

2. Из углеродистого вещества углистого хондрита Мигеи ($p=500$ кбар) и графита Ярдымлинского железного метеорита ($p=1000$ кбар) синтезированы алмазы, микрокристаллы (<1 мк) которых находятся в срастаниях с графитом, в сростках идентифицированы лонсдейлит и чаот. Синтетические алмаз-графитовые сростки по морфологии и фазовому составу сходны с алмаз-графитовыми сростками метеоритов.

3. Вещество метеорита Мигеи, экспериментально подвергнутое взрыву при $p=500$ кбар, приобрело структуру, сходную со структурой уреилитов. По минеральному составу оно отличается от вещества исходного углистого хондриста и сходно с веществом уреилитов. Экспериментально показаны переходы главных минеральных фаз — водных силикатов, оливина, магнетита, характерные для углистых хондритов, в оливин, пижонит, камасит, характерные для уреилитов.

4. По содержанию Mn, Ti, Al, Ni, S, имеющих различный характер летучести, экспериментальный образец метеорита Мигеи, подвергнутый взрыву при $p=500$ кбар, отличается от исходного углистого хондриста Мигеи и близок к уреилитам.

5. Проведенные экспериментальные исследования подтверждают, что уреилиты являются вторичными по своему происхождению метеоритами, образовавшимися из вещества углистых хондритов при воздействии сильных ударных волн в космическом пространстве.

Поступила в редакцию
12/II 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971.
2. Г. П. Вдовыкин. Углеродистое вещество метеоритов (органические соединения, алмазы, графит). М., «Наука», 1967.
3. Г. П. Вдовыкин. Докт. дисс. М., 1970.
4. Г. П. Вдовыкин. Метеорит Каньон — Дьябло. М., «Наука», 1971.
5. P. S. DeCarli, F. C. Famieson. Science, 1961, 133, 3467.
6. F. R. Bunday, J. S. Kasperg. J. Chem. Phys., 1967, 46, 9.
7. С. В. Першин, Г. И. Канель. Методы сохранения ударно-сжатых образцов и анализ картины сжатия. ВНИТИ, № 1446—70 деп., 1972.
8. Л. И. Миркин. Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов. М., Физматгиз, 1961.
9. A. El Goresy, G. Dopplau. Science, 1968, 161, 3839.
10. Г. П. Вдовыкин. Геохимия, 1969, 9.
11. В. И. Михеев, А. И. Калинин. Сб. «Метеоритика», 1958, вып. 15.
12. H. B. Wiik. Soc. Sci. Fennica, Comment. Phys.—Mathem., 1969, 34, 13.

УДК 622.235

ОБОБЩЕННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ИМПУЛЬС И ДИНАМИКА РАЗЛЕТА ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА ЗАРЯДА ВВ

A. П. Боронин, Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов
(Москва)

Электрический импульс взрыва заряда ВВ изучался в ряде работ [1—8]. В этих же работах предпринимались попытки выявления физической природы этих импульсов. В [1, 3] высказано предположение,

что физический механизм возбуждения зарегистрированных импульсов поля связан с продуктами взрыва (ПВ). Сформулированы возможные конкретные механизмы образования неравномерно распределенных зарядов в зоне взрыва, служащих источниками регистрируемого поля: вследствие различной подвижности электронов и ионов в объеме расширяющихся ПВ [1], в результате электризации разлетающихся твердых частиц ПВ в электрокинетических процессах [2, 3] и за счет поляризации проводящей области взрыва во внешнем электрическом поле и последующего перераспределения зарядов при касании облака взрыва подстилающей поверхности [2]. Эти предположения чисто качественные и основаны по существу на интуитивном отборе из большого числа возможных наиболее важных механизмов, которые могут приводить к наблюдаемым электрическим эффектам. В работе [5] приведены количественные оценки возможного механизма возбуждения, изложенного в [1], однако в [5], как и в работах [1, 3], использован подход, характерный для «прямых» задач¹.

Очевидно, однако, что основным источником информации о физике возбуждения электрического импульса являются сами осциллографические записи импульсов поля. Возникает обратная задача определения тех или иных свойств источников поля по зарегистрированным импульсам поля.

Количественная обработка и интерпретация осциллографических записей, как известно, проводилась лишь в работах [6—8]. В результате удалось не только установить факт влияния внешнего электрического поля (этот факт не обнаружен в [4]), но и оценить параметры ударной волны, при которых она сильно взаимодействует с электрическим полем. Количественная обработка результатов измерения моментов времени появления коротковолнового поля [8] на разных частотах позволила сделать вывод о том, что источниками коротковолнового поля являются ПВ, причем этот вывод содержит значительно меньшую долю предположений, чем в работах [1—3 и 5].

К настоящему времени вся количественная обработка импульсов выполнена для относительно небольшого интервала времени, когда радиус ударной волны (УВ) не превосходит $\sim 20 r_0$, где $r_0 = 5,3 \cdot 10^{-2} \cdot m^{1/2}$ — радиус заряда в м, m — масса заряда в кг (для заряда массой 50 г соответствующее время ~ 150 мкс). Длительность же регистрируемого низкочастотного импульса в отсутствие внешнего поля для зарядов массой десятки — сотни грамм составляет несколько миллисекунд. Для выяснения природы низкочастотного импульса поля представляет интерес получение объективных данных о связи характеристик импульса с параметрами взрыва в течение времени регистрации.

В различных работах низкочастотные импульсы поля регистрировались на разных расстояниях от взрывов разных масштабов с применением разных методик. Интерпретация явления существенно упростилась бы в случае, если бы удалось описать совокупность осциллограмм, наблюдавшихся в разных опытах, в виде обобщенных безразмерных зависимостей поля от основных определяющих параметров.

В данной работе путем статистической обработки вся совокупность импульсов, полученных на основе единой методики, обеспечивающей малые искажения в исследуемом интервале времени, представлена в виде обобщенной зависимости, описывающей импульсы поля на различных расстояниях (в пределах квазистатической зоны) от взрывов зарядов массой десятки — сотни грамм.

Оказывается, что временная зависимость импульсов имеет автомодельный характер, а форма обобщенного импульса содержит осо-

¹ Использована терминология работы [9].

бенности, которые коррелируются с автомодельным законом движения ПВ, откуда следует, что низкочастотный импульс связан с ПВ.

Следует отметить, что в настоящее время имеются лишь теоретические результаты о движении ПВ, предсказывающие наличие пульсаций [10, 11], тогда как экспериментальные данные о движении ПВ в моменты, когда проявляются эти пульсации, отсутствуют. Причем, имеются количественные расхождения в тех областях, где есть и теория, и эксперимент (стадия начального расширения ПВ), поэтому при интерпретации наблюдаемых импульсов электрического поля необходимо учесть и объяснение этих расхождений. В связи с этим в данной работе одновременно с регистрацией импульсов поля производились оптические наблюдения расширяющихся ПВ в том интервале времени, где регистрация оказывалась сравнительно простой.

Методика измерений и измерительная аппаратура. Для взрывов ВВ массой десятки—сотни грамм две-три пульсации ПВ осуществляются за $2\div 3$ мс [10]. Применявшаяся аппаратура, включающая приемную биконическую антенну, катодные повторители, дифференциальный усилитель и осциллограф, регистрировала электрические импульсы длительностью $2\div 3$ мс с малыми искажениями, что обеспечивалось шунтированием входного сопротивления катодных повторителей емкостями, обеспечивающими низкочастотную коррекцию переходной характеристики приемного тракта и одновременно служащими емкостными частотно-независимыми делителями входного сигнала. Калибровка антенн производилась в эталонном поле плоского конденсатора. Регистрация развития во времени области взрыва проводилась при помощи камеры СФР-2М в режиме лупы времени и системы пьезодатчиков, расположенных на разных расстояниях от взрыва. Как и в [6], использовались литые сферические тротилгексогеновые заряды, инициируемые путем подрыва огневым способом капсюля детонатора.

Экспериментальные результаты. Типичные осциллограммы импульсов электрического поля, зарегистрированные на расстояниях 2,5 м (нижние лучи) и 3,5 м (верхние лучи) от центра взрывов зарядов с массой 54,225 и 660 г, изображены на рис. 1. Вертикальный масштаб составляет $100 \text{ B/m}\cdot\text{cm}^{-1}$ (нижний луч) и $50 \text{ B/m}\cdot\text{cm}^{-1}$ (верхний луч). Частота меток времени — 10 кГц. Из рис. 1, а видно, что импульсы поля состоят из основного «тела» сигнала, имеющего три достаточно хорошо выраженных экстремума, достигаемых в моменты времени $t_2 \approx 600$, $t_4 \approx 1600$ и $t_6 \approx 2500$ мкс соответственно (третий экстремум выражен значи-

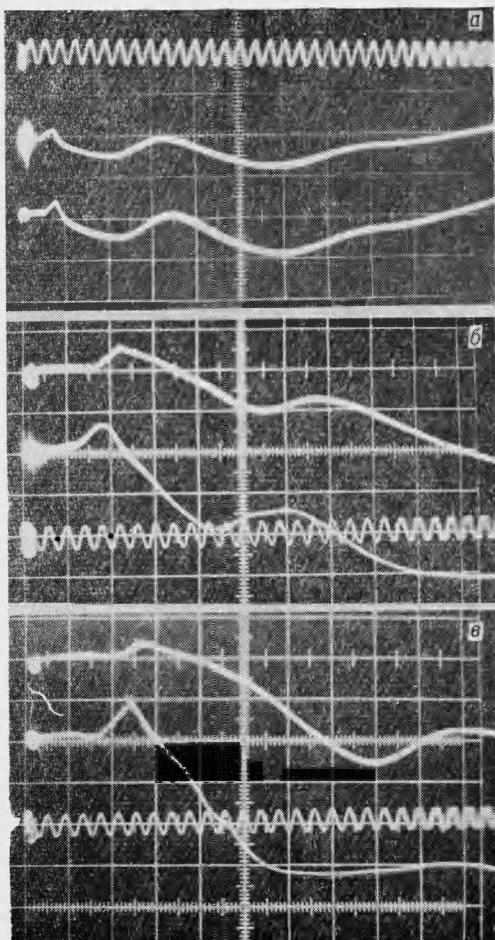


Рис. 1.

Таблица 1

Количество опытов	$m, \text{ г}$	t_0	t_1	t_2	t_3	t_4	t_5	t_6
16	54	157 ± 8	242 ± 4	700 ± 30	1050 ± 30	1560 ± 20	2050 ± 30	2300 ± 30
9	104	200 ± 10	272 ± 40	820 ± 40	1140 ± 40	1960 ± 30	—	—
23	225	288 ± 6	443 ± 5	1160 ± 20	1510 ± 20	—	—	—
10	660	379 ± 6	542 ± 9	1860 ± 60	2390 ± 50	—	—	—

тельно слабее первых двух), и предшествующего ему относительно короткого максимума противоположной полярности. С увеличением массы заряда возрастает амплитуда и общая длительность импульсов (рис. 1, б, в), характер импульсов при этом сохраняется. Видно, что время появления соответствующего экстремума увеличивается с увеличением массы заряда. Моменты времени появления экстремумов t_i (мкс) представлены в табл. 1, где приведены значения, усредненные по ряду опытов, а также средние квадратичные отклонения.

Из физических соображений можно полагать, что эта зависимость степенная: $t_i = t_i^0 \cdot m^{\alpha_i}$ (i — порядковый номер экстремумов). Величины t_i^0 и α_i находились путем обработки достаточно большого статистического материала, выполненной методом наименьших квадратов:

$$\alpha_i = \frac{\langle \lg m \cdot \lg t_i \rangle - \langle \lg m \rangle \cdot \langle \lg t_i \rangle}{\langle \lg^2 m \rangle - \langle \lg m \rangle^2},$$

$$\lg t_i^0 = \langle \lg t_i \rangle - \alpha_i \langle \lg m \rangle,$$

где $\langle x \rangle$ — среднее арифметическое величины x . В результате получено (с доверительной вероятностью 60 %):

$$\begin{aligned} t_0^0 &= 420 \pm 100, & \alpha_0 &= 0,34 \pm 0,02; \\ t_1^0 &= 620 \pm 100, & \alpha_1 &= 0,34 \pm 0,05; \\ t_2^0 &= 1600 \pm 200, & \alpha_2 &= 0,36 \pm 0,03; \\ t_3^0 &= 2600 \pm 300, & \alpha_3 &= 0,33 \pm 0,01. \end{aligned}$$

Таким образом, временному положению экстремума соответствует постоянство параметра $t_i^0 = t_i/m^{\alpha_i}$ для взрывов разных масштабов, причем показатель α близок к $1/3$, т. е. зависимость характерных времен импульса близка к автомодельной.

В табл. 2 приведены экспериментальные значения величины сигнала в моменты времени t_i для нескольких групп взрывов зарядов разных масс на различных расстояниях R от центра взрыва. В качестве ошибки

Таблица 2

Количество опытов	$m, \text{ г}$	$R, \text{ м}$	$t_{i_2}^0$	$t_{i_3}^0$	$t_{i_4}^0$	$t_{i_5}^0$	$t_{i_6}^0$
5	54	2,5	$1 \pm 0,4$	$0,6 \pm 0,5$	$1,5 \pm 0,4$	$0,2 \pm 0,6$	$0,7 \pm 0,6$
4	225	2,5	$4,8 \pm 0,3$	$2,6 \pm 0,3$	$5,6 \pm 0,3$	—	—
4	660	2,5	$11,8 \pm 0,3$	$7,6 \pm 0,4$	—	—	—
3	54	1,5	$5,2 \pm 0,4$	$2,4 \pm 0,5$	$4,6 \pm 0,3$	$1,3 \pm 1$	$2 \pm 0,7$
5	660	3,5	$3,9 \pm 0,5$	$2,4 \pm 0,4$	—	—	—

указанны относительные средние квадратичные отклонения. Величины сигналов $A(t_i^0)$ в таблице даны в относительных единицах:

$$A(t_i^0) = E(t_i^0)/E^*(t_2^0),$$

где $E^*(t_2^0)$ — среднее значение амплитуды импульса поля от взрыва заряда массой 54 г, измеренной на расстоянии 2,5 м от центра взрыва.

На основании обнаруженной выше автомодельной зависимости характерных времен, а также с учетом измерений, проведенных в ближней зоне эффективного диполя, можно полагать, что зависимость амплитуды импульсов от времени, массы заряда и расстояния имеет вид

$$A(t^0) = \Psi(t^0) \cdot \left(\frac{m}{54}\right)^{\beta} \left(\frac{2,5}{R}\right)^{\gamma}, \quad (1)$$

где $\Psi(t^0)$ — универсальная безразмерная функция автомодельного времени t^0 , одинаковая для взрывов разных масштабов. Показатели β , γ , а также значения функции Ψ в различные моменты времени t^0 найдены путем обработки статистического материала методом наименьших квадратов:

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{(\langle z \cdot x \rangle - \langle z \rangle \cdot \langle x \rangle) \cdot (\langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2) - (\langle z \cdot y \rangle - \langle z \rangle \cdot \langle y \rangle) \cdot (\langle x \cdot y \rangle - \langle x \rangle \cdot \langle y \rangle)}{L}, \\ \gamma &= \frac{(\langle z \cdot y \rangle - \langle z \rangle \cdot \langle y \rangle) \cdot (\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2) - (\langle z \cdot x \rangle - \langle z \rangle \cdot \langle x \rangle) \cdot (\langle x \cdot y \rangle - \langle x \rangle \cdot \langle y \rangle)}{L}, \\ L &= (\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2) \cdot (\langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2) - (\langle x \cdot y \rangle - \langle x \rangle \cdot \langle y \rangle), \\ \lg \Psi(t^0) &= z - \beta \lg m - \gamma \lg R, \\ z &\equiv \lg A(t^0), \quad x \equiv \lg m, \quad y \equiv \lg R. \end{aligned}$$

Получено, что $\beta = 1,0 \pm 0,2$; $\gamma = 2,6 \pm 0,7$ (в качестве погрешности приведено среднее квадратичное отклонение, соответствующее доверительной вероятности 90 %) и, например, для амплитудного значения импульса поля $\Psi(t_2^0) = 1 \pm 0,4$. Аналогичная обработка производится для нахождения функции Ψ в любой другой момент времени.

Таким образом, можно принять, что амплитуда электрического поля пропорциональна массе заряда и обратно пропорциональна кубу расстояния.

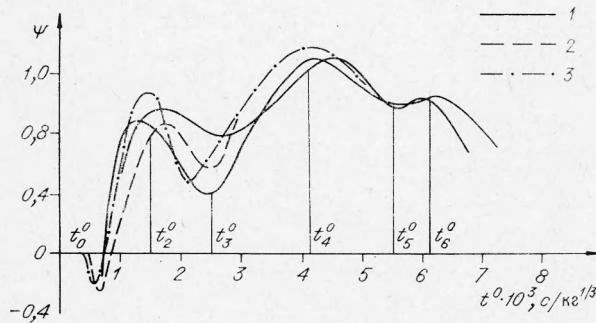


Рис. 2.

Выполнимость соотношения (1) иллюстрируется рис. 2, где изображены четыре зарегистрированные импульса электрического поля на разных расстояниях от взрывов разных масс ($1-m=54$ г, $R=1,5$ м; $2-m=662$ г, $R=2,5$ м; $3-m=225$ г, $R=2,5$ м), пересчитанные в соответствии с (1). Иными словами, на рис. 2 изображены функции $\Psi(t^0)$, найденные по различным осциллограммам, снятым в условиях, существенно отличающихся друг от друга. Перестроенные в соответствии

с соотношением (1) кривые практически совпадают, что непосредственно демонстрирует выполнимость этого соотношения.

Движение контактной поверхности ПВ и фронта УВ для сферических зарядов типа ТГ 50/50 с массой от 24 до 135 г подробно изучено в работе [12], где обнаружено существенное расхождение экспериментальных и теоретических [10] данных о движении границы ПВ. В связи с этим в описываемых опытах производилась регистрация расширяющейся объема взрыва зарядов массой от 15 до 225 г при помощи камеры СФР-2М в режиме лупы времени, причем возможно было наблюдать расширение светящейся области взрыва до размеров порядка $35 r_0$.

На рис. 3 показана типичная двухрядная покадровая развертка процесса расширения светящейся области взрыва заряда массой 50 г (интервалы времени между кадрами составляют 16 мкс).

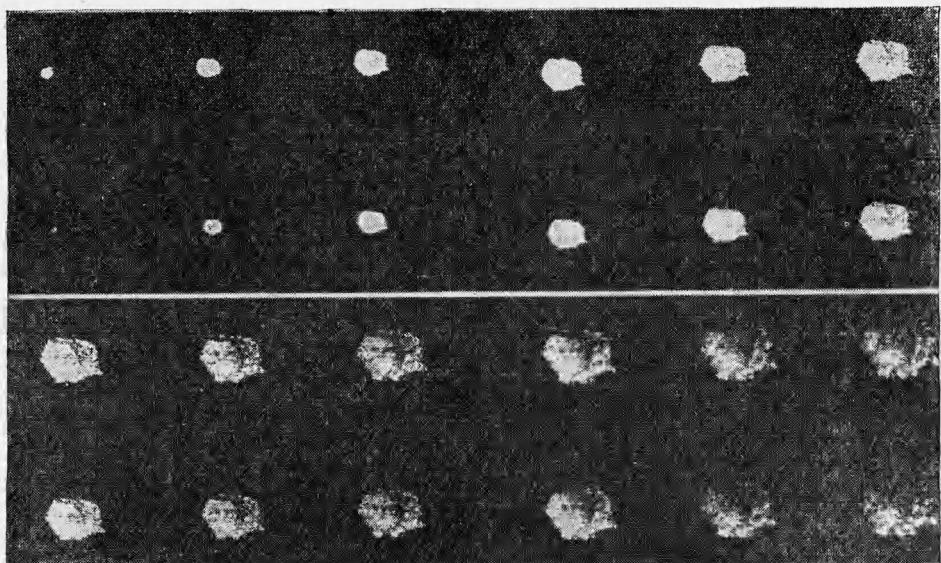


Рис. 3.

Регистрация движения фронта УВ во времени для зарядов с массой до 660 г производилась при помощи системы пьезодатчиков, расположенных на различных расстояниях от центра взрыва.

Из сопоставления размеров УВ по данным пьезодатчиков и размеров светящейся области по результатам покадровой съемки, а также из вида СФР-грамм следует, что граница светящейся области совпадает с фронтом ПВ. Измеренная зависимость радиуса фронта ПВ от времени представлена на рис. 4 (экспериментальные точки показаны кружками).

Результаты проведенных оптических наблюдений подтверждают данные работы [12] о законе движения границы ПВ для зарядов массой 24–135 г в интервале радиусов фронта ПВ $4 \div 25 r_0$ и позволяют распространить эти данные на взрывы зарядов массой 10–225 г до размеров фронта ПВ порядка $35 r_0$. Полученные данные, как и в работе [12], расходятся с теоретическими результатами [10]. Причина расхождения обсуждается ниже.

Обсуждение основных результатов. Из приведенного анализа следует, что для зарядов десятки — сотни грамм амплитуда импульса пропорциональна массе заряда, примерно $\propto R^{-3}$; форма же всех импульсов описывается универсальной функцией автомодельного времени t^0 .

Зависимость амплитуды импульса от расстояния понятна, так как измерения проведены в ближней зоне источника поля. Эксперименталь-

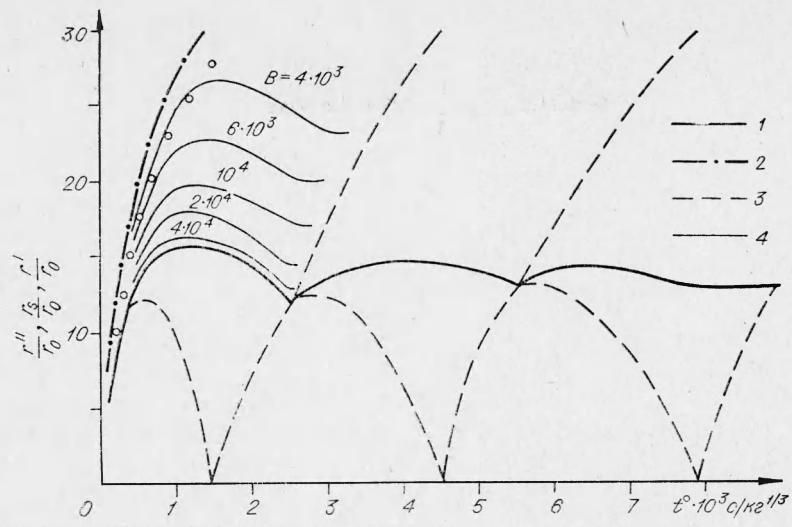


Рис. 4.

но обнаруженный факт зависимости формы электрического импульса только от автомодельного параметра $t^0 = t/m^{1/2}$ свидетельствует о том, что моменту времени, характерному для импульса электрического поля, например моменту появления определенного «максимума», соответствует одно и то же распределение газодинамических параметров в области взрыва независимо от энергии взрыва, т. е. физический механизм возбуждения электрического поля в основном связан с газодинамическими процессами при взрыве.

Объяснение пропорциональности величины сигнала массе заряда, по-видимому, требует привлечения дополнительных предположений о пространственно-временной структуре источника поля.

Представляет интерес интерпретация основных особенностей обобщенного импульса и, в частности, его волнообразной структуры. Параметры УВ взрыва монотонно меняются со временем, тогда как ПВ в этом интервале времени испытывают пульсации, причем из-за быстрого затухания проявляются две-три пульсации [11, стр. 625] и поэтому форма обобщенного импульса коррелировалась с законом движения ПВ.

На рис. 4 изображены теоретические результаты по закону движения во времени передней границы ПВ r'/r_0 , взятые из работы [10] (1); графики движения основной УВ r''/r_0 (2); и серия вторичных УВ (3), распространяющихся по ПВ и в слое прогретого воздуха между фронтом основной УВ и передней границей ПВ. Теоретические зависимости приведены к тому же автомодельному времени t^0 , от которого зависит импульс поля. При сопоставлении формы обобщенного импульса взрыва и временной зависимости радиуса границы ПВ можно видеть, что обобщенный импульс имеет три различных плавных максимума на основном «теле» импульса — столько же, сколько имеется пульсаций газового пузыря с ПВ. Положение экстремумов на «теле» импульса поля $t_2^0, t_3^0, t_4^0, t_5^0$ хорошо коррелируется с моментами максимальных сжатия и расширения газообразных ПВ. Положение первого экстремума на «теле» импульса t_2^0 заметно отличается с положением соответствующего максимума на теоретической зависимости $r'(t^0)$. Основному «телу» импульса предшествует относительно короткий максимум поля противоположной полярности, который возникает через время $t_1^0 = 0,6$ мс/кг^{1/2} после выхода детонационной волны на поверхность заряда.

Уже из такого простого сопоставления можно сделать вывод, что неравномерное распределение зарядов в объеме взрыва, служащее

источником электрического поля, испытывает колебания, причем при $t^0 > t_1^0$ эти колебания синхронны с пульсациями границы газообразных ПВ.

При корреляции экстремума в импульсе поля в момент времени t_2^0 следует учитывать отмеченные ранее расхождения теории и эксперимента по начальному расширению ПВ. Основная причина этих расхождений, по-видимому, связана с тем, что теоретический расчет [10] выполнен для чисто газообразных ПВ, тогда как в реальном случае ПВ содержат также и достаточно крупные твердые частицы (в основном это частицы углерода [11, стр. 134]). Теория движения твердых частиц ПВ в настоящее время отсутствует. Качественно можно полагать, что в начальные моменты, соответствующие выходу детонационной волны на поверхность заряда, инерционные твердые частицы, нагретые до высокой температуры, увлекаются газом и разгоняются, причем в это время скорость частиц, вообще говоря, должна быть несколько меньше скорости газа. По мере расширения ПВ газообразные ПВ замедляются в соответствии с теорией [10], тогда как инерционные твердые частицы продолжают двигаться с большей скоростью, свечение которых и регистрируется при скоростной фотосъемке. Это объясняет заметное преувеличение наблюдаемого радиуса границы ПВ по сравнению с теоретическим (рис. 4).

Твердые частицы разных масс и размеров обладают различной инерционностью и по-разному тормозятся в газе, поэтому время «остановки» различных фракций различно, но превышает время достижения максимального размера газообразными ПВ.

Рассмотрим приближенно закон движения твердых частиц ПВ. Для размеров частиц $\ll i$ мк и при реальных относительных скоростях частиц ~ 100 м/с число Рейнольдса $Re \sim 2 < Re_{kp}$ [13, стр. 59], поэтому можно, следуя работе [14], описывать движение частиц уравнением

$$\frac{dv}{dt} = -A(v - u), \quad (2)$$

где v — скорость частицы; u — скорость газа в слое за фронтом УВ, которую считаем заданной $A = \frac{9}{5} \cdot \frac{\eta}{a^2 \rho_s}$; η — динамическая вязкость газа, в котором двигается частица; ρ_s — плотность частицы; a — радиус частицы. Уравнение (2) должно быть дополнено начальным условием $v(0) = v_0$. В соответствии с качественной картиной, в начальный момент, соответствующий выходу детонационной волны на поверхность заряда, скорость крупных частиц несколько меньше скорости газа. Если интересоваться законом движения частиц на расстояниях 10–30 начальных радиусов (соответствующих времени, в течение которого производилась фотoreгистрация ПВ (см. рис. 4) — это время соответствует первому экстремуму на «теле» импульса) и отвлечься от рассмотрения моментов времени, соответствующих начальному максимуму на импульсах поля в момент времени t_1^0 , то влияние начальных условий здесь мало и в качестве их можно принять $v(0) = u(0)$.

Тогда решение уравнения (2) имеет вид

$$v(t^0) = u(0) \exp(-B \cdot t^0) + B \exp(-B \cdot t^0) \cdot \int_0^{t^0} u(\xi) \exp(B \cdot \xi) \cdot d\xi, \\ B = A \cdot m^{1/3}. \quad (3)$$

Из теории сильного взрыва [15, стр. 86] следует, что изменение скорости газа за фронтом УВ в направлении к центру взрыва на расстоянии, равном толщине слоя между фронтом УВ и границей ПВ, незначительно ($\sim 15\%$ для радиуса фронта УВ $\sim 25 r_0$). Поэтому за

$u(\xi)$ в (3) можно принять скорость контактной поверхности ПВ, что является достаточно хорошим приближением, по крайней мере, до момента времени, когда отраженная от центра взрыва вторичная УВ, идущая по ПВ, не догонит контактную поверхность.

Поскольку в большинстве случаев имеются данные по временной зависимости радиуса контактной поверхности и мало данных по скорости этой поверхности в моменты времени $t^0 > 10^{-3}$, выражение (3) удобно представить в виде

$$v(t^0) = u(0) \exp(-B \cdot t^0) + B \cdot R(t^0) - B \exp(-B \cdot t^0) - B^2 \int_0^{t^0} R(\xi) \exp[B \cdot (\xi - t^0)] d\xi, \quad (4)$$

где $R(t^0)$ — безразмерный (в единицах r_0) радиус контактной поверхности ПВ ($R(0) = 1$).

Зависимость радиуса контактной поверхности газообразных ПВ, представленная в виде графика в работе [10], аппроксимирована полиномами Чебышева в интервале $0 \leq t^0 \leq 3 \cdot 10^{-3}$:

$$R(\xi) \approx 1 + 4,6 \cdot 10^4 \xi - 0,57 \cdot 10^8 \xi^2 + 3,3 \cdot 10^{10} \xi^3 - 10^{13} \xi^4 + 1,2 \cdot 10^{15} \xi^5,$$

после чего функция $v(t^0)$ вычислялась численно по соотношению (4) при разных значениях параметра B .

Результаты вычисления функции $R_s(t^0, B) = \int_0^{t^0} v(\tau, B) d\tau$ при значениях $B = 4 \cdot 10^3, 6 \cdot 10^3, 10^4, 2 \cdot 10^4, 4 \cdot 10^4$ представлены на рис. 4, 4. Как видно, чем больше размер частиц (меньше параметр B), тем больше интервал времен, в течение которого данная частица близка к экспериментально наблюдаемому закону расширения во времени светящейся области, что служит количественным объяснением расхождений теоретических и экспериментальных результатов. Время максимального удаления от центра частицы определенного сорта увеличивается с ее размером.

Как видно из рис. 2 и 4, первый экстремум на «теле» электрического импульса в момент t_2^0 соответствует максимуму кривых $R_s(t^0)$ с параметрами $B = (6 \div 10) \cdot 10^3$.

Если использовать значение динамической вязкости $\eta \approx 10^{-3}$ г/см · с, практически постоянное в пределах температур ($2000 \div 7000^\circ$ K) и в широком интервале давлений [16, стр. 41], и значение плотности частиц $\rho_s \approx 2$ г/см³ (углерод), то таким параметрам B при массах зарядов $50 \div 225$ г соответствуют размеры частиц $4 \text{ мк} \leq d \leq 10 \text{ мк}$. Эти значения согласуются с экспериментальными данными о размерах твердых углеродных частиц в пламенах [17].

Обнаруженная корреляция временных особенностей электрического импульса взрыва при $t^0 \geq t_2^0$ с колебательным движением границы ПВ свидетельствует о том, что на контактной поверхности ПВ сосредоточен свободный заряд, служащий источником электрического поля. Можно было бы предположить, как это сделано в работах [1, 5], что этот заряд появляется вследствие разной подвижности электронов и ионов в некоторой области вблизи контактной поверхности ПВ, где имеются значительные градиенты температур, однако в этом случае было бы трудно объяснить в рамках одного этого механизма наличие начального «максимума» поля при $t^0 = t_1^0$, полярность которого противоположна полярности основного максимума.

Можно предположить следующую картину возбуждения электрического импульса взрыва, объясняющую все основные особенности импульсов поля, по крайней мере, с качественной стороны.

Твердые частицы различных размеров, образующиеся при детонации, при движении относительно газообразных ПВ заряжаются за счет электрокинетического эффекта. При этом газообразные ПВ приобретают объемный заряд противоположного знака. В начальные моменты времени скорость достаточно крупных частиц меньше скорости газа, тогда как в более поздние моменты времени частицы опережают газ. Поскольку знак заряда, приобретаемый частицей, не зависит от направления относительной скорости частицы и газа, то в некоторый момент времени будет происходить смена знака результирующего дипольного момента, образованного объемным зарядом газообразных ПВ и зарядами твердых частиц (реальный взрыв всегда асимметричен; из приведенных СФР-грамм видно, что характер асимметрии сохраняется во времени). Очевидно, что обгон частицами газообразных ПВ, соответствующий смене знака эффективного дипольного момента, должен осуществляться в момент быстрого торможения газообразных ПВ. Из рис. 2 и 4 видно, что, действительно, момент смены знака импульса поля примерно соответствует моменту остановки границы газообразных ПВ.

Что касается задержки момента появления начального максимума на время $\sim t_0^0$, то она может быть объяснена (по крайней мере, качественно) экранирующим действием нагретого ударной волной слоя воздуха фронта УВ — передняя граница ПВ [6, 8].

Твердые частицы, сохраняющие свой заряд, после обгона границы холодных газообразных ПВ попадают в нагретый УВ воздух, обладающий большой проводимостью σ , вследствие чего твердые частицы весьма быстро (за время $\sim 1/4\pi\sigma = 10^{-6} - 10^{-8}$ с, т. е. практически мгновенно по отношению к рассматриваемым медленным процессам) теряют свой заряд, который собирается на поверхности, разделяющей нагретый воздух и слабопроводящие газообразные ПВ. В дальнейшем результирующий дипольный момент пульсирует в соответствии с пульсациями границы газообразных ПВ, на которой сосредоточены свободные заряды.

Отметим, что время рассасывания свободных зарядов с границы газообразных ПВ будет определяться проводимостью ПВ, так что в этом случае имеется принципиальная возможность определения проводимости ПВ по длительным неискаженным записям импульса электрического поля взрыва.

Поступила в редакцию
29/V 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Ко1sky. Nature, 1954, 173, 4393.
2. М. А. Соок. The Science of high explosives. N. Y. Reinhold, 1958, p. 159.
3. W. H. Anderson, C. L. Long. I. Appl. Phys., 1965, 36, 4.
4. Л. М. Горшунов, Г. П. Кононенко, Е. И. Сиротинин. ЖЭТФ, 1967, 58, 3 (9).
5. М. Е. Герценштейн, Е. И. Сиротинин. ПМТФ, 1970, 2.
6. А. П. Боронин, В. А. Вельмин и др. ПМТФ, 1968, 6.
7. А. П. Боронин, Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов. Письма в ЖЭТФ, 1968, 8, 4.
8. А. П. Боронин, Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов. Докл. АН СССР, 1970, 192, 1.
9. В. Ф. Турчин, В. П. Козлов, М. С. Малкевич. УФН, 1970, 102, 3.
10. H. L. Brode. The Physics of Fluids, 1959, 2, 2.
11. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. М. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959, стр. 134, 625.
12. В. В. Адушкин. ПМТФ, 1963, 5.
13. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954, стр. 128.
14. Ю. А. Буевич. Механика жидкости и газа. Изв. АН СССР, 1966, 6.

15. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966, стр. 86.
 16. Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы. М., «Наука», 1971, стр. 41.
 17. Е. М. Степанов, Б. Г. Дьячков. Ионизация в пламени и электрическое поле. М., «Металлургия», 1968, стр. 144.

УДК 532.593

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С КЛИНОВИДНОЙ ПОЛОСТЬЮ

*Н. С. Козин, В. А. Симонов
(Новосибирск)*

Работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию вопроса о падении ударной волны на клиновидную полость в металле.

Определение кинематических параметров

Для рассмотрения задачи в работе [1] было использовано звуковое приближение. Полученное решение позволяет построить профиль свободной поверхности полого клина в процессе схлопывания следующим образом. Обозначим через $v_n(r, t)$ нормальную к свободной поверхности скорость движения частиц внутрь полости, где t — время, а r — расстояние от вершинного ребра полого клина. Смещение точек свободной поверхности определяется по формуле

$$\delta(r, t) = \int_0^t v_n(\tau) d\tau.$$

Профиль свободной границы для некоторого фиксированного момента времени схематично представлен на рис. 1. Точку C пересечения кривой $\delta(r, t)$ с линией симметрии назовем точкой схлопывания, скорость w движения точки C по линии симметрии — скоростью схлопывания, а угол γ , образованный линией симметрии и профилем границы $\delta(r, t)$ — динамическим углом схлопывания. Из рис. 1 видно, что кривая $\delta(r, t)$ может отражать истинную форму границы только при $r > r_c = \frac{OC}{\cos \gamma}$. Используя выражение для нормальной скорости движения свободной границы, полученное в [1], определим аналитически w и γ :

$$\frac{w}{c_0} = A(\gamma) \cdot e^{\omega \gamma}, \quad (1)$$

где

$$A(\gamma) = \frac{2\alpha(\gamma)}{\cos \gamma} \left(\frac{4\omega(\gamma)}{\pi - 2\gamma} \cdot \cos \frac{\pi\gamma}{2(\pi - \gamma)} \cdot \frac{1}{\tan \gamma} \right)^{\omega(\gamma)},$$

$$\omega(\gamma) = \frac{2(\pi - \gamma)}{3\pi - 4\gamma}, \quad \alpha(\gamma) = \frac{3\pi - 4\gamma}{5\pi - 6\gamma} \cdot \frac{\pi}{2(\pi - \gamma)}, \quad (2)$$

$$\bar{\gamma} = \gamma + \operatorname{arctg} \left(\frac{\pi - 2\gamma}{2(\pi - \gamma)} \cdot \tan \gamma \right).$$

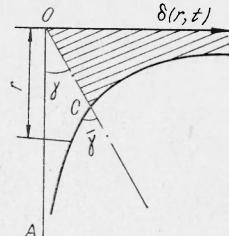


Рис. 1.