

ния с помощью описанной схемы, и плоской монохроматической волной совпали, подтвердив отсутствие влияния размерных эффектов.

Результаты эксперимента в виде зависимостей вероятности иницирования от плотности энергии возбуждения представлены на рис. 2. Их различие для одномодового (рис. 2, а) и многомодового (рис. 2, б) режимов однозначно указывает на то, что иницирование в исследованном случае является результатом утилизации световой энергии в «горячих» точках с характерными размерами, не превышающими 10^{-5} см.

Качественный характер полученных зависимостей достаточно легко может быть интерпретирован следующим образом. Более высокая вероятность иницирования азид свинца одномодовым излучением по сравнению с многомодовым обусловлена повышенной контрастностью флуктуаций интенсивности света в объеме ВВ при одномодовом освещении, а меньший наклон вероятностной кривой для многомодового излучения — увеличением дисперсии из-за участия в процессе большого числа мод с независимой статистикой флуктуаций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Изд-во АН СССР, 1947.
2. Ф. А. Баум и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
3. Е. И. Александров, А. Г. Вознюк. ФГВ, 1978, 14, 4, 86.
4. Г. В. Розенберг. УФН, 1977, 121, 1, 97.
5. Е. И. Александров, В. П. Ципилев. ФГВ, 1981, 17, 5, 77.

УДК 534.222

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КАТУШЕК ГЕЛЬМГОЛЬЦА В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ МЕТОДЕ

*А. А. Воробьев, А. Н. Дремин, Л. И. Саввин, В. С. Трофимов
(Черноголовка)*

Электромагнитный метод дает возможность измерять массовые скорости вещества за фронтом ударных и детонационных волн. При исследовании кинетики релаксационных процессов в ударно-сжатых реагирующих, в том числе и взрывчатых средах, данные метода обеспечивают наибольшую точность расчета величин, характеризующих движение [1]. Поэтому электромагнитный метод был выбран за основу для исследования иницирования детонации ударными волнами. Массовая скорость вещества определяется по ЭДС, наведенной в датчике, движущемся в магнитном поле. Применявшиеся установки различались, в основе, по способам создания магнитного поля [2—6].

Цель работы — разработка импульсного электромагнита, удобного для использования в лабораторных условиях и создающего однородное магнитное поле $B \geq 0,03$ Т (300 Гс).

Для импульсных электромагнитов обычно применяют катушки Гельмгольца [4—6]. Катушка Гельмгольца состоит из двух катушек, расположенных соосно, по которым течет ток в одном направлении. В центральной области между катушками создается однородное поле. Обычно в литературе приводится расчет магнитного поля в случае, когда расстояние между катушками равно их радиусу, а катушки бесконечно тонкие [7]. Проведем оценку величины магнитного поля и границ области однородности в общем случае. Для целей динамического эксперимента достаточна точность расчетов $\sim 1\%$.

Теория

Рассмотрим две соосные одинаковые катушки с прямоугольным сечением обмотки шириной $2a$ и толщиной 2ϵ (рис. 1). Начало координат поместим в центре между катушками. Обозначим через R_1 , θ_1 , z_1 , r_1

сферические и цилиндрические координаты точки источника поля (обмотки), а R_0, θ_0, z_0, r_0 — их средние значения. Пусть z, r — цилиндрические координаты точки, в которой создается магнитное поле. Ввиду аксиальной симметрии задачи φ -координату для дальнейшего можно не вводить. Количество витков в одной обмотке N , площадь сечения витка S , сила тока I . Тогда плотность тока $j = I/S$, а коэффициент заполнения обмотки $j = NS/4ab$.

Компоненты $B_z(z, r)$ и $B_r(z, r)$ в любой точке выражаются через поле на оси $z - B_z(z, 0)$ [8]:

$$B_z(z, r) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(n!)^2} B_z^{(2n)}(z, 0) \left(\frac{r}{2}\right)^{2n},$$

$$B_r(z, r) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(n-1)!n!} B_z^{(2n-1)}(z, 0) \left(\frac{r}{2}\right)^{2n-1},$$

где $B_z^{(n)}(z, 0)$ — производная степени n компоненты $B_z(z, 0)$ по z . Решение уравнения Максвелла дает для $B_z(z, 0)$ (в СИ):

$$B_z(z, 0) = \mu_0 \mu j f \sum_{n=0}^{\infty} z^{2n} \iint \frac{\sin^2 \theta_1 P'_{2n+1}(\cos \theta_1)}{R_1^{2n+1}} dz_1 dr_1 =$$

$$= j f R_0 \left[h_0 + \sum_{n=1}^{\infty} C_{2n} \left(\frac{z}{R_0}\right)^{2n} \right], \quad (1)$$

где

$$h_0 = \frac{1}{R_0} \iint \frac{\sin^2 \theta_1}{R_1} dz_1 dr_1, \quad (2)$$

$$C_{2n} = R_0^{2n-1} \iint \frac{\sin^2 \theta_1 P'_{2n+1}(\cos \theta_1)}{R_1^{2n+1}} dz_1 dr_1, \quad (3)$$

$P'_n(\cos \theta_1)$ — производная по $\cos \theta_1$ полинома Лежандра степени n . Интегрирование (2) и (3) с учетом конечных размеров обмотки дает

$$h_0 = \frac{z_0 + a}{R_0} \ln \frac{r_0 + b + \sqrt{(r_0 + b)^2 + (z_0 + a)^2}}{r_0 - b + \sqrt{(r_0 - b)^2 + (z_0 + a)^2}} -$$

$$- \frac{z_0 - a}{R_0} \ln \frac{r_0 + b + \sqrt{(r_0 + b)^2 + (z_0 - a)^2}}{r_0 - b + \sqrt{(r_0 - b)^2 + (z_0 - a)^2}}, \quad (4)$$

$$C_{2n} = f_{2n} \left(\frac{r_0 + b}{R_0}, \frac{z_0 - a}{R_0} \right) + f_{2n} \left(\frac{r_0 - b}{R_0}, \frac{z_0 + a}{R_0} \right) -$$

$$- f_{2n} \left(\frac{r_0 + b}{R_0}, \frac{z_0 + a}{R_0} \right) - f_{2n} \left(\frac{r_0 - b}{R_0}, \frac{z_0 - a}{R_0} \right), \quad (5)$$

где f_{2n} при $n = 1, 2$

$$f_2(x, y) = x^3 y^{-1} (x^2 + y^2)^{-3/2},$$

$$f_4(x, y) = x^3 y^{-3} (2x^4 + 7x^2 y^2 + 20y^4) (x^2 + y^2)^{-7/2}.$$

Обычно на практике $a/R_0, b/R_0 \ll 1$. Тогда для анализа удобней разложить (4) и (5) по малым параметрам $a/R_0, b/R_0$

$$h_0 = \frac{4ab \sin^2 \theta_0}{R_0^2} \left[1 + h_1 \left(\frac{a}{R_0}\right)^2 + h_2 \left(\frac{b}{R_0}\right)^2 + \dots \right],$$

$$C_{2n} = \frac{4ab P'_{2n+1}(\cos \theta_0)}{R_0^2} \left[1 + m_1 \left(\frac{a}{R_0}\right)^2 + m_2 \left(\frac{b}{R_0}\right)^2 + \dots \right],$$

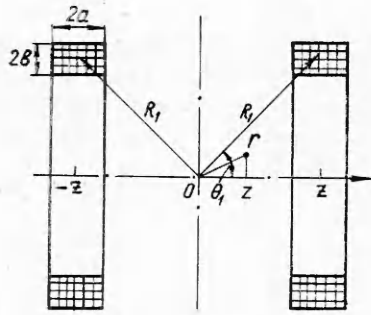


Рис. 1. Катушка Гельмгольца.

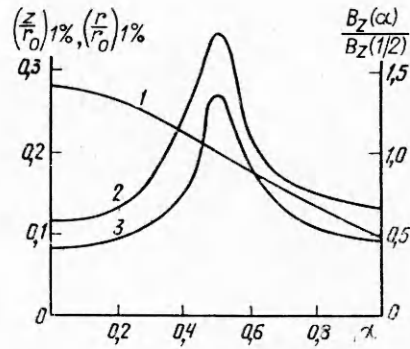


Рис. 2. Изменение магнитного поля в центральной области катушки Гельмгольца.

где h_1, h_2, m_1, m_2 — коэффициенты порядка единицы. Для выбранной нами точности расчета членами с этими коэффициентами можно пренебречь. Поскольку $\iint j dz_1 dr_1 = IN$ будем иметь вместо (1)

$$B_z(z, 0) = \mu_0 \mu \frac{IN \sin^2 \theta_0}{R_0^3} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} K_{2n} \left(\frac{z}{R_0} \right)^{2n} \right], \quad (6)$$

где $K_{2n} = P'_{2n+1}(\cos \theta_0)$.

В центральной области $B_r \ll B_z$, поэтому даже в случае неточной ориентировки датчика r -составляющая поля будет вносить пренебрежимо малый вклад в сигнал.

На рис. 2 показано, как меняются границы области 1%-ой однородности поля по осям z (3) и r (2) в зависимости от расстояния между катушками. Кривая 1 показывает относительное уменьшение z — составляющей магнитного поля в начале координат при раздвигании катушек — $B_z(\alpha)/B_z(1/2)$. Оси координат приведены к безразмерному виду $(z/r_0)_{1\%}$, $(r/r_0)_{1\%}$, $\alpha = z_0/r_0$ — безразмерное расстояние между катушками; $B_z(1/2)$ — значение поля в точке 0 при $\alpha = 1/2$; $B_z(\alpha)$ — значение магнитного поля в точке 0 при выбранном α .

Экспериментальная часть

В настоящей работе применялось два типа катушек Гельмгольца.

1) Катушка диаметром $d = 20$ см одноразового использования, изготовленная из древесностружечной плиты. Обмотка отдельной катушки содержала 15 витков медного провода диаметром 0,6 мм. Для фиксации витки заливались горячей мастикой.

2) Стальная переносная катушка $d = 1$ м (рис. 3). Внутри стального обода располагалась обмотка из 25 витков медного провода диаметром 1,3 мм, намотанная в один ряд. Обмотка тщательно изолировалась и прикрывалась сверху стальной крышкой. Для устранения токов Фуко в корпусе обода сделана прорезь. Малая площадь поперечного сечения обода защищает его от воздействия воздушной ударной волны.

Импульсный ток в катушках ≥ 1000 А создается при разряде конденсаторной батареи емкостью $C = 1200$ мкФ, заряжаемой до 3—5 кВ. В момент достижения максимального тока в цепи происходит подрыв заряда. На двухлучевом осциллографе ОК-33 одновременно регистрируется сигнал датчика массовой скорости и сигнал, пропорциональный току в данный момент времени. Последний снимается с калиброванного сопротивления, включенного в цепь разряда.

Магнитное поле в катушках рассчитывалось по формуле (6) и измерялось с помощью катушек индуктивности. Величины магнитного поля и границы области однородности в пределах ошибки измерений совпадали с расчетными значениями. Максимальное значение магнитной

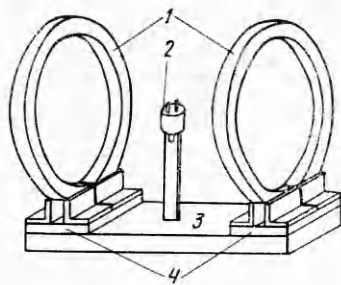


Рис. 3. Катушки диаметром $d = 1$ м.
1 — стальной обод с обмоткой; 2 — заряд ВВ; 3 — станина; 4 — съемное основание.

индукции при $\alpha = 1/2$ составляло: $B_z(0, 0) \sim 0,45$ Т (4500 Гс) для катушек с $d = 20$ см и $R_z(0, 0) \sim 0,08$ Т (800 Гс) для катушек с $d = 1$ м. В проведенных опытах обычно выбиралось $\alpha \approx 1$, $B_z(0, 0) \sim 0,03 \div 0,1$ Т (300 \div 1000 Гс), а вес исследуемых зарядов не превышал 1 кг.

Для подрыва заряда в момент достижения максимального тока использовался малоинерционный капсуль-детонатор. Для его подрыва подается импульс напряжения ~ 10 кВ. Оказалось, что провода, подводящие напряжение к детонатору, при разлете после подрыва наводят на катушки и датчик высокочастотный сигнал, искажающий запись. Избежать этой наводки удалось, удалив провода подрыва из зоны катушек. Детонация заряду передается через детонирующий шнур, инициируемый капсулем вне катушек. На рис. 4 приведены записи сигналов при развитии детонации в литом тротиле, верхний луч — сигнал с калиброванного сопротивления.

Таким образом, разработана простая электромагнитная установка, основанная на катушке Гельмгольца. Применение дешевых катушек Гельмгольца одноразового использования при исследовании крупных зарядов не встречает принципиальных трудностей.

Авторы выражают благодарность Е. Ю. Астахову за помощь в работе.

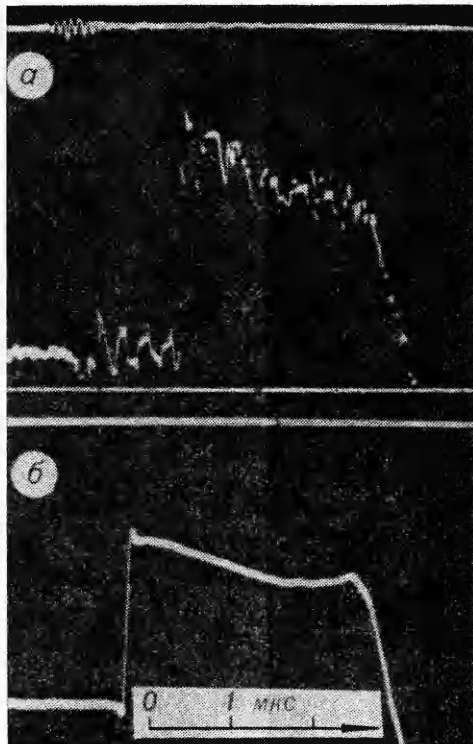


Рис. 4. Сигналы электромагнитного датчика.

а) подрыв заряда капсулем-детонатором;
б) подрыв через детонирующий шнур.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Трофимов. ФГВ, 1981, 17, 5, 93.
2. А. А. Бриш, М. С. Тарасов, В. А. Цукерман. ЖЭТФ, 1959, 37, 6, 1543.
3. В. Н. Зубарев. ПМТФ, 1965, 2, 54.
4. В. М. Зайцев, П. Ф. Похил, К. К. Шведов. Докл. АН СССР, 1960, 132, 6, 1339.
5. А. Н. Шуйкин. Докл. 1 Всесоюз. симпозиума по импульсным давлениям. Т. 1. М., 1974.
6. В. Hays. Rev. Sci. Instr. 1981, 52, 4, 88.
7. Г. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.
8. В. Смайт. Электростатика и электродинамика. М.: ИЛ, 1954.