

УДК 532

АНАЛІЗ ЗБУРЕНЬ МАГНІТНОГО ПОЛЯ, ВИКЛИКАНИХ РУХОМ ТІЛА В ЕЛЕКТРОПРОВІДНІЙ РІДИНІ

І. М. ГОРБАНЬ

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

Одержано 23.07.2009

Розроблено чисельний алгоритм для моделювання вторинних магнітних полів, які генеруються рухами електропровідної рідини в магнітному полі Землі. На його основі одержані оцінки інтенсивностей та лінійних розмірів магнітних полів, індукованих на поверхні океану та у повітрі над ним потенційним гідродинамічним полем, викликаним рухом тіла в морській воді. Розрахунки виявили залежність горизонтальних компонент збуреного магнітного поля від напрямку руху тіла відносно північного магнітного напрямку. Одержано також, що інтенсивність магнітних збурень згасає по експоненті з віддаленням тіла від вільної поверхні і є пропорційною до швидкості його руху.

Разработан численный алгоритм для моделирования вторичных магнитных полей, которые генерируются движениями электропроводящей жидкости в магнитном поле Земли. На его основе получены оценки интенсивностей и линейных размеров магнитных полей, индуцированных на поверхности океана и в воздухе над ним потенциальным гидродинамическим полем, вызванных движением тела в морской воде. В расчетах выявлена зависимость горизонтальных компонент возмущенного магнитного поля от направления движения тела относительно северного магнитного направления. Получено также, что интенсивность магнитных возмущений затухает по экспоненциальному закону с удалением тела от свободной поверхности и пропорциональна скорости его движения.

A numerical algorithm is developed to simulate secondary magnetic fields induced by the motion of conductive sea water in the Earth's electromagnetic field. It is applied to derive strength and linear sizes of the fields generated on the ocean free surface and in air by a moving body. The calculations revealed the dependency of magnetic field horizontal components on the body trajectory relative to the magnetic north. The intensity of magnetic disturbances is obtained to decay as exponent when removing the body from the free surface and it is proportional to the body velocity.

ВСТУП

Дослідження змін, які відбуваються в електромагнітному полі Землі, мають велике значення для вирішення геологічних проблем, а також для прогнозування розвитку природних процесів, включаючи катаклізми. На генерацію збурень глобального електромагнітного поля впливають різні фактори: зміни космічних електромагнітних полів, потоки метеорів, магнітні бурі, магнітогідродинамічні хвилі в іоносфері та екзосфері.

Природні електромагнітні поля морів і океанів є частиною відповідних полів Землі і мають значні особливості, пов'язані з тим, що морська вода є електропровідним середовищем. Джерела збурень електромагнітних полів в океані можна розділити на зовнішні до нього і внутрішні. Останні викликаються хімічними і біологічними процесами в океані, а також рухами морської води. Загальні проблеми формування електромагнітних полів в океані викладені в монографіях [1 – 3], де теоретичними і експериментальними методами проведено частотний аналіз збурень електромагнітного поля та виявлено основні джерела цих збурень для кожної частини спектру. Зокрема показано, що динаміка морського середовища є важливим фактором, який викликає збурення електромагнітного поля в океані у діапазоні наднизьких частот. Принципи генерації електромагнітного поля руха-

ми води в океані викладені в роботі [4]. Важливими гідродинамічними джерелами збурень магнітного поля є поверхневі та внутрішні хвилі, вихори, які утворюються при взаємодії підводних течій або пов'язані з обтіканням підводних гір та інших нерівностей дна, придонні течії, гідродинамічні поля різної природи, турбулентність та ін. З появою нових високочутливих приладів для вимірювання збурень магнітного поля (типу SQUID) виникла можливість дослідження слабких полів, викликаних гідродинамічними джерелами з малими просторовими та часовими масштабами, такими, наприклад, як потенційні або вихрові поля, пов'язані з обтіканням тіл або нерівностей дна [5]. Це дозволяє суттєво поліпшити моніторинг морів та океанів шляхом ідентифікації гідродинамічних джерел на основі даних магнітних вимірювань. Для розв'язання задачі про визначення характеристик гідродинамічного поля за результатами вимірювань електромагнітних збурень необхідно провести порівняльний аналіз електромагнітних полів, викликаних різними гідродинамічними джерелами.

В даній роботі проведено чисельне моделювання вторинного магнітного поля, яке генерується рухом тіла під водою. На його основі проаналізовано вплив параметрів гідродинамічного поля на інтенсивність електромагнітних збурень та зроблено оцінки лінійних параметрів магнітних полів на

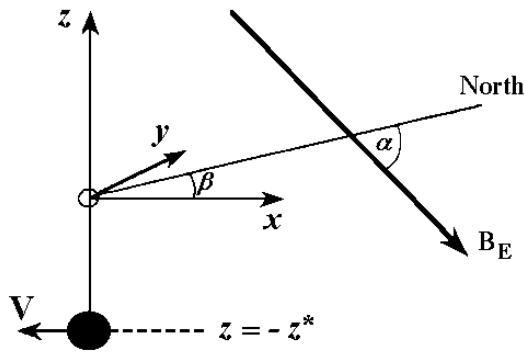


Рис. 1. Система координат.

поверхні океану та у повітрі, які можуть бути виміряні сучасною апаратурою.

1. МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ

Нехай гідродинамічне джерело збурень електромагнітного поля розташоване на заданій глибині z^* від поверхні моря. Введемо пов'язану з ним систему координат $Oxyz$, початок якої знаходиться на поверхні моря, вісь Oz направлена вертикально вгору, вісь Ox протилежна до напрямку руху джерела, а напрямок осі Oy задано таким чином, щоб ця система координат була правосторонньою (рис. 1). Вважаємо, що амплітуда поверхневих хвиль є набагато меншою, ніж їхня довжина, тоді поверхню океану можна вважати плоскою, $z = 0$. Вплив дна тут не враховується, тобто вважається, що морська вода займає всю півплощину $z \leq 0$. При $z > 0$ виконуються рівняння для повітря.

Напрямок магнітного поля Землі відносно системи $Oxyz$ задається вектором геомагнітної індукції:

$$\vec{B}_E = B_E \cdot \vec{e}_0, \quad (1)$$

$$\vec{e}_0 = (\cos \alpha \cos \beta, \cos \alpha \sin \beta, -\sin \alpha),$$

де α – кут магнітного схилення; β – кут між віссю Ox і північним магнітним напрямком, B_E – геомагнітна індукція; $B_E = 5 \cdot 10^4$ нТ.

Рух тіла викликає переміщення води в океані, внаслідок чого генеруються вторинні електромагнітні поля. Індуковані магнітне та електричне поля пов'язані між собою рівняннями Максвелла, які в системі СІ мають наступний вигляд [6]:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_e, \quad (5)$$

де $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$; $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}$ – вектори магнітної та електричної індукції відповідно; $\vec{H}$, $\vec{E}$ – напруженості магнітного та електричного полів; μ_0, ε_0 – магнітна та діелектрична постійні ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, $\varepsilon_0 = 10^7/4\pi c^2$, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с); ρ_e – густина вільних зарядів; $\vec{J}$ – провідність; $\partial \vec{D}/\partial t$ – струм зміщення.

Зв'язок між струмом провідності $\vec{J}$ і полями $\vec{B}$, $\vec{E}$ встановлює узагальнений закон Ома для провідників, що рухаються [7]:

$$\vec{J} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (6)$$

де σ – електропровідність середовища; $\vec{v}$ – швидкість руху провідника.

Рівняння (2) – (5) значно спрощуються, якщо врахувати властивості електромагнітних полів, які генеруються в океанському середовищі та у повітрі. Відомо [8], що об'ємна густина зарядів у морській воді є близькою до нуля, тобто в рівнянні (5) можна покласти $\rho_e = 0$.

В роботах [3, 9] показано, що для відносно повільних рухів морської води струм зміщення $\partial \vec{D}/\partial t$ є значно меншим за струм провідності і ним можна знехтувати. Внаслідок низької провідності морської води, індуковані в океані вторинні магнітні поля є значно меншими за глобальне магнітне поле Землі. Тому з достатньо високою точністю можна вважати справедливим співвідношення $\vec{v} \times \vec{B} \cong \vec{v} \times \vec{B}_E$. Враховуючи також те, що електропровідність повітря є дуже низькою, рівняння Максвелла набувають наступного вигляду:

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (7)$$

$$\nabla \vec{H} = \begin{cases} \sigma_0(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}_E), & z < 0, \\ \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, & z > 0, \end{cases} \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0, \quad (9)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0, \quad (10)$$

де σ_0 – електропровідність морської води; $\vec{v}$ – швидкість руху води в океані.

Крім того, для нестисливої рідини, якою є морська вода, повинно виконуватися рівняння нерозривності:

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0. \quad (11)$$

Застосовуючи операцію rotor до рівняння (8) та враховуючи (7) і (9), одержимо рівняння індукції

магнітного поля у наступному вигляді:

$$\begin{cases} \nabla^2 \vec{H} = \sigma_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \sigma_0 \mu_0 [\nabla \times (\vec{v} \times \vec{H}^\circ)], & z < 0, \\ \nabla^2 \vec{H} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}, & z > 0, \end{cases} \quad (12)$$

де $\vec{H}^\circ$ – напруженість магнітного поля Землі, $\vec{H}^\circ = H^\circ \cdot \vec{e}_0$.

Враховуючи, що вода і повітря є немагнетиками, на поверхні розділу виконується гранична умова рівності магнітних напружень:

$$\vec{H}(z = -0) = \vec{H}(z = +0). \quad (13)$$

Відзначимо, що розв'язки для збурень магнітного поля задовольняють відомій граничній умові неперервності нормальної складової електричного струму на поверхні моря [9]:

$$J_z(z = -0) = J_z(z = +0).$$

Крім того, задовольняється умова затухання збурень магнітного поля далеко від тіла:

$$\vec{H} \rightarrow 0 \text{ при } x \rightarrow \pm\infty, y \rightarrow \pm\infty, z \rightarrow +\infty. \quad (14)$$

Одержані рівняння (12) та умови (13), (14) дозволяють розглядати гідродинамічну та електромагнітну задачі окремо. При розв'язанні гідродинамічної задачі знаходиться поле швидкості, викликане рухом тіла. Після цього з рівняння (12) при $z < 0$ визначаються характеристики вторинного магнітного поля в океані. Оберненим впливом індукованих магнітних полів на переміщення рідини можна знехтувати через низьку провідність морської води. Збурення магнітного поля у повітрі (при $z > 0$) знаходяться по відомому розподілу напруженості магнітного поля на поверхні океану з урахуванням умов (13) на границі розділу води і повітря. Враховуючи, що провідність повітря є набагато нижчою за провідність морської води, правомірним є припущення, що на процес формування магнітних полів в океані не впливають збурення цих полів у повітрі.

2. МЕТОДИКА РОЗРАХУНКІВ

Для розв'язання рівнянь (12) використовується підхід, який ґрунтується на їх лінеаризації [3, 5]. Якщо розкласти напруженість магнітного поля $\vec{H}$ на дві складові – збурену $\vec{H}'$ та геомагнітну: $\vec{H}^\circ$ –

$$\vec{H} = \vec{H}' + \vec{H}^\circ,$$

і вважати, що збурене поле $\vec{H}'$ є малим у порівнянні з геомагнітним полем $\vec{H}^\circ$, то перше з рівнянь

(12) (при $z < 0$) можна лінеаризувати відносно вектор-функції

$$\vec{h}(x, y, z, t) = \frac{\vec{H}'}{\vec{H}^\circ}$$

і звести до наступного вигляду:

$$\frac{\partial \vec{h}}{\partial \tau} - \frac{1}{\text{Re}_m} \Delta \vec{h} = \vec{F}. \quad (15)$$

Тут $\vec{h}$ – збурення магнітного поля, віднесене до магнітного поля Землі; $\text{Re}_m = \mu_0 \sigma_0 V L$ – магнітне число Рейнольдса; V , L – характерні швидкість і масштаб гідродинамічного поля; $\tau = t/V L$. Функція $\vec{F}(F_x, F_y, F_z) = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{e}_0)$ описує вплив гідродинамічного поля на генерацію збурень.

Рівняння (15) дозволяє визначити нестационарні характеристики збурень магнітного поля в зв'язаній системі координат Oxy , коли змінюється швидкість руху тіла чи циркуляція супутньої завихреної течії або при наявності у сліді вихрових структур, що рухаються нестационарно.

Для стаціонарного гідродинамічного поля рівняння (15) переходить у рівняння Пуассона:

$$\Delta \vec{h} = -\text{Re}_m \cdot \vec{F}. \quad (16)$$

Зазначимо, що кожне з векторних рівнянь (15), (16) розпадається на три рівняння відносно компонент h_x, h_y, h_z вектор-функції $\vec{h}$. Праві частини цих рівнянь описують вплив відповідних складових гідродинамічного поля F_x, F_y, F_z . Вони знаходяться з наступного виразу:

$$F_p = e_{0x} \frac{\partial v_p}{\partial x} + e_{0y} \frac{\partial v_p}{\partial y} + e_{0z} \frac{\partial v_p}{\partial z}. \quad (17)$$

Тут і далі p позначає індекс напрямку гідродинамічного поля, тобто $p \rightarrow x, y, z$, $v_p \rightarrow v_x, v_y, v_z$ – компоненти вектора швидкості; $F_p \rightarrow F_x, F_y, F_z$ – складові функції впливу гідродинамічного поля.

Безрозмірне рівняння (12) відносно змінної $\vec{h}$ при $z > 0$ має вигляд:

$$\frac{\omega^2 L^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial \tau^2} = \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial \zeta^2}, \quad (18)$$

де $t = T\tau$; $x = L\xi$; $y = L\eta$; $z = L\zeta$; $\omega = 1/T$ – характерна частота процесу поширення електромагнітних хвиль.

Рівняння (18) в діапазоні наднизьких частот переходить у рівняння Лапласа [5]:

$$\nabla^2 \vec{h} = 0. \quad (19)$$

3. ЧИСЕЛЬНИЙ АЛГОРИТМ

Враховуючи, що рівняння (15), (16) для збурень магнітного поля є лінійними, їхні розв'язки можуть бути побудовані за допомогою функції Гріна [3, 10]. Розв'язком рівняння Гельмгольца (15) є наступний багатовимірний інтеграл:

$$h_p(x_0, y_0, z_0, \tau) = \int_0^\tau \int_Q \frac{1}{\left(2\sqrt{\frac{\pi\tau'}{\text{Re}_m}}\right)^3} \times \\ \times \exp\left[-\text{Re}_m \frac{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2 + (z_0 - z)^2}{4\tau'}\right] \times \\ \times F_p(x, y, z, \tau') dx dy dz d\tau'. \quad (20)$$

Розв'язок стаціонарної задачі Пуассона (16) має вигляд:

$$h_p(x_0, y_0, z_0) = -\frac{\text{Re}_m}{4\pi} \times \\ \times \int_Q \frac{1}{\sqrt{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2 + (z_0 - z)^2}} \times \\ \times F_p(x, y, z) dx dy dz. \quad (21)$$

Тут Q – об'єм рідини, що рухається, тобто область, в якій виконується умова $F_p(x, y, z) \neq 0$; (x_0, y_0, z_0) – точка простору, в якій обчислюються збурення. Для поверхні океану $z_0 = 0$.

Для обчислення інтегралів (20), (21) на поле течії (при $z \leq 0$) накладається просторова сітка, яка складається з однакових кубічних елементів Q_{ijk} . У вузлах сітки задаються відповідні функції гідродинамічного поля $F_p(x_{ijk}, y_{ijk}, z_{ijk})$. Об'ємні інтеграли обчислюються по кожному елементу Q_{ijk} за допомогою методу Монте-Карло, який дозволяє звести тривимірний інтеграл по простору до послідовного обчислення одновимірних інтегралів за схемою:

$$\int_{Q_{ijk}} f(x, y, z) dx dy dz = \\ = \int_{x_i}^{x_{i+1}} dx \int_{y_j(x)}^{y_{j+1}(x)} dy \int_{z_j(x,y)}^{z_{j+1}(x,y)} f(x, y, z) dz. \quad (22)$$

Зважаючи на простоту області інтегрування, знаходження границь внутрішніх інтегралів у (22) є нескладною задачею, а гладкість підінтегральних функцій зумовлює використання гаусовських квадратур для обчислення одновимірних інтегралів з достатньо високою точністю.

Інтеграл по простору знаходиться додаванням одержаних результатів інтегрування по елементарним об'ємам. Для знаходження інтегралу по часові використовується наступна формула [10]:

$$I = \int_0^T \frac{1}{\tau^{3/2}} e^{(-\chi/\tau)} d\tau = \sqrt{\frac{\pi}{\chi}} \left[1 - \Phi\left(\sqrt{\frac{\chi}{\tau}}\right) \right],$$

де $\Phi(t)$ – функція похибки.

Для рівняння Лапласа (19) у півпросторі $z > 0$ розв'язок записується за допомогою функції Гріна [10]:

$$G(x, y, z, \xi, \eta, \zeta) = \frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{1}{\sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2}} - \right. \\ \left. - \frac{1}{\sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z + \zeta)^2}} \right\}. \quad (23)$$

Використовуючи формулу Гріна, одержуємо розв'язок задачі для складових вектор-функції $\vec{h}$ при $z > 0$ у вигляді:

$$h_p(x_0, y_0, z_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial G}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta=0} h_p(\xi, \eta, 0) d\xi d\eta, \quad (24)$$

де (x_0, y_0, z_0) – точка над поверхнею океану, в якій визначаються збурення магнітного поля.

Враховуючи, що джерелом збурень магнітного поля у повітрі є область S , розташована на поверхні моря, вираз (24) може бути переписаний наступним чином:

$$h_p(x_0, y_0, z_0) = \int_S \frac{1}{4\pi} \frac{2z}{[(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2]^{3/2}} \times \\ \times h_p(\xi, \eta, 0) d\xi d\eta. \quad (25)$$

Для обчислення поверхневого інтегралу (25) використовується така сама методика, що і при знаходженні об'ємного інтегралу (21). Цей підхід потребує інтерполяції функцій h_x, h_y, h_z в довільних точках поверхні $z = 0$ по величинах, заданих у вузлах сітки.

4. ГІДРОДИНАМІЧНЕ ПОЛЕ

Розглядається випадок, коли джерелом збурень магнітного поля є гідродинамічне поле, генероване рівномірним рухом осесиметричного видовженого тіла (овоїда). Тіло моделюється парою “джерело-стік”, які розташовані вздовж осі Ox симетрично

відносно початку координат. Гідродинамічний потенціал у системі координат $Oxyz$, яка зв'язана з тілом, має вигляд [11]:

$$\varphi^0 = \frac{q}{4\pi} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-a)^2 + y^2 + (z-z^*)^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x+a)^2 + y^2 + (z-z^*)^2}} \right), \quad (26)$$

де q – потужність джерела та стоку; a – відстань від джерела (стоку) до початку координат; z^* – глибина, на якій рухається тіло.

Параметри q і a знаходяться через видовження тіла L з наступної системи нелінійних рівнянь:

$$(L^2 - a^2)^2 = \frac{aqL}{\pi}, \quad a^2 + 1 = \frac{a^2 q^2}{\pi^2}. \quad (27)$$

На незначних глибинах руху тіла z^* ($z^* \leq 10L$) необхідно враховувати вплив вільної поверхні. В цьому випадку при малих числах Фруда для потенціалу течії Φ наближено виконується гранична умова [12]

$$\Phi|_{z=0} = 0. \quad (28)$$

З (28) випливає, що задача визначення потенціалу зводиться до розгляду руху двох тіл, які розташовані симетрично відносно площини $z = 0$ та рухаються паралельно до неї у протилежні боки [12].

Якщо φ^0 – потенціал швидкості тіла, центр якого розташований у точці (x^*, y^*, z^*) , φ_0^* – аналогічна функція для тіла з центром у точці $(x^*, y^*, -z^*)$, то Φ можна знайти з рівнянь [12]:

$$\varphi_*^0 = \varphi_* + u_+ \varphi, \quad \varphi^0 = \varphi + u_+ \varphi_*, \quad (29)$$

де u_+ – швидкість, викликана тілом у центрі симетричного тіла.

Функція Φ , яка описує рух двох симетричних відносно площини Oxy тіл з протилежно напрямленими швидкостями, має вигляд [12]:

$$\Phi = \varphi - \varphi_* = \frac{\varphi^0 - \varphi_0^*}{1 - u_+^2}. \quad (30)$$

Враховуючи (26), одержимо наступні вирази для потенціалу швидкостей Φ і швидкості u_+ :

$$\Phi(x, y, z) = \frac{q}{4\pi} \frac{1}{1 - u_+} \left[\frac{1}{\sqrt{(x-a)^2 + y^2 + (z-z^*)^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x+a)^2 + y^2 + (z-z^*)^2}} \right] +$$

$$- \frac{1}{\sqrt{(x-a)^2 + y^2 + (z+z^*)^2}} + \frac{1}{\sqrt{(x+a)^2 + y^2 + (z+z^*)^2}} \Big], \quad (31)$$

$$u_+ = \frac{q}{4\pi} \frac{2a}{(a^2 + 4z^{*2})^{3/2}}. \quad (32)$$

З (31) випливають наступні формули для компонент швидкості тіла:

$$V_x = \frac{q}{4\pi} \frac{1}{1 - u_+} \left[-\frac{x-a}{r_1^3} + \frac{x-a}{r_1^{*3}} + \frac{x+a}{r_2^3} - \frac{x+a}{r_2^{*3}} \right],$$

$$V_y = \frac{qy}{4\pi} \frac{1}{1 - u_+} \left[-\frac{1}{r_1^3} + \frac{1}{r_1^{*3}} + \frac{1}{r_2^3} - \frac{1}{r_2^{*3}} \right], \quad (33)$$

$$V_z = \frac{q}{4\pi} \frac{1}{1 - u_+} \left[-\frac{z-z^*}{r_1^3} + \frac{z+z^*}{r_1^{*3}} + \frac{z-z^*}{r_2^3} - \frac{z+z^*}{r_2^{*3}} \right],$$

де

$$\begin{aligned} r_1 &= \sqrt{(x-a)^2 + y^2 + (z-z^*)^2}, \\ r_2 &= \sqrt{(x+a)^2 + y^2 + (z-z^*)^2}, \\ r_1^* &= \sqrt{(x-a)^2 + y^2 + (z+z^*)^2}, \\ r_2^* &= \sqrt{(x+a)^2 + y^2 + (z+z^*)^2}. \end{aligned}$$

Звідси знаходимо вирази для градієнтів компонент швидкості, необхідні для побудови розв'язку. Область інтегрування в (21) обмежується виконанням умови:

$$\frac{q}{2\pi} \left(\frac{x+a}{r_1} - \frac{x-a}{r_2} \right) > (z-z^*)^2 + y^2. \quad (34)$$

5. АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ

На основі викладеної методики проведені чисельні розрахунки збурень магнітного поля на поверхні океану (на площині $z = 0$) та на заданій висоті у повітрі. Джерелом цих збурень були гідродинамічні поля, пов'язані з рівномірним рухом тіла (овоїда) на заданій глибині. Розглядалося тіло діаметром 10 м і довжиною 60 м. Параметри його руху – швидкість та глибина занурення – змінювалися.

Для електропровідності морської води приймалось значення $\sigma = 5$ (Ом/м)⁻¹, кут магнітного схилання α , який характеризує напрямок геомагнітних ліній відносно меридіану, дорівнював 60°.

Одержані компоненти вектора збурень магнітного поля $\vec{h} = (h_x, h_y, h_z)$ аналізувалися з точки

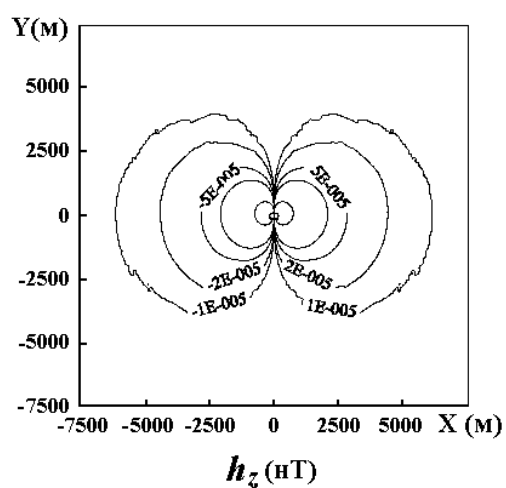
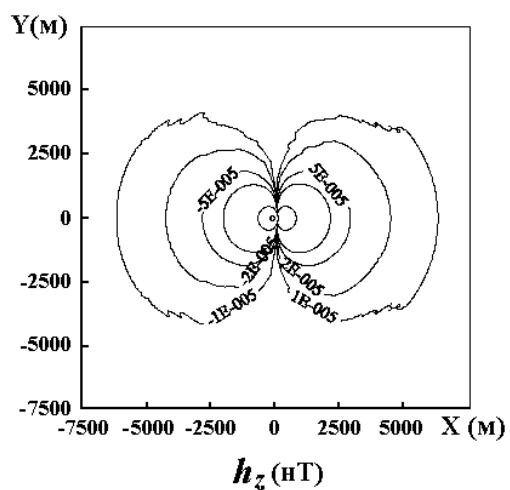
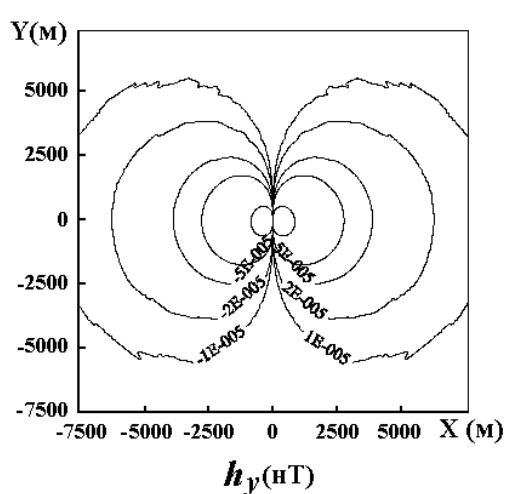
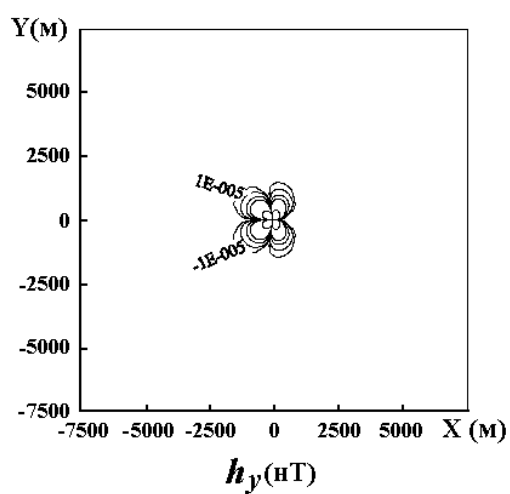
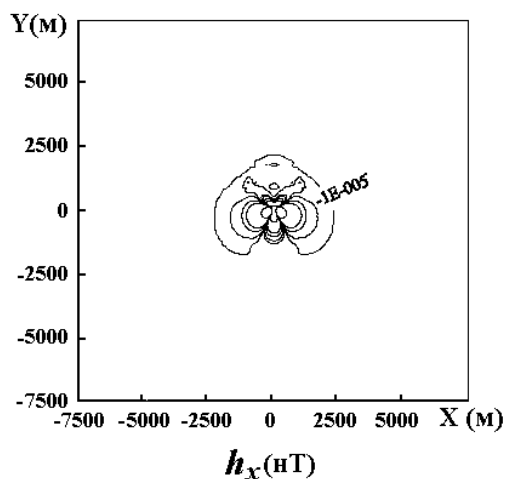
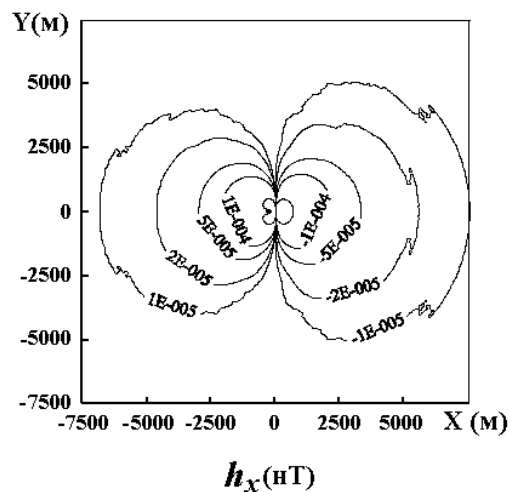


Рис. 2. Ізолінії напруженості магнітного поля на поверхні океану при $z^* = 50$ м, $V = 10$ м/с, $\beta = 0^\circ$

Рис. 3. Ізолінії напруженості магнітного поля на поверхні океану при $z^* = 50$ м, $V = 10$ м/с, $\beta = 90^\circ$

$h_z^{max}(z^*)$.

Розрахунки збурень магнітного поля у повітрі показали, що сигнал, який виходить з поверхні океану, осереднюється. Відбувається також різке падіння інтенсивності збурень. На рис. 6 наведено ізолінії компоненти h_x збурень магнітного поля, які генеруються у повітрі при різних значеннях висоти z_{air} . У цьому випадку джерело збурень рухається на глибині 50 м зі швидкістю 10 м/с ($z_{air} = 300, 600, 900$ м). Порівняння рис. 6 з рис 2 свідчить, що зі зростанням висоти z_{air} , на якій проводиться реєстрація збурень магнітного поля, область, в якій вони можуть бути зареєстровані, збільшується. В той самий час, інтенсивність цих збурень падає настільки, що при $z_{air} = 1$ км їхня максимальна величина не перевищує 10^{-5} нТ.

ВИСНОВКИ

Збурення магнітного поля, викликані рухами електропровідної рідини у магнітному полі Землі, описуються рівнянням магнітної індукції, яке включає складову, пов'язану з гідродинамічним полем. Аналіз цих збурень включає дослідження гідродинамічних полів, генерованих рухомими джерелами. В роботі для розв'язання цієї задачі побудовано чисельний алгоритм, який ґрунтується на методі функції Гріна і зводиться до визначення багатовимірних інтегралів.

Джерелом гідродинамічних збурень був рівномірний рух осесиметричного тіла під водою. Для тіла, що моделюється системою "джерело-стік" побудовано гідродинамічний потенціал. Вплив вільної поверхні враховувався за допомогою методу дзеркальних відображень.

Проведено аналіз впливу параметрів гідродинамічного поля на інтенсивність електромагнітних збурень, що генеруються як на поверхні океану, так і у повітрі. Зроблено оцінки розмірів області, в якій збурення магнітного поля можуть бути зареєстровані. При цьому враховувалася чутливість сучасної вимірювальної апаратури (до 10^{-5} нТ).

Результати розрахунків свідчать, що на поверхні океану можна зареєструвати збурення h_x і h_y -компонент магнітного поля. Показано, що ці компоненти залежать від напрямку руху джерела гідродинамічних збурень. Якщо тіло рухається вздовж магнітного меридіану, максимальних значень досягає компонента h_x , а складова h_y є мінімальною. Зі збільшенням кута між віссю Ox і магнітним напрямком інтенсивність збурень компоненти h_x , зменшується, а збурення компоненти h_y набувають максимальних значень. Збурення поля, які пов'язані з вертикальною компонентою

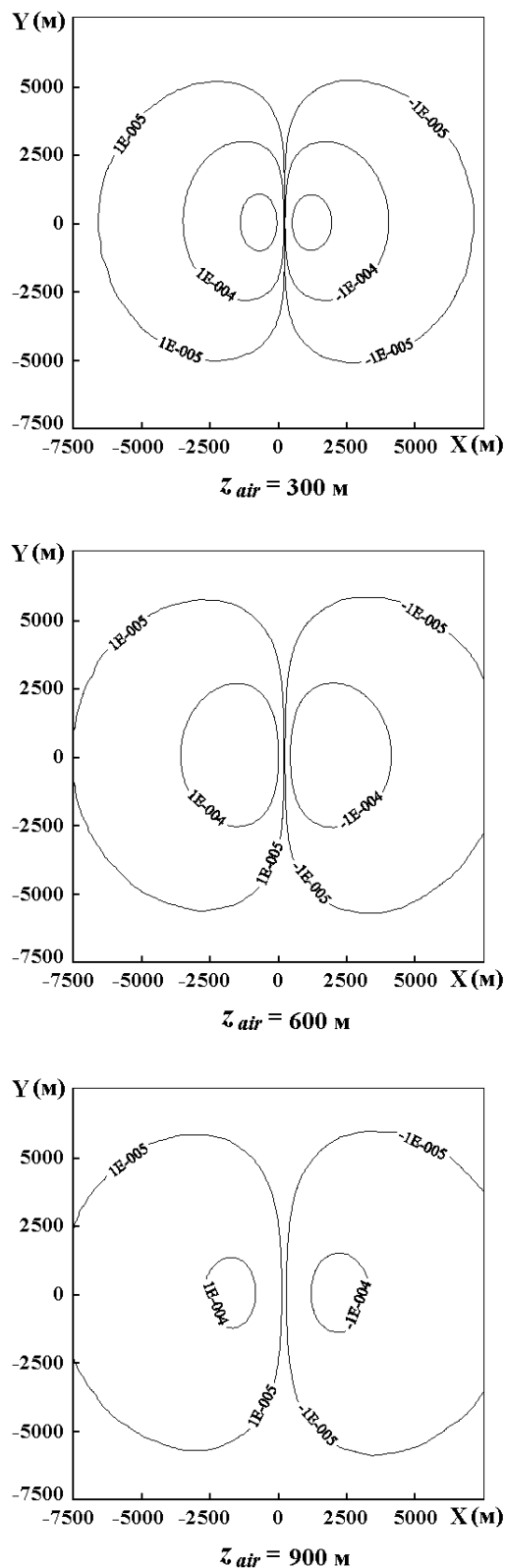


Рис. 6. Ізолінії компоненти h_x магнітного поля у повітрі на різних висотах z_{air} від поверхні океану при $z^* = 50$ м, $V = 10$ м/с, $\beta = 0^\circ$.

h_z , не залежать від напрямку руху тіла. Зі зростанням заглиблення тіла інтенсивність генерованих збурень зменшується. Розміри області на поверхні океану, в якій сигнал може бути зареєстрований, залишаються приблизно постійними і слабо залежать від напрямку руху тіла.

Розрахунки виявили також, що інтенсивність збурень магнітного поля є пропорційною до швидкості руху овоїду під водою.

Вимірюваний у повітрі сигнал є результатом осереднення збурень, які поступають від різних ділянок поверхні океану. Розміри області, в якій ці збурення можуть бути зареєстрованими, з висотою збільшуються, а інтенсивність збурень різко падає.

В цілому одержані результати дозволяють оцінити величину збурень магнітного поля Землі, що генеруються рухомим тілом. Такі оцінки можуть бути зроблені для різних компонент магнітного поля як на поверхні океану, так і у повітрі. Виявлені закономірності є корисними для ідентифікації гідродинамічних полів на основі даних вимірювань збурень магнітного поля.

1. Бондаренко Н.Ф., Гак Е.З. Электромагнитные явления в природных водах.– Ленинград: Гидрометеоиздат, 1984.– 152 с.
2. Карнаушенко Н.Н. Естественное электромагнитное поле морей и океанов в диапазоне сверхнизких частот.– Севастополь: 2001.– 328 с.
3. Ладиков Ю.П. Стабилизация процессов в сплошных средах.– Москва: Наука, 1978.– 170 с.
4. Tyler R.H., Mysak L.A., Oberhuber J.M. Electromagnetic field generated by a three-dimensional global ocean circulation // J. Geophys. Res.– 102.– 1997.– P. 5531-5551.
5. Горбань В.О., Горбань І.М., Ладиков-Росв Ю.П. Генерация збурень магнітного поля рухами води в океані // Доповіді НАН України.– 2003.– 3.– P. 45 - 51.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред.– М.: Гостехиздат, 1957.– 510 с.
7. Альфвен Х. Космическая электродинамика.– Москва: Иностранная литература, 1952.– 437 с.
8. Куликовский А.Г., Любимов Г.А. Магнитная гидродинамика.– Москва: Мир, 1967.– 411 с.
9. Шерклиф Д. Курс магнитной гидродинамики.– Москва: , 1967.– 320 с.
10. Бутковский А.Г. Характеристики систем с распределенными параметрами.– Москва: Наука, 1979.– 224 с.
11. Лойцянский А.Г. Механика жидкости и газа.– Москва: Наука, 1987.– 639 с.
12. Костюков А.А. Взаимодействие тел, движущихся в жидкости.– Ленинград: Судостроение, 1972.– 310 с.
13. Cleim T.R. Advances in sensor development and demonstration of superconducting gradiometer for mobil operation // IEEE Trans. Appl. Superconduct.– 1997.– 7.– P. 3287 - 3293.