельфовых морей. Л., изд. ЛГМИ, 1988, вып. 100, с. 135—142.
16. Трофимов И. Л. К изучению электромагнитного поля, вызванного движением воды в безграничном море. — Геомagnetизм и аэрономия, 1979, т. XIX, № 1, (126—134).
17. Физика океана. Под ред. Ю. П. Доронина. — Л.: Гидрометеоздат, 1978.
18. Шулейкин В. В. Физика моря. — М.: Наука, 1968.—1083 с.
19. Vonnegui B. Electric potential above ocean waves. — J. Geoph. Res, 1974, 79, N 24, p. 3480—3481.

## СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

Введение . . . . .	3
<b>1. Макроскопические электромагнитные свойства морской воды и льда . . . . .</b>	<b>6</b>
1. Электромагнитные свойства морской воды . . . . .	6
1.2. Макроскопические электромагнитные свойства морского льда . . . . .	13
1.3. Уравнения, описывающие электромагнитное поле океана . . . . .	16
<b>2. Основные электромагнитные поля океана . . . . .</b>	<b>18</b>
2.1. Магнитное поле Земли . . . . .	18
2.2. Электромагнитное поле океана динамической природы . . . . .	20
2.3. Электромагнитное поле, генерируемое поверхностными волнами . . . . .	22
2.4. Генерация электромагнитного поля течениями . . . . .	27
2.5. Теория теллурических токов в океане . . . . .	33
<b>3. Специфические электромагнитные поля, возбуждаемые гидро- и аэрофизическими процессами в зоне раздела океан — атмосфера . . . . .</b>	<b>38</b>
3.1. Общие положения . . . . .	38
3.2. Специфические электромагнитные поля, возбуждаемые в приводном слое атмосферы в условиях морского волнения . . . . .	40
3.3. Электромагнитный «голос моря» . . . . .	48
3.4. Электромагнитные поля радиодиапазона, возбуждаемые в морском ледяном покрове . . . . .	51
<b>4. Методы измерений характеристик морских электромагнитных полей . . . . .</b>	<b>54</b>
4.1. Методы измерений электрической составляющей электромагнитного поля . . . . .	54
4.2. Технические средства измерений. Измерительные преобразователи . . . . .	57
4.3. Методы измерений магнитной составляющей электромагнитного поля . . . . .	65
4.4. Технические средства измерений. Измерительные преобразователи магнитного поля и его вариаций . . . . .	67

## CONTENTS

<i>Introduction</i> . . . . .	3
<b>1. Macroscopic electromagnetic properties of sea water and ice</b> . . . . .	6
1.1. Electromagnetic properties of sea water . . . . .	6
1.2. Macroscopic electromagnetic properties of sea ice . . . . .	13
1.3. Equations for discription of an electromagnetic field of the ocean . . . . .	16
<b>2. Fundamental electromagnetic fields of the ocean</b> . . . . .	18
2.1. The magnetic field of the Earth . . . . .	18
2.2. The ocean electromagnetic field of the dynamic nature . . . . .	20
2.3. The electromagnetic field generated by surface waves . . . . .	22
2.4. Generation of the electromagnetic field by currents . . . . .	27
2.5. Theory of the telluric electric currents in the ocean . . . . .	33
<b>3. Specific electromagnetic fields, generated by hydro- and airphysical processes in the vicinity of the atmosphere — ocean boundary</b> . . . . .	38
3.1. General description . . . . .	38
3.2. Specific electromagnetic fields, generated in the atmosphere boundary layer under influence of sea waves . . . . .	40
3.3. An electromagnetic „sea voice” . . . . .	48
3.4. Low frequency electromagnetic fields, generated in sea ice . . . . .	51
<b>4. Methods of measurements characteristics of sea electromagnetic fields</b> . . . . .	54
4.1. Methods of measurements electric component of electromagnetic fields . . . . .	54
4.2. Methods of measurements magnetic component of electromagnetic fields . . . . .	52

ЮРИЙ ПЕТРОВИЧ ДОРНИН  
ИВАН АНТОНОВИЧ СТЕПАНИУК

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ОКЕАНА**

**Учебное пособие**

Редактор *О. С. Крайнова*

---

Сдано в набор 8.01.92. Подписано в печать 07.09.92. Формат бумаги 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>.  
Бумага тип. № 2. Лит. гарн. Печать высокая. Печ. л. 5,5. Уч.-изд л. 6,0  
Тираж 300 экз. Темплан 1992 г. поз 179. Зак. 1. С № 3.  
РГГМИ, 195196, Малоохтинский пр., 98.

---

Типография ВВМУП им. Ленинского комсомола

