

Сёмкин С. В., Смагин В. П.

**РАСЧЕТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ПОДВОДНОМ ВЗРЫВЕ В  
КВАЗИСТАТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ**

Адрес статьи: [www.gramota.net/materials/1/2009/6/53.html](http://www.gramota.net/materials/1/2009/6/53.html)

Статья опубликована в авторской редакции и отражает точку зрения автора(ов) по рассматриваемому вопросу.

Источник

**Альманах современной науки и образования**

Тамбов: Грамота, 2009. № 6 (25). С. 174-177. ISSN 1993-5552.

Адрес журнала: [www.gramota.net/editions/1.html](http://www.gramota.net/editions/1.html)

Содержание данного номера журнала: [www.gramota.net/materials/1/2009/6/](http://www.gramota.net/materials/1/2009/6/)

**© Издательство "Грамота"**

Информация о возможности публикации статей в журнале размещена на Интернет сайте издательства: [www.gramota.net](http://www.gramota.net)

Вопросы, связанные с публикациями научных материалов, редакция просит направлять на адрес: [almanac@gramota.net](mailto:almanac@gramota.net)

**Табл. 1.** Макроскопическое поверхностное натяжение  $\sigma_\infty$ , коэффициент пропорциональности  $K$  в формуле Русанова и параметр Толмена  $\delta$

	$T, K$	$\sigma_{th},$ $\frac{мДж}{м^2}$	$\sigma_{exp},$ $\frac{мДж}{м^2}$	$K, 10^{10}$ $\frac{мДж}{м^3}$	$\delta,$ $10^{-10} м$	$d\sigma_{th}/dT,$ $\frac{мДж}{(м^2 \cdot K)}$	$d\sigma_{exp}/dT,$ $\frac{мДж}{(м^2 \cdot K)}$
Cu	1423	1452	1370	248,7	0,469	-1,03	-0,26
	1573	1350	1330	231,3	0,495		
	1773	1091	1278	186,9	0,574		
Co	1823	1879	1845	322,9	0,505	-1,04	-0,49
	1873	1789	1821	318,6	0,524		
	1923	1745	1796	315,4	0,549		
	2023	1665	1747	301,2	0,554		
Fe	1833	1853	1860	298,5	0,471	-1,22	-0,49
	1873	1753	1841	280,5	0,482		
	1923	1685	1816	276,7	0,545		
	2023	1603	1767	272,2	0,584		
Ni	1773	1752	1761	305,9	0,538	-0,94	-0,38
	1873	1669	1723	291,4	0,593		
	1923	1615	1704	282,0	0,616		
	2023	1519	1666	265,6	0,638		

Для всех исследованных систем в дальнейшем будет проанализировано условие устойчивости наночастиц, полученное в [Самсонов, 2004, с. 73]:

$$K < K_{ch} = (3/(12\nu - 2))\beta^{-1}, \quad (4)$$

где  $K_{ch}$  - характерное значение параметра  $K$ , отвечающее границе стабильности,  $\nu = 2,67$  - безразмерная постоянная, оценка которой проведена в работе [Самсонов, 2004, с. 73],  $\beta$  - изотермическая сжимаемость массивной материнской фазы. В Таблице 2 значения  $K_{ch}$  сравниваются с теоретическими значениями параметра  $K$  для наночапель меди и алюминия. Оценочные значения изотермической сжимаемости рассчитаны по формуле:  $\beta = c_p (c_v \rho g^2)^{-1}$ , где  $c_p, c_v, \rho$  - молярные изобарные и изохорные теплоемкости, плотность вещества соответственно, взяты из работы [Brandes, 1999, р. 14-6], а  $g$  - скорости звука в расплавах меди и алюминия взяты из работы [Физические величины, 1995, с. 335]. Как видно из Таблицы 2 для алюминия и меди  $K < K_{ch}$ , т.е. условие стабильности (4) также выполняется. Как было установлено в [Самсонов, 2004, с. 73] для ряда других металлических частиц (кристалл, расплав) условие устойчивости должно выполняться.

**Табл. 2.** Сравнение расчетных значений параметра  $K$  с характерным значением  $K_{ch}$

Вещество	$T, K$	$\beta \cdot 10^{11} Па^{-1}$	$K, 10^{10} мДж/м^3$	$K_{ch}, 10^{10} мДж/м^3$
Cu	1423	1,36	249	735

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-03-00243-а, № 09-03-00671-а).

#### Список использованной литературы

1. Киммель А. В., Ладьянов В. И. // Вестник ИжГТУ. 2005. Вып. 1.
2. Русанов А. И. Фазовые равновесия и поверхностные явления. Л.: Химия, 1967. 388 с.
3. Самсонов В. М., Сдобняков Н. Ю. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2004. № 2.
4. Физические величины: справочник. М.: Энергия, 1991.
5. Brandes E. A., Brook G. D. Smithells Metals Reference Book. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1999. 7-th Edition.
6. Samsonov V. M., Shcherbakov L. M., Novoselov A. R., Lebedev A. V. // Colloids and Surfaces. 1999. V. 160.
7. Tolman R. C. // Journal of Chemical Physics. 1949. V. 17.

#### РАСЧЕТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ПОДВОДНОМ ВЗРЫВЕ В КВАЗИСТАТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Сёмкин С. В., Смагин В. П.

Владивостокский государственный университет экономики и сервиса

При подводных взрывах возникают сложные гидродинамические движения - ударные и звуковые волны, а также масштабное движение воды [Коул, 1950, с. 494]. На разных стадиях взрыва преобладают различные

процессы - на начальных - ударная волна, а на более поздних - звуковые волны и масштабные движения, достаточно хорошо описываемые в приближении несжимаемой жидкости. Все эти движения, будучи движениями проводящей среды с проводимостью  $\sigma$  в геомагнитном поле  $\mathbf{F}$ , приводят к возникновению электрических токов, которые и создают магнитные поля. Целью этой работы является оценка величины индуцированных полей при ненаправленном подводном взрыве в неограниченной морской среде.

Магнитное поле может быть рассчитано для заданной системы токов с помощью уравнений Максвелла. В зависимости от пространственной структуры и скорости изменения поля, можно применять те или иные приближения. Если пренебречь токами смещения, то для магнитного поля  $\mathbf{V}$  получим уравнение типа диффузии. Если, кроме того, пренебречь явлением самоиндукции, получим квазистатическое приближение, в котором магнитное поле определяется из уравнения Пуассона, решение которого имеет вид:

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

Рассмотрим такие движения морской воды, при которых скорость воды  $\mathbf{v}(\mathbf{r}', t)$  является сферически симметричной. Введем декартову систему координат, направив ось  $z$  по геомагнитному полю  $\mathbf{F}$ . Тогда компонента  $B_z$  индуцированного поля, для точек на оси  $z$ , найденная с помощью (1), будет такой [Семкин и др., 2008, с. 234]:

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

Формула (2) позволяет рассчитать магнитное поле на оси  $z$  для любого движения морской воды, обладающего сферической симметрией, например - для звуковых волн точечного ненаправленного источника. Эту же формулу можно использовать и для нахождения магнитного поля, возникающего при подводном взрыве.

Гидродинамические процессы, сопровождающие подводный взрыв, можно условно разделить на два типа. Первый - связанный с образованием и распространением ударной волны, характеризующийся высокими давлениями и значительным превышением плотности над равновесным значением. И второй - связанный с расширением и пульсациями газовой сферы, а так же с распространением вторичных пульсаций давления. Динамику газовой сферы (без учета эффекта плавучести) можно описать с помощью условия сохранения энергии  $E_{жс} + A = E_1 - E(a)$ , где  $E_{жс}$  - кинетическая энергия жидкости,  $A = P_0(V(a) - V_0)$  - работа против сил гидростатического давления,  $E_{жс}$  - внутренняя энергия газового пузыря радиуса  $a$  и  $E_1$  - начальная энергия газовой сферы. Эта начальная энергия пропорциональна общей энергии  $W$ , выделившейся при взрыве, то есть  $E_1 = \eta_1 W$ , где  $\eta_1 \approx 0,41$ . В приближении несжимаемой жидкости  $E_{жс}$  можно найти, проинтегрировав по объему удельную кинетическую энергию:

$$E_{жс} = \int_a^\infty \frac{\rho_0 v^2}{2} 4\pi r^2 dr = 2\pi \rho_0 a^3 \dot{a}^2 \quad (3)$$

начальным объемом  $V_0$  и внутренней энергией  $E(a)$  расширившегося пузыря  $E(a)$ , получим уравнение, определяющее радиус газового пузыря:

$$2\pi \rho_0 a^3 \dot{a}^2 + \frac{4}{3} \pi a^3 P_0 = E_1 \quad (3)$$

Максимальный радиус пузыря при его первой пульсации  $a_{m1}$  можно найти, положив:  $a_{m1} = \sqrt[3]{\frac{3\eta_1 W}{4\pi P_0}}$ . Для взрыва тротилового заряда массой 250 кг на глубине 90 м,  $W \approx 10^9$  Дж,  $P_0 \approx 10^6$  Па и  $a_{m1} \approx 4,5$  м. Зависимость  $a(t)$  в неявном виде можно найти, проинтегрировав уравнение (3):

$$t = \sqrt{\frac{3\rho_0}{2P_0}} \int_{a_0}^a \frac{da}{\sqrt{(a_m/a)^3 - 1}}$$

Интеграл в правой части этого выражения не вычисляется через элементарные функции, его можно выразить через бета-функции. Оказывается [Коул, 1950, с. 494], что пузырь, расширяясь до максимального радиуса  $a_{m1}$  за время  $T_1/2$ , сжимается затем до исходного радиуса за то же самое время  $T_1/2$ . Период

$$T_1 \approx 1,83 a_{m1} \sqrt{\rho_0 / P_0} \approx 1,13 \frac{(\eta_1 W)^{1/3} \rho_0^{1/2}}{P_0^{5/6}} \quad (4)$$

(для указанных выше параметров,  $T_1 \approx 0,25$  с). При сжатии пузыря до минимального радиуса (в момент времени  $T_1$ ) давление в пузыре достигает максимума, и приближение несжимаемой жидкости становится не вполне точным. В этот момент в жидкости происходят турбулентные процессы и излучение вторичной волны давления [Коул, 1950, с. 494], на которые расходуется значительная доля энергии пузыря  $E_1$ . Изменение

знака радиальной скорости  $\dot{a}$  происходит в момент макс  $\dot{a} = 0$  симального сжатия очень быстро, практически мгновенно, и сжатие сменяется расширением пузыря с оставшейся к моменту начала второй пульсации энергией  $E_2 = \eta_2 W$ ,  $\eta_2 \approx 0,14$ . (Для приведенных выше параметров  $a_{m2} \approx 3,1$  м, а  $T_2 \approx 0,17$  с.) Аналогично, при завершении второй пульсации, происходит излучение еще одной вторичной волны давления и начинается третья пульсация с энергией  $E_3 = \eta_3 W$ ,  $\eta_3 \approx 0,08$ , а общее число пульсаций может достигать 5-6 при благоприятных условиях. Однако, для взрывов на небольшой (порядка 10-20 м) глубине, пренебрежение эффектом всплытия пузыря становится слишком грубым при рассмотрении второй и последующих пульсаций.

Имея в виду качественные особенности поведения решения уравнения (3), можно приближенно принять, что  $\dot{a} = \dot{a}_0 - \frac{2\dot{a}_0 t}{T_1}$  во время первой пульсации. Тогда  $a = a_0 + \dot{a}_0 t - \frac{\dot{a}_0 t^2}{T_1}$ . При  $t = T_1 / 2$ ,  $a = a_{m1}$ . Отсюда

$$\dot{a}_0 = \frac{4(a_{m1} - a_0)}{T_1} \approx \frac{4a_{m1}}{T_1}. \quad (\dot{a}_0 \approx 72 \text{ м/с для рассматриваемых параметров.}) \quad \text{Таким образом (пренебрегая } a_0)$$

$$a = \frac{4a_{m1}}{T_1} t (1 - t / T_1)$$

$$\dot{a} = \frac{4a_{m1}}{T_1} (1 - 2t / T_1)$$

Выражение для скорости в приближении несжимаемой жидкости имеет такой вид

$$v(r, t) = \frac{f(t)}{r^2} = \frac{(4a_{m1})^3}{T_1} x^2 (1-x)^2 (1-2x) \frac{1}{r^2}, \quad x = t / T_1 \quad (5)$$

Индукционное магнитное поле на оси  $z$  в квазистатическом приближении находим по формуле (2)

$$B_z = -\frac{2\mu_0 \sigma F}{3} \int_a^{R(t)} \frac{v(r', t) r'^3 dr'}{(\max(r, r'))^3} = -\mu_0 \sigma \frac{f(t)}{r} F + \frac{1}{3} \mu_0 \sigma \frac{a^2 f(t)}{r^3} \approx -\mu_0 \sigma \frac{f(t)}{r} \quad (6)$$

Максимальное значение  $B_z$  достигается при  $t = \frac{1}{2} \left( 1 \pm \frac{1}{\sqrt{5}} \right) T_1$  и равно

$$B_{z, \max} = \mu_0 \sigma \frac{(4a_{m1})^3}{25\sqrt{5}T_1} \frac{F}{r} = 3 \cdot 10^{-7} \frac{\sigma \eta_1^{2/3} W^{2/3} F}{\rho_0^{1/2} P_0^{1/6} r} \approx 2,6 \cdot 10^{-8} \frac{W^{2/3} F}{P_0^{1/6} r} \quad (7)$$

То есть, при взрыве на глубине 90 м, магнитное поле на расстоянии 1 км от центра взрыва составит около  $2,6 \cdot 10^{-6} F$  для заряда в 250 кг тротила и  $2,6 \cdot 10^{-8} F$  для заряда в 0,25 кг. Используя приведенные выше значения  $\eta_2 \approx 0,14$  и  $\eta_3 \approx 0,08$ , получим, что при второй пульсации газовой сферы, максимальное значение поля приблизительно в два раза меньше, чем при первой, а при третьей пульсации уменьшается еще в полтора раза.

Сравнение формул (7) и (4) показывает, что величина индуцированного магнитного поля слабо зависит от давления  $P_0$  (то есть от глубины взрыва), а следовательно мало меняется при всплытии пузыря. В то время, как период пульсаций магнитного поля (совпадающий с периодом пульсаций газовой сферы (4)) достаточно сильно меняется при всплытии пузыря.

Акустические волны, как и другие движения проводящей жидкости, индуцируют токи и магнитное поле [Семкин и др., 2008, с. 271]. Рассмотрим магнитное поле, генерируемое сферической монохроматической акустической волной:

$$v(r, t) = \frac{v_0 r_0}{r} \left( 1 + \frac{1}{ikr} \right) e^{i(\omega t - kr)} \quad (8)$$

Подстановка (8) в (3) дает

$$B_z = -\frac{\mu_0 \sigma v_0 F}{(ikr)^3} e^{i\omega t} (1 - (1 + ikr) e^{-ikr}) \quad (9)$$

Рассмотрим вопрос применимости квазистатического приближения в этом случае. Это приближение требует выполнения условия квазистатичности  $\left| \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right| \ll |\nabla^2 \mathbf{B}|$ . Проверка выполнимости этого условия для решения (9) дает следующий результат. Условие квазистатичности выполняется для значений  $r \gg c / \sqrt{\omega \omega_s}$ , где  $\omega_s = \mu_0 \sigma c^2 \approx 14 \text{ с}^{-1}$ . Таким образом, размеры области, в которой нарушается условие квазистатичности уменьшаются с ростом  $\omega$ .

*Список использованной литературы*

1. Коул Р. Подводные взрывы. М.: Издательство иностранной литературы, 1950.
2. Семкин С. В., Смагин В. П., Осуховский В. Э. Магнитное поле, возникающее при подводном взрыве // Проблемы и методы разработки и эксплуатации вооружения и военной техники МВФ: сборник научных трудов ТОВМИ им. С. О. Макарова. Владивосток, 2008. Вып. 67.
3. Семкин С. В., Смагин В. П., Савченко В. Н. Генерация звуковых волн при нелинейном взаимодействии гидроакустического и электромагнитного полей в морской среде // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44. № 2.

## МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ ДИСЦИПЛИНЫ «ПРОЕКТИРОВАНИЕ КАМЕР СГОРАНИЯ»

*Сенюшкин Н. С., Харитонов В. Ф.**ГОУ ВПО «Уфимский государственный авиационный технический университет (УГАТУ)»***Введение**

Изучение и освоение базовых методов проектирования камер сгорания является необходимым составным элементом в процессе подготовки дипломированных специалистов по авиационным газотурбинным двигателям и наземным газотурбинным установкам.

Дисциплина «Проектирование камер сгорания» в учебном плане специальности 160301 «Авиационные двигатели и энергетические установки» имеет сравнительно небольшой объем - 22 часа лекционных и 8 час лабораторных занятий (40 часов отводится на самостоятельную работу). Осветить за столь короткий срок все основные аспекты, связанные с проектированием камер сгорания, невероятно сложно. Поэтому необходимо остановиться лишь на узловых этапах проектирования, раскрыв их суть и содержание. В то же время, необходимо ознакомить студентов

- с основными проектными процедурами, позволяющими сформировать облик камеры сгорания;
- методами моделирования, используемыми при разработке камер сгорания;
- методами детального проектирования;
- основами современных технологий трехмерного анализа рабочего процесса, без которых сегодня невозможно создание и исследование высокоэффективных камер сгорания для газотурбинной техники.

*Образовательной целью дисциплины* является формирование комплекса базовых знаний, представлений и навыков, связанных с методами моделирования рабочего процесса в камерах сгорания, основными этапами проектирования, способами аналитической оценки газодинамических характеристик и параметров технического совершенства камер сгорания.

В результате изучения дисциплины студент должен знать этапы проектирования камер сгорания, используемые методы моделирования и расчетного анализа; основные факторы, влияющие на параметры технического совершенства, концепции разработки высокоэффективных низкоэмиссионных камер сгорания. У студента должны быть сформированы следующие профессиональные компетенции:

- выполнять проектный расчет по формированию облика камеры сгорания;
- выполнять газодинамический анализ камер сгорания с использованием одномерных моделей;
- моделировать процессы в элементах камер сгорания с использованием программных комплексов вычислительной гидрогазодинамики.

**Методика проведения лекционных занятий**

В *первой* лекции излагаются общие сведения о камерах сгорания ГТД. В некоторой степени - это повторение материала, который студентами изучался в предшествующих дисциплинах, но в этом повторении необходимо сделать акцент на основных параметрах, определяющих техническое совершенство камер сгорания, предъявляемых к ним требованиях. Подчеркнуть, что реализация этих требований - это всегда поиск компромисса, так как, улучшая одни характеристики, неизбежно приходится идти на ухудшение других (например, повышение температуры газа позволяет снизить массу двигателя, но при этом растет выброс оксидов азота). Нужно еще раз разъяснить суть и особенности рабочего процесса в камере сгорания, так как без понимания этого невозможно дальше изучать основы проектирования.

Во *второй* лекции рассматриваются особенности разработки камер сгорания, основные этапы и уровни их проектирования. Подчеркивается, что при создании новых камер стараются максимально использовать предшествующий опыт. Кроме того, широко используются модели, основанные на обобщении предшествующего опыта создания камер сгорания. Обсуждаются методы моделирования, используемые при разработке камер сгорания, дается краткая характеристика каждого метода и области его применения.

В лекциях №№ 3-4 излагаются основные процедуры, обеспечивающие формирование облика камеры сгорания. Подчеркивается, что на этом этапе широко используются статистические значения относительных геометрических параметров, полученные при обобщении данных по существующим камерам сгорания. Делается акцент на том, что определенные на этом этапе размеры корректируются с учетом компоновки камеры на двигателе и по результатам расчета технических характеристик, которые должны соответствовать требованиям технического задания.

Лекции №№ 5-7 посвящены изложению методов детального проектирования. Более подробно рассматривается газодинамическое проектирование и анализ теплового состояния стенок. Излагаются основы мо-