

ISSN 1561-8323 (Print)  
ISSN 2524-2431 (Online)  
УДК 621.762.04

Поступило в редакцию 29.06.2017  
Received 29.06.2017

**Член-корреспондент А. Ф. Ильющенко, В. И. Овчинников**

*Институт порошковой металлургии Национальной академии наук Беларуси,  
Минск, Республика Беларусь*

## **ОСОБЕННОСТИ ЗАРОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В УСЛОВИЯХ ИОНИЗАЦИИ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА**

**Аннотация.** Обсуждается формирование электромагнитного поля при взрыве кумулятивного заряда в процессе ионизации продуктов детонации. В качестве физической модели изменения электромагнитного поля во времени в различных направлениях предложено рассмотреть движение заряженной плоскости, представляющей поток ионизированной неидеальной плазмы, ускоренной кумулятивным зарядом. Показано, что в результате взрыва кумулятивного заряда образуется ионизированный поток продуктов детонации (неидеальной плазмы), вокруг которого формируется магнитное поле.

**Ключевые слова:** взрывчатые вещества, неидеальная плазма, ионизированный поток, кумуляция, магнитные поля

**Для цитирования:** Ильющенко, А. Ф. Особенности зарождения электромагнитного поля в условиях ионизации продуктов взрыва / А. Ф. Ильющенко, В. И. Овчинников // Докл. Нац. акад. наук Беларуси. – 2018. – Т. 62, № 1. – С. 115–119.

**Corresponding Member Alexander F. Ilyushchenko, Vladimir I. Ovchinnikov**

*Powder Metallurgy Institute of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Republic of Belarus*

## **ORIGIN OF AN ELECTROMAGNETIC FIELD UNDER IONIZATION CONDITIONS OF EXPLOSION PRODUCTS**

**Abstract.** The issue of formation of an electromagnetic field at the explosion of a shaped charge in the ionization process of detonation products is discussed. As a physical model of electromagnetic field time variation in different directions, it is proposed to consider the motion of a charged plane that represents a flow of ionized nonideal plasma accelerated by a shaped charge. It is shown that as a result of explosion of a shaped charge, the ionized flow of detonation products (nonideal plasma) develops, around which the magnetic field is formed.

**Keywords:** explosives, non-ideal plasma, the ionized flux accumulation, the magnetic field

**For citation:** Ilyushchenko A. F., Ovchinnikov V. I. Origin of an electromagnetic field under ionization conditions of explosion products. *Doklady Natsional'noi akademii nauk Belarusi = Doklady of the National Academy of Sciences of Belarus*, 2018, vol. 62, no. 1, pp. 115–119 (in Russian).

**Введение.** Особый интерес вызывают процессы кумуляции энергии при использовании в качестве ее источника взрывчатых веществ (ВВ). При этом следует учитывать, что число параметров, подлежащих определению при использовании различных взрывчатых веществ и способов их применения, может достигать нескольких десятков. Формирование магнитных полей и их распределение несут информацию о физике детонационных процессов. Интерес к исследованиям магнитодинамических процессов в условиях высокоскоростной детонации и кумуляции энергии обусловлен в первую очередь физикой электромагнитных свойств вещества при высоких плотностях энергии, применением ВВ для получения сильных магнитных полей и создания ускорителей для разгона частиц.

Однако несмотря на многолетнюю историю изучения составов, термодинамических, электрофизических параметров взрывчатых веществ, представляющих многокомпонентные многофазные химические системы, находящихся при экстремально высоких давлениях и температурах, многие параметры остаются до настоящего времени недостаточно изученными, в том числе процессы зарождения и поведения магнитных полей. Это связано со сложностью самого явления и получения достоверных экспериментальных данных. Отсутствие методик описания и экс-

периментальных измерений магнитных полей ограничивает применение метода магнитодинамики к исследованию физики детонации и кумулятивных процессов, сдерживает их применение для изучения влияния на ускорение потоков вещества и характера их взаимодействия с преградой.

В сообщении рассматривается вопрос формирования электромагнитного поля в результате ионизации продуктов взрыва и процесса его распространения в условиях магнитодинамической кумуляции.

Цель работы – изучение процесса зарождения и распределения электромагнитного поля при ионизации продуктов взрыва в условиях кумуляции.

**Материалы и методы исследования.** В процессе взрыва кумулятивного заряда взрывчатого вещества происходят сложные химические превращения взрывчатых веществ  $\text{CHNO}$  в продукты детонации (ПД) состава ( $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  и т. п.), находящиеся при экстремально высоких давлениях и температурах. В результате происходит их частичная ионизация, образуется неидеальная плазма продуктов детонации и их смесей. За счет кумулятивных процессов идет направленное ускорение потока неидеальной плазмы (ПД). Направленное движение зарядов (ионов плазмы) формирует магнитное поле.

В результате столкновения ускоренного потока неидеальной плазмы с металлической преградой также создается магнитное поле. Основываясь на основных принципах магнитодинамики и уравнений Максвелла [1], рассмотрим случай движущегося поля при изменении одной из координат, т. е. решая одномерную задачу, представленную на рис. 1.

**Модельное представление ионизированного потока вещества ускоренного взрывным ускорителем.** В области фокуса ионизированного потока ускоренного взрывным ускорителем (рис. 1) вырежем заряженную плоскость, для простоты в виде монослоя, помещенного на плоскости  $yz$ . Сначала монослой неподвижен, а затем мгновенно в результате ускорения взрывным ускорителем приобретает скорость в направлении  $y$  и движется с этой постоянной скоростью. В результате, получаем поверхностный ток  $J$  ( $J$  – ток на единицу ширины в  $z$ -направлении). Чтобы упростить проблему, предположим, что имеется еще один неподвижный монослой, заряженный противоположно и наложенный на плоскость  $yz$ , так, что электрические эффекты отсутствуют.

Если имеется монослой с током в положительном  $y$ -направлении, возникнет магнитное поле, направленное в отрицательном  $z$ -направлении при  $x > 0$  и в положительном  $z$ -направлении при  $x < 0$ . Можно найти величину  $B$  магнитного поля, используя тот факт, что контурный интеграл от магнитного поля будет равен току  $J$  деленному на  $\epsilon_0 c^2$ . Тогда  $B = J / 2\epsilon_0 c^2$  (поскольку контурный интеграл от  $B$  есть  $2\pi r$ )

$$2\pi r B = \frac{J}{\epsilon_0 c^2}.$$

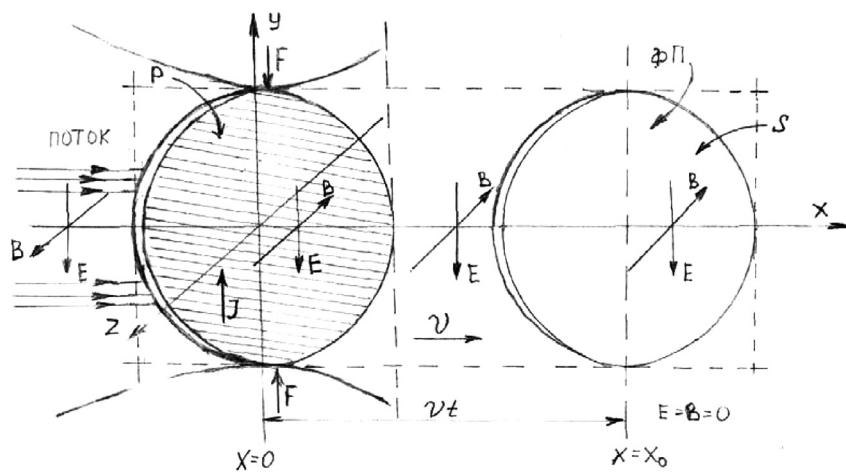


Рис. 1. Движение заряженной плоскости и распространение электромагнитных и электрических полей: P – заряженная плоскость; ФП – фронт распространения полей; F – фокус потока; S – второй монослой;  $v$  – скорость движения заряженной плоскости

Fig. 1. Motion of a charged plane and propagation of electromagnetic and electric fields: P – charged plane; ФП – field propagation front; F – field focus; S – second monolayer;  $v$  – charged plane velocity

Определим поле вблизи монослоя для малых значений  $x$ , но, поскольку монослой считаем бесконечным, попробуем получить магнитное поле и для больших значений  $x$ . Однако это означает, что в момент, когда появляется ток, магнитное поле внезапно изменяется от нуля до конечной величины. При внезапном изменении магнитного поля могут возникнуть электрические эффекты. (Как бы магнитное поле ни менялось, электрические эффекты возникнут.) Так что в результате движения заряженного монослоя создается переменное магнитное поле и, следовательно, электрические эффекты [2].

Характеристика электрического поля меняется от 0 до определенной величины. Имеем производную  $dE / dt$ , которая будет вносить вклад вместе с током  $J$  в создание магнитного поля [3; 4]. Поле  $B$ , которое мы вычислили, создается вблизи монослоя с током (для малых  $x$ ). Но поле  $B$  подальше (для больших  $x$ ) сначала равно нулю. Как только производим взрыв и тем самым создаем поток заряженных частиц (ионов продуктов детонации), появляется ток, носителем которого является поток зарядов и одновременно вблизи него появляется магнитное поле с постоянным значением  $B$ , распространяющееся от источника. Вследствие симметрии поле распространяется как в положительном, так и в отрицательном  $x$ -направлении [5; 6].

Таким же образом меняется и электрическое поле  $E$ . До момента  $t = 0$  (когда появляется ток) поле повсюду равно нулю. Затем, спустя время  $t$ , как  $E$ , так и  $B$  постоянны вплоть до момента когда  $x = vt$ , а за ним равны нулю. Поля продвигаются вперед, подобно волне с постоянной скоростью  $v$ . Зависимость величины  $E$  или  $B$  от  $x$  и времени  $t$  показана на рис. 2.

Учитывая, что измерение индукции магнитного поля прибором РЭМИ-01 проводили с помощью трехкоординатного датчика Холла в трех направлениях одновременно, проведем количественный анализ, рассмотрев два поперечных разреза: вид сверху, если смотреть вниз вдоль оси  $y$  (рис. 3,  $a$ ), и вид сбоку, если смотреть назад вдоль оси  $z$  (рис. 3,  $b$ ). Рассмотрим вид сбоку. Заряженный монослой движется вверх; магнитное поле направлено внутрь страницы для  $+x$  и от страницы для  $-x$ , а электрическое поле направлено вниз всюду, вплоть до  $x = \pm vt$ .

Проверим, согласуются ли такие поля с уравнениями Максвелла. Возьмем петлю в виде прямоугольника  $\Gamma_2$ . Как видно на рис. 3,  $b$  одна сторона прямоугольника проходит в области, где есть

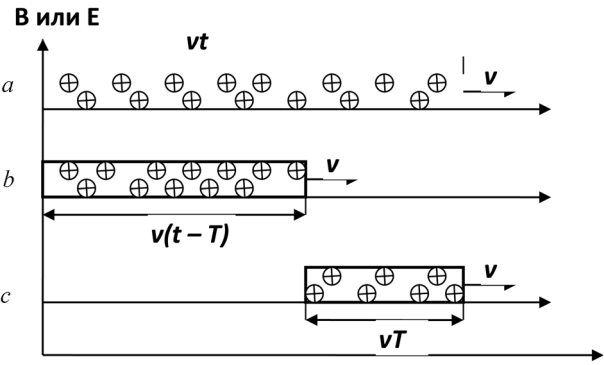


Рис. 2. Зависимость величины  $B$  (или  $E$ ) от  $x$ :  $a$  – спустя время  $t$  после начала движения заряженной плоскости;  $b$  – поля от заряженной плоскости, начавшей двигаться в момент  $t = T$  в сторону отрицательных  $y$ ;  $c$  – сумма  $a$  и  $b$

Fig. 2.  $B$  (or  $E$ ) as a function of  $x$ :  $a$  – after time  $t$  after the start of motion of a charged plane;  $b$  – fields of a charged plane starting to move at the moment  $t = T$  towards negative values of  $y$ ;  $c$  – sum of  $a$  and  $b$

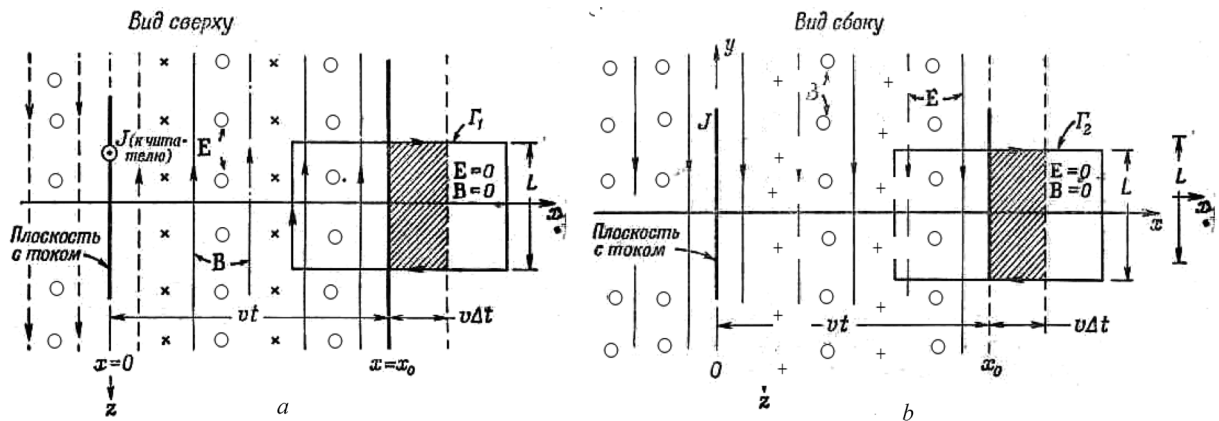


Рис. 3. Движение заряженного монослоя в различных плоскостях:  $a$  – вид сверху,  $b$  – вид сбоку

Fig. 3. Motion of a charged monolayer in different planes:  $a$  – view from above,  $b$  – view from side

поля, а другая – в области, до которой поля еще не дошли. Через эту петлю проходит определенный магнитный поток. Его изменение сопровождается появлением э. д. с. вдоль петли. Если волновой фронт движется, магнитный поток меняется, поскольку поверхность, внутри которой существует поле  $B$ , непрерывно увеличивается со скоростью  $v$ . Поток внутри  $\Gamma_2$  равен произведению  $B$  на ту часть поверхности внутри  $\Gamma_2$ , где есть магнитное поле. Скорость изменения потока (поскольку величина  $B$  постоянна) равна величине поля, умноженной на скорость изменения поверхности. Скорость изменения поверхности определяется следующим образом. Если ширина прямоугольника  $\Gamma_2$  равна  $L$ , то поверхность, в которой  $B$  существует, меняется как  $Lv\Delta t$  за отрезок времени  $\Delta t$  (рис. 3, *b*). Скорость изменения потока при этом равна  $BLv$ . По закону Фарадея она должна быть равна контурному интегралу от  $E$  вокруг  $\Gamma_2$ , который есть просто  $EL$ . Получаем равенство

$$E = vB. \quad (1)$$

Таким образом, если отношение  $E$  к  $B$  равно  $v$ , то рассматриваемые поля будут удовлетворять уравнению Фарадея. Но есть еще уравнение, связывающее  $E$  и  $B$ :

$$c^2 \nabla \times B = \frac{j}{\varepsilon_0} + \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (2)$$

В соответствии с рис. 3, *a* определяем применимость уравнения (2). Это уравнение дает значение вблизи заряженного монослоя. Кроме того, для любой петли, расположенной вне монослоя, но позади волнового фронта, где нет ни ротора  $B$ , ни  $j$  или меняющегося поля  $E$ , так что уравнение там выполнимо. В петле  $\Gamma_1$ , которая пересекает волновой фронт, как показано на рис. 3, *a*, нет токов, поэтому уравнение (2) можно записать в интегральной форме

$$c^2 \oint_{\Gamma_1} B ds = \frac{d}{dt} \int_{\text{внутри } \Gamma_1} E nda.$$

Контурный интеграл от  $B$  есть просто произведение  $B$  на  $L$ . Скорость изменения потока  $E$  возникает только благодаря продвигающемуся волновому фронту. Область внутри  $\Gamma_1$ , где  $E$  не равно нулю, увеличивается со скоростью  $vL$ . Правая сторона равна  $vLE$ . Тогда уравнение приобретает вид

$$c^2 B = Ev. \quad (3)$$

Попробуем получить решение, когда поля  $B$  и  $E$  постоянны за фронтом, причем оба направлены под прямыми углами к направлению, в котором движется фронт, и под прямыми углами друг к другу. Уравнения Максвелла определяют отношение  $E$  к  $B$ . Из (1) и (3) получаем

$$E = vB \text{ и } E = \frac{c^2}{v} B.$$

Получены два разных выражения для отношения  $E / B$ . Возможно ли существование таких полей, где имеется лишь одна скорость  $v$ , для которой оба уравнения могут быть справедливы, а именно при  $v = c$ . Волновой фронт должен передвигаться со скоростью  $c$ . Что произойдет, если внезапно остановить заряженный монослой (в нашем эксперименте поток плазмы встретился с преградой), после того как он двигался в течение короткого времени  $T$ ? Будем исходить из принципа суперпозиции. В начале эксперимента ток равен нулю, в результате взрыва он внезапно появляется. Решение для этого случая определили выше. Добавим другой ряд полей. Возьмем другой заряженный монослой (допустим отраженный от преграды) и внезапно начнем его двигать в противоположном направлении с той же скоростью, только спустя время  $T$  после начала движения первого монослоя. Полный ток от двух слоев вместе сначала равен нулю, потом он появляется в течение времени  $T$ , затем появляется снова, потому что оба тока погашаются. Таким образом, получаем прямоугольный «импульс» тока (рис. 4).

Если снова обратимся к рис. 2 в момент  $t$ , то увидим, что область между  $x = \pm vt$  «занята» полями, но они еще не достигли области за ней. Так как монослой заряжен, а следовательно, поля  $E$  и  $B$  простираются бесконечно далеко в  $y$ - и  $z$ -направлениях.



Новый отрицательный ток создает такие же поля, как и положительный, но с обратными знаками и, разумеется, с запаздыванием во времени  $T$ . Волновой фронт по-прежнему движется со скоростью  $c$ . В момент времени  $t$  он достигает расстояния  $x = \pm c(t - T)$  (рис. 2, *b*). Итак, мы имеем два «элемента» поля, перемещающихся со скоростью  $c$  (рис. 2, *a* и *b*). Соединенные поля будут такими, как показано на рис. 2, *c*. Для  $x > ct$  поля равны нулю, между  $x = c(t - T)$  и  $x = ct$  они постоянны (со значениями, которые получены выше), и для  $x < c(t - T)$  они снова равны нулю.

**Результаты и их обсуждение.** Представленная физическая модель позволяет провести анализ движения заряженного высокоскоростного потока вещества, представляющего собой неидеальную плазму продуктов взрыва и произвести расчет индукции магнитного поля.

По расчетам индукция магнитного поля  $B$  индуцированного зарядами неидеальной плазмы взрыва (массой 200 г) и разогнанных взрывным ускорителем до скорости 1–1,2 км/с по представленной модели составляла ~58–70 мТ, что на 7–8 % выше значений измеренных, это объясняется как погрешностью измерений, так и тем, что измерения проводились на расстоянии 10–15 см от ускорителя потока неидеальной плазмы. Более подробные результаты экспериментальных исследований будут представлены в следующей работе.

**Заключение.** На основании проведенных исследований с применением теоретических основ электродинамики и расчетов с использованием уравнений Максвелла показана возможность физико-математического представления модели движения ионизированного потока частиц разогнанных взрывным ускорителем кумулятивного принципа действия, позволяющей проводить расчеты индукции магнитного поля и изучать процессы взаимодействия заряженных частиц с твердым телом.

#### Список использованных источников

1. Фушич, В. И. Симметрия уравнений Максвелла / В. И. Фушич, А. Г. Никитин. – Киев: Наукова думка, 1983. – 200 с.
2. Астахов, А. В. Курс физики / А. В. Астахов, Ю. М. Широков. – Москва: Наука, 1980. – Т. II: Электромагнитное поле. – 360 с.
3. Ландау, Л. Д. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – Москва: Физматлит, 2005. – 656 с.
4. Батыгин, В. В. Современная электродинамика / В. В. Батыгин, И. Н. Топтыгин. – Москва, 2005. – Ч. 1: Микроскопическая теория. – 736 с.
5. Топтыгин, И. Н. Современная электродинамика / И. Н. Топтыгин. – Москва, 2005. – Ч. 2: Теория электромагнитных явлений в веществе. – 848 с.
6. Гинзбург, В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме / В. Л. Гинзбург. – 2-е изд. – Москва: Наука, 1967. – 683 с.

#### References

1. Fushchich V. I., Nikitin A. G. *Symmetry of Maxwell's equations*. Kiev, Naukova Dumka Publ., 1983, 200 p. (in Russian).
2. Astakhov A. V., Shirokov Yu. M. *Course of physics. Vol. II: Electromagnetic field*. Moscow, Nauka Publ., 1980. 360 p. (in Russian).
3. Landau L. D., Lifshitz E. M. *Electrodynamics of continuous media*. Moscow, Fizmatlit Publ., 2005. 656 p. (in Russian).
4. Batygin V. V., Toptygin I. N. *Modern electrodynamics. Part 1. Microscopic theory*. Moscow, 2005. 736 p. (in Russian).
5. Toptygin I. N. *Modern electrodynamics. Part 2. Theory of electromagnetic phenomena in matter*. Moscow, 2005. 848 p. (in Russian).
6. Ginzburg V. L. *Propagation of electromagnetic waves in plasma*. 2nd ed. Moscow, Nauka Publ., 1967. 683 p. (in Russian).

#### Информация об авторах

Ильющенко Александр Федорович – член-корреспондент, д-р техн. наук, профессор, директор. Институт порошковой металлургии НАН Беларуси (ул. Платонова, 41, 220005, Минск, Республика Беларусь). E-mail: Alexil@mail.belpak.by.

Овчинников Владимир Ильич – канд. техн. наук, заведующий лабораторией. Институт порошковой металлургии НАН Беларуси (ул. Платонова, 41, 220005, Минск, Республика Беларусь). E-mail: OvchinnikovVI@yandex.ru.

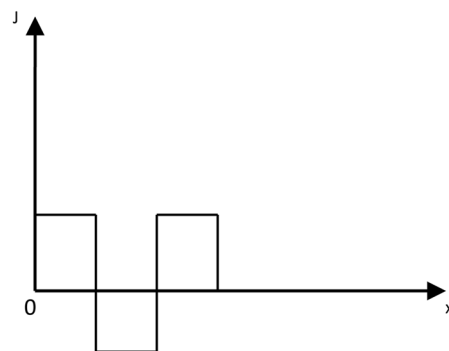


Рис. 4. Импульс тока, создаваемый двумя движущимися заряженными слоями

Fig. 4. Current pulse created by two moving charged layers

#### Information about the authors

Ilyushchenko Alexander Fedorovich – Corresponding Member, D. Sc. (Engineering), Professor, Director. Powder Metallurgy Institute of the National Academy of Sciences of Belarus (41, Platonov Str., 220005, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: Alexil@mail.belpak.by.

Ovchinnikov Vladimir Ilyich – Ph. D. (Engineering), Head of the Laboratory. Powder Metallurgy Institute of the National Academy of Sciences of Belarus (41, Platonov Str., 220005, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: OvchinnikovVI@yandex.ru.