

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНОГО ПОДВОДНОГО ВЗРЫВА

д.ф.-м.н., В.П. Смагин, ВГУЭС, г. Владивосток
к.ф.-м.н., С.В. Сёмкин, ВГУЭС, г. Владивосток,

Целью этой работы является расчет пространственной структуры и оценка величины индуцированных полей при ненаправленном подводном взрыве в неограниченной морской среде. Для ненаправленного взрыва, поле гидродинамических скоростей воды $\mathbf{v}(\mathbf{r}', t)$ можно считать сферически симметричным. Расчет индуцированного поля будем производить с помощью закона Ома и закона Био-Савара-Лапласа [1]:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 \sigma}{4\pi} \int \frac{[\mathbf{v}(\mathbf{r}', t), \mathbf{F}], (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d\mathbf{r}' \quad (1)$$

Для сферически симметричного поля получим:

$$B_x = -\frac{\mu_0 \sigma F}{4\pi} \int \frac{v(r', t) r'^2 (r \cos \theta - r' \cos \theta') \sin^2 \theta' \cos \varphi' dr' d\theta' d\varphi'}{(r^2 + r'^2 - 2rr'(\sin \theta \sin \theta' \cos \varphi' + \cos \theta \cos \theta'))^{3/2}} \quad (2)$$
$$B_z = \frac{\mu_0 \sigma F}{4\pi} \int \frac{v(r', t) r'^2 (r \sin \theta \sin \theta' \cos \varphi' - r' \sin^2 \theta') \sin \theta' dr' d\theta' d\varphi'}{(r^2 + r'^2 - 2rr'(\sin \theta \sin \theta' \cos \varphi' + \cos \theta \cos \theta'))^{3/2}}.$$

Рассмотрим случай, когда точка наблюдения лежит на оси z ($\theta = 0$). Тогда $B_x = 0$, а для B_z получим:

$$B_z = -\frac{2\mu_0 \sigma F}{3} \int_0^{R(t)} \frac{v(r', t) r'^3}{(\max(r, r'))^3} dr'. \quad (3)$$

Формула (3) позволяет рассчитать магнитное поле на оси z для любого движения морской воды, обладающего сферической симметрией. Кроме того, на эту формулу можно, предполагая $B_z(r, t)$ известной, смотреть как на интегральное уравнение для функции $v(r, t)$.

На первых стадиях мощного подводного взрыва возможно образование сильной ударной волны. В этом случае скорость можно считать равной $v(r', t) = \frac{r'}{10t}$, а радиус фронта ударной волны $R(t) = At^{2/5}$ [3]. Константу A

можно выразить через энергию взрыва W и невозмущенную плотность воды ρ_0 : $A = \left(\frac{225W}{2\pi\rho_0} \right)^{1/5}$. Подставляя эти выражения в (3), получим

$$B_z = -\frac{3}{2} \frac{\mu_0 \sigma W}{\pi \rho_0} \frac{t}{r^3} F. \quad (4)$$

Проведем численные оценки величины поля по формуле (4). Примем энергию взрыва в тротиловом эквиваленте порядка 250 кг (считаем 1 кг тротила примерно около $4 \cdot 10^6$ Дж), а расстояние от места взрыва до точки наблюдения 10^3 м. Интервал времени от начала взрыва, в течении которого справедливо приближение сильной ударной волны порядка $10^{-3} - 10^{-2}$ с (ударная волна распространяется на 1,5 – 2 м от центра взрыва. Тогда величина B_z оказывается в интервале $(10^{-10} - 10^{-11})F$.

Рассмотрим теперь магнитное поле, генерируемое сферической монохроматической акустической волной:

$$v(r, t) = v_0 \frac{r_0 e^{i(kr - \omega t)}}{r}. \quad (5)$$

Подстановка (5) в (3) дает

$$B_z = -\frac{\mu_0 \sigma v_0 r_0 F}{3} e^{i\omega t} \left(\frac{e^{ikr}}{ikr} \left(1 - \frac{2}{ikr} + \frac{2}{(ikr)^3} \right) - \frac{2}{(ikr)^3} + E_1(-ikr) \right)$$

$E_1(-ikr) = \int_1^{\infty} \frac{e^{(ikr)p}}{p} dp$ - интегральная показательная функция. Используя асимптотическое разложение $E_1(z)$ при $z \rightarrow \infty$ до членов порядка $1/z^3$, получим

$$B_z = \frac{\mu_0 \sigma v_0 r_0 F}{3} e^{i\omega t} \left(\frac{e^{ikr}}{ikr} \left(\frac{3}{ikr} + \frac{6}{(ikr)^3} \right) + \frac{2}{(ikr)^3} \right). \quad (6)$$

Отсюда видно, что индуцированное магнитное поле спадает с расстоянием от источника быстрее, чем акустическая скорость – обратно пропорционально квадрату расстояния. Полагая v_0 порядка 1 м/с, r_0 порядка 100 м и частоту звуковой волны порядка 10 Гц, получим B_z на расстоянии 10^3 м от центра взрыва около $10^{-5} F$. Как видно из формулы (6) величина индуцированного поля обратно пропорциональна квадрату волнового числа $k = \omega/c$, где c - скорость звука в морской воде. Следовательно, наибольший вклад в дает низкочастотная часть акустического спектра.

На поздних стадиях взрыва, помимо акустических волн, присутствует макроскопическое движение воды, которое распространяется на большую область в пространстве. В этом случае достаточно хорошим приближением может быть приближение несжимаемой жидкости [2]. Записывая поле скоростей для этого случая в виде $v(r',t) = \frac{v_0 r_0^2}{r'^2}$, где v_0 - скорость потока на расстоянии r_0 . Тогда из (3) получим

$$B_z = -\mu_0 \sigma \frac{v_0 r_0^2}{r} F. \quad (7)$$

Величину $v_0 r_0^2$ можно оценить через энергию E взрыва. При $E \sim 10^9$ Дж, $v_0 r_0^2$ оказывается порядка $10^2 - 10^3$ м³/с, а величина B_z на расстоянии 10^3 м - $(10^{-5} - 10^{-4})F$.

Таким образом, наши оценки приводят к следующим выводам. Магнитное поле на первых этапах взрыва индуцируется ударной волной и сравнительно невелико на больших расстояниях от места взрыва. На более поздних этапах, когда возникают акустические волны и масштабное гидродинамическое движение, индуцированное магнитное поле становится значительно больше (порядка $(10^{-5} - 10^{-4})F$ на расстоянии 1000 м от места взрыва). Причем, поле, индуцированное акустическими колебаниями приблизительно того же порядка, как и поле, индуцированное гидродинамическим движением. Поля такой величины вполне могут быть измерены современными магнитометрами. Кроме самого детектирования взрыва, измерение магнитного поля может служить дополнительным источником информации о пространственно-временной структуре поля скоростей жидкости при взрыве.

Литература

1. Смагин В.П., Савченко В.Н., Семкин С.В. Морские электромагнитные поля, Часть II, Поля береговых, корабельных и акустических волн и крупномасштабных движений океана, Владивосток, ВГУЭС, 2004, 148 с.
2. Коул Р., Подводные взрывы, Издательство иностранной литературы, Москва, 1950, с. 494.
3. Курант Р., Фридрихс К., Сверхзвуковое течение и ударные волны, Издательство иностранной литературы, Москва, 1950, с. 426.