

11. К. И. Козорев, В. В. Сергеев. ФГВ, 1975, 11, 1.
12. Forth Symposium (International) on Detonation, U. S. Naval Ordnance Laboratory White Oak, October 12—15, 1965.
13. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.

УДК 534.222.2+533.93

ИОНИЗАЦИЯ ПРИ ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

А. П. Ершов
(Новосибирск)

В работах [1—5] наблюдалась электропроводность $\sigma \sim 0,1 \div 10$ $1/(\text{Ом} \cdot \text{см})$ за фронтом детонационной волны в конденсированных взрывчатых веществах. Объяснение соответствующих степеней ионизации, на несколько порядков превышающих ожидаемые [1], отсутствует. Это не позволяет использовать измерения электропроводности для изучения состояния вещества за детонационным фронтом.

В [6, 7] развита экспериментальная техника, позволяющая измерять пространственное распределение электропроводности за фронтом детонации с разрешением $\sim 0,1$ мм. В данной работе на основании совпадения зон высокой электропроводности с зонами химической реакции при детонации тэна и гексогена, установленного в [6, 7], предложено объяснение неравновесной ионизации в зоне реакции этих ВВ.

Аномально высокая [1] электропроводность при детонации тротила позволяет предполагать для него особый механизм проводимости. В данной работе установлены особенности распределения электропроводности за фронтом детонации тротила, на основании которых предложено объяснение высокой степени ионизации, связанное с термоэмиссией электронов с углеродных частиц, образующихся при детонации тротила. Другая возможность объяснения связана с контактной электропроводностью в присутствии углеродных частиц.

1. Электропроводность за детонационной волной в тротиле измерялась схемой, описанной в [1]. Заряд взрывчатого вещества находился внутри стального цилиндра с внешним диаметром 30 мм, внутренним 7 мм, длиной 120 мм. Размер частиц тротила 0,1—0,5 мм, плотность заряда 1,0 г/см³. Скорость детонации D измерялась по замыканию контактов детонационной волной. Стационарный режим детонации при выбранном способе инициирования достигался после прохождения фронтом детонации первых 50—60 мм заряда; в этом режиме $D = 4,4 \pm \pm 0,1$ км/с. С конца заряда вводился стальной или медный электрод по оси заряда (зонд). Измерялось сопротивление между зондом и оболочкой заряда R в зависимости от времени после контакта детонационной волны с зондом.

На рис. 1 приведена зависимость проводимости образца $Y = 1/R$ от глубины проникновения зонда в детонационную волну $l = Dt$. Использовались зонды разной длины, т. е. изменялось положение начала зонда вдоль оси заряда. Это не влияло на ход кривой $Y(l)$ при $l \leq 10$ мм ($t \leq 2$ мкс). Следовательно, причина падения R — не рост электропроводности при распространении детонации вдоль заряда, а существование заметной электропроводности вне зоны реакции. (Нестационарный рост электропроводности при распространении детонации наблюдался на разгонном участке заряда. При изменении скорости D от 3,5 до 4,4 км/с σ изменяется на порядок.)

При $l > 10$ мм Y продолжает расти тем медленнее, чем длиннее зонд. Это объясняется более быстрым расширением продуктов детонации при приближении зонда к разгонному участку.

Оценивая электропроводность по графику $Y(l)$, имеем на расстоянии $0 \div 2$ мм за фронтом волны $\sigma = 4,2$ $1/(\text{Ом}\cdot\text{см})$, а на расстоянии $2 \div 10$ мм $\sigma = 1,7$ $1/(\text{Ом}\cdot\text{см})$. Растекание тока вдоль оси заряда определяет разрешение метода: порядка радиуса заряда (3,5 мм). Поэтому первое значение несколько завышено.

Для измерения электропроводности в зоне химической реакции использовалась схема [6, 7]. Оболочка заряда состояла из двух одинаковых соосных стальных цилиндров, разделенных прокладкой из полиметилметакрилата и замкнутых проводником. По оси заряда распространялась детонационная волна. Детонационная волна распространялась вдоль заряда сначала в первом цилиндре и в некоторый момент времени, миновав прокладку, переходила ко второй. При этом с зонда на втором цилиндре возникал ток, проходивший затем по проводнику, соединяющему части оболочки. Производная по времени от этого тока пропорциональна электропроводности в месте расположения прокладки при условии стационарности процесса. Разрешение метода в этом случае — порядка 0,5 мм (половина толщины прокладки).

На рис. 2 приведена типичная осциллограмма электропроводности. Напряжение на зонде начинает заметно расти через 0,4—0,5 мкс после прихода детонационной волны на второй цилиндр (возникновение тока). Это время соответствует расстоянию, близкому к ширине зоны реакции (1,68 мм) [8]. Рост напряжения связан с падением электропроводности и увеличением общего сопротивления образца при расширении продуктов детонации за плоскостью Чепмена — Жуге в щель, где до прохождения волны находилась прокладка. При удалении волны от щели расширение за зоной реакции ослабевает, продукты детонации начинают проводить ток и напряжение уменьшается. Электропроводность в зоне $0 \div 2$ мм $\sigma = 2$ $1/(\text{Ом}\cdot\text{см})$. Из-за влияния расширения прокладки на зону реакции (где также заметен некоторый рост напряжения) это значение может быть занижено. Следовательно, электропроводность в зоне реакции тротила находится между 2 и 4,2 $1/(\text{Ом}\cdot\text{см})$, что согласуется с данными [1]. Падение электропроводности при расширении не позволяет измерить данным методом величину электропроводности за зоной реакции, так как процесс становится нестационарным.

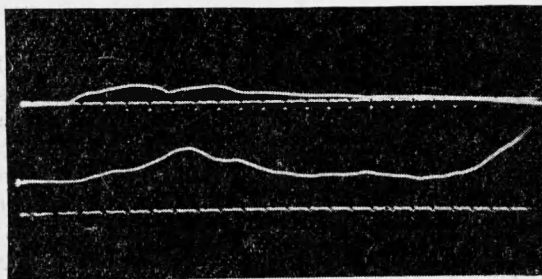


Рис. 2. Осциллограмма электропроводности. Верхний луч — сигнал электропроводности, нижний — напряжение между зондом и оболочкой заряда (пропорциональное сопротивлению заряда). Метки времени 0,2 мкс. В конце осциллограммы — выход детонации на торец заряда.

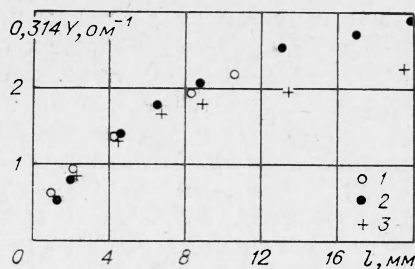


Рис. 1. Зависимость проводимости заряда тринитротолуола от глубины проникновения в детонационную волну зонда длиной 10 (1), 20 (2) и 30 мм (3).

На результаты измерений изменение диаметра зонда от 0,5 до 1,35 мм не влияет. Это значит, что возможное охлаждение и падение электропроводности в контактных слоях и другие приэлектродные эффекты не существенны.

В экспериментах с тэном и гексогеном [6, 7] были получены значе- ния величины электропроводности на порядок меньше, а зоны, где наблюдались эти значения, совпадали с зонами реакции в этих ВВ. Тротил отличается высокой электропроводностью и отсутствием явно выраженной зоны проводимости; падение электропроводности в нем вызвано в основном расширением и охлаждением продуктов детонации.

2. Рассмотрим далее концентрацию заряженных частиц и характер проводимости. Для оценки плотности носителей тока по электропроводности предположим, что ток переносится электронами, а сопротивление обусловлено их соударениями с молекулами продуктов детонации. Для случая редких соударений

$$\sigma = n_e e^2 \lambda / m v. \quad (1)$$

Плотность молекул продуктов $n \sim 2 \cdot 10^{22}$ см⁻³, тепловая скорость электрона $v \sim 3 \cdot 10^7$ см/с, сечения рассеяния электронов на молекулах $s \sim 10^{-15}$ см² примерно одинаковы для продуктов детонации всех ВВ. (Предполагается, что температура $T = 0,3$ эВ = 3500 К.) Длина свободного пробега $\lambda \sim 1/ns = 3 \cdot 10^{-8}$ см. Из формулы (1) получаем, что плотность электронов $n_e \sim 10^{19}$ см⁻³ для тротила, 10^{18} см⁻³ для тэна и гексогена. Длина пробега λ порядка длины взаимодействия γ/s , так что соударения не редки и формула (1) применима лишь для оценки. Противоположной является модель связанных электронов, колеблющихся в потенциальных ямах, образованных окружающими частицами. При этом

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \tau}{m} \exp(-\Delta U/kT). \quad (2)$$

Здесь ΔU — глубина потенциальной ямы, $\tau \sim n^{-1/3}/v$ — период колебаний. Величина $n^{-1/3} \sim 3 \cdot 10^{-8}$ см $\sim \lambda$ в формуле (1). Поэтому различие (1) и (2) заключается в экспоненциальном множителе. Оценка по плотности и поляризуемости продуктов дает $\Delta U \sim 1$ эВ, так что при определении n_e по (1) и (2) получится различие на один — два порядка. Реальные значения — промежуточные, формулы (1) и (2) дают оценки n_e снизу и сверху. Величины $n_e \sim 10^{20}$ см⁻³ для тротила и 10^{19} см⁻³ для тэна и гексогена являются хорошим приближением, согласуясь по порядку величины с обеими оценками.

В (1) не учитывалось рассеяние электрона на заряженных частицах. Это оправдано тем, что основной вклад в кулоновское сечение рассеяния вносят большие прицельные параметра $\rho \gg e^2/kT \sim 5 \cdot 10^{-7}$ см, т. е. времена взаимодействия $\rho/v \sim 10^{-14}$ с. Взаимодействие с нейтральными частицами изменяет состояние электрона за время $\lambda/v \sim 10^{-15}$ с, существенно меньшее из-за высокой плотности продуктов. Время релаксации энергии электрона $\sim 10^{-11}$ с, поэтому электроны и нейтральные молекулы имеют одинаковую температуру.

Волновой вектор электрона $mv/h^* \sim 3 \cdot 10^7$ см⁻¹ $\sim \lambda^{-1} \sim n^{1/3}$. (Здесь и далее $h^* = h/2\pi$.) Квантовый характер рассеяния электрона может изменить оценку (1) в несколько раз, но не на порядок величины. В потенциальной яме, рассмотренной в (2), может не быть связанного состояния электрона. Потенциальная яма будет иметь больший размер, если электрон связан в кластере; энергия связи — несколько электрон-вольт. Энергия взаимодействия электрона с молекулами вне кластера также составляет единицы электрон-вольт, $\Delta U \sim 1$ эВ. Размеры кластера могут превышать $n^{-1/3}$ в несколько раз. Предэкспоненциальный множитель в (2) при этом изменится несущественно, а движение электрона будет классическим и верхняя оценка n_e справедливой.

Если предположить, что ток переносится ионами, образующимися в реакции, то концентрации ионов $\sim 10^{21} - 10^{22}$ см⁻³, что соответствует степени ионизации $\geq 10^{-1}$. Тепловая энергия продуктов детонации и их

упругая энергия одного порядка величины, т. е. кинетическая энергия нейтральной молекулы порядка потенциальной энергии ее взаимодействия с окружающими частицами. Потенциальная энергия взаимодействия иона или электрона с окружением значительно больше, т. е. велика по сравнению с kT (оценки дают несколько электрон-вольт). При ооольшом количестве заряженных частиц, необходимом для ионной проводимости, вклад потенциальной энергии ионов оказывается того же порядка величины, что и полная энергия продуктов детонации. Поэтому ионообразование должно играть существенную роль в реакции, влияя на ход энергосыделения и газодинамические характеристики течения. Такое влияние противоречит существующим представлениям о механизме детонации и в экспериментах не обнаруживается. Ионный характер проводимости маловероятен.

Полученные плотности электронов нельзя объяснить термической ионизацией [1]. Для этого потенциал ионизации I , входящий в уравнение Саха

$$\frac{n_e^2}{n} = 2 \left(\frac{mkT}{2\pi h^2} \right)^{3/2} \exp(-I/kT),$$

должен составлять около 2 эВ для тротила и 3,5 эВ для тэна и гексогена. В работе [5] высказывалось предположение об ионизации промежуточного продукта реакции. В списке промежуточных продуктов горения углеводов, приведенном в [10], минимальное значение потенциала ионизации $I=8$ эВ. Можно ожидать наличия тех же продуктов и при детонации. Взаимодействие заряженных частиц между собой и с нейтральными молекулами приводит к понижению величины I [11, 12]. При малой степени ионизации это понижение порядка энергии связи электрона, радиус орбиты которого равен среднему межмолекулярному расстоянию, $\Delta I \sim e^2 n^{1/3} / 2 = 2$ эВ, $I \geq 6$ эВ. Поэтому ионизация промежуточного продукта, даже в условиях высокой плотности, маловероятна как источник электронов.

Распределение неравновесной электропроводности за фронтом детонации тэна и гексогена указывает на связь ионизации с химической реакцией. По-видимому, электроны образуются в реакциях ассоциативной ионизации. Затраты энергии при этом уменьшаются на величину энергии диссоциации образующегося продукта. Примером может служить реакция, предложенная для объяснения неравновесной ионизации в зоне горения углеводов [13]



Скорость прямой реакции, согласно [14], при $T=2000$ К составляет около 10^{-12} см³/с, энергия активации ≈ 1 эВ [15]. При 3500К скорость реакции K должна возрасти до 10^{-11} см³/с. Эксперимент [6, 7] показывает, что ионизация «следит» за ходом реакции в ВВ с точностью $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ с, поэтому

$$\tau_e = \frac{n_e}{K[\text{CH}][\text{O}]} < 3 \cdot 10^{-8} \text{ с.}$$

Это неравенство выполняется при $[\text{CH}]$, $[\text{O}] \geq 10^{19}$ см⁻³. Максимально возможные, соответствующие составу ВВ концентрации этих радикалов в зоне реакции составляют 10^{21} — 10^{22} см⁻³. Таким образом, наблюдаемые значения n_e при детонации тэна и гексогена могут образоваться за времена, много меньшие времени реакции. Для оценки электронной плотности необходимо знать состав реагирующей смеси на данном этапе реакции и процессы, приводящие к исчезновению электронов. Такая оценка затруднительна.

3. Рассмотрим равновесную ионизацию при детонации тротила. Перечисленные процессы ионизации не объясняют особенностей величины

и распределения электропроводности этого ВВ. Представляется необходимой связь этих особенностей с присутствием свободного углерода в зоне реакции и продуктах детонации ТНТ.

В работе [4] предполагается, что конденсированные частицы углерода образуют пространственную сеть, обеспечивающую проводимость благодаря контакту частиц. В принципе возможен туннельный механизм электропроводности: электроны могут переходить с одной частицы на другую под потенциальным барьером. Обе эти гипотезы требуют от углеродных частиц большой проводимости, т. е. построенной кристаллической решетки графита; электроны в газовой фазе могут отсутствовать.

Можно рассмотреть модель, в которой графитизация частиц обеспечивает высокие плотности электронов в газовой фазе. Работа выхода электрона из таких частиц должна быть значительно меньше потенциала ионизации газов, составляющих продукты детонации. Носителями тока могут быть электроны, образующиеся в результате термоэмиссии с углеродных частиц. Это объясняет наличие заметной электропроводности в равновесной зоне за плоскостью Чепмена — Жуге.

Рассмотрим рост углеродных частиц. При детонации ТНТ выделяется около 30% исходного углерода [16], т. е. $n_0 \sim 5 \cdot 10^{21}$ атомов углерода в 1 см^3 . Значение $T=0,3 \text{ эВ}$ соответствует практически полной конденсации. В условиях, далеких от равновесия, каждое столкновение двух частиц будет приводить к их слипанию (быстрая коагуляция). Среднее число атомов углерода в частице $N = n_0/n_p$ (n_p — число частиц в 1 см^3) растет при этом по закону

$$N \sim \frac{n_0 k T}{\eta} t. \quad (4)$$

Вязкость продуктов детонации $\eta \sim \rho \lambda v / 3 \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ Пз}$, $N \sim 10^{12} t$ с, и за время реакции могут образоваться частицы, содержащие $\sim 10^6$ атомов. Радиус частиц $a = 1,3 \cdot 10^{-8} N^{1/3} \text{ см}$, среднее расстояние между ними $n_p^{-1/3} = 4,5a$, объемная доля в продуктах детонации — около 5% при плотности частицы $2,3 \text{ г/см}^3$.

Равновесная термическая ионизация углеродных частиц рассмотрена в [17, 18]. Как показано в [18], электронная плотность может быть определена из уравнения

$$n_e = 2 \left(\frac{mkT}{2\pi h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{\Phi}{kT} - \frac{e^2}{akT} \frac{n_e}{n_p} \right). \quad (5)$$

Множитель $\exp \left(-\frac{e^2 n_e}{akT n_p} \right)$ описывает увеличение работы выхода с ростом заряда частицы. Рассмотрим частицы, содержащие достаточное для построения кристаллической решетки количество атомов. Частицы с $N \ll 10^3$ не могут обладать достаточно низкой работой выхода, так как число кристаллических ячеек в каждом направлении ~ 1 . При $N \geq 10^3$ условие (5) $e^2/akT < 6$, согласно [18], всегда выполняется.

Согласно (5), плотность электронов меньше предельной величины n_s — плотности «электронного пара» над неограниченной поверхностью, $n_s = 2 \left(\frac{mkT}{2\pi h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{\Phi}{kT} \right)$.

Отношение n_e/n_s — функция от безразмерного радиуса частицы $W = \frac{akT}{e^2} \frac{n_p}{n_s}$.

График этой зависимости [18] приведен на рис. 3. Работа выхода электрона из графита $\Phi = 3,8 \div 4,35 \text{ эВ}$ [10]. При $T=0,3 \text{ эВ}$, $\Phi=4 \text{ эВ}$ величина $n_s \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Работа

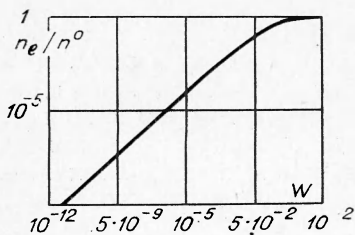


Рис. 3. Зависимость n_e/n_s от W .

выхода в плотной среде меньше, чем в вакууме. Молекулы продуктов детонации, поляризуясь, облегчают выход электронов. Приближенно этот эффект можно учесть, считая, что взаимодействие электрона с положительным зарядом частицы и наведенным в ней изображением уменьшается в ϵ раз. Оценка диэлектрической проницаемости ϵ по дипольным моментам, поляризуемостям и составу продуктов взрыва [16] дает $\epsilon - 1 \approx 1$, т. е. работа выхода может уменьшиться в несколько раз. Другая причина увеличения ионизации — взаимодействие электрона с окружающими углеродными частицами. Электрону достаточно удалиться на расстояние $n_p^{-1/3}/2$ от частицы, чтобы стать свободным. Таким образом, величину n_e можно находить по графику рис. 3. Значения n_s и W определяются формулами

$$n_s = 2 \left(\frac{mkT}{2\pi h^2} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{\varphi - e^2 n_p^{1/3}}{\epsilon kT} \right),$$

$$W = \frac{akT}{e^2} \frac{n_p}{n_s} \frac{\epsilon}{1 - 2an_p^{1/3}}.$$

Оценка при $\epsilon = 3$, $N = 10^3$ дает $n_s = 3 \cdot 10^{19}$ см⁻³, $W = 0,3$, $n_e \sim 10^{19}$ см⁻³, что согласуется по порядку величины с экспериментом. Требуемые степени ионизации могут обеспечивать частицы, состоящие из $10^3 - 10^4$ атомов, диаметр которых $(0,3 \div 0,6) \cdot 10^{-6}$ см. Авторы [17] также считают, что эффективно участвовать в эмиссии могут частицы с размерами $\sim 10^{-6}$ см. Высокие давления в детонационной волне способствуют уменьшению объема частиц, т. е. более быстрому построению кристаллической структуры. Оценка времени установления ионизационного равновесия [17] дает в данном случае время 10^{-13} с.

С ростом частиц величина W уменьшается пропорционально $N^{-2/3}$ и, согласно (4), значения n_e и σ должны уменьшаться пропорционально $t^{-2/3}$ (крупные частицы должны иметь большие заряды, что затрудняет выход электронов). При $0,5 < t < 2,5$ мкс электропроводность практически постоянна. Это связано с тем, что рост частиц ограничен. Когда потенциальная энергия отталкивания частиц $U = e^2 n_e^2 / an_p^2$ превысит kT , частицы не смогут сталкиваться (силы их притяжения короткодействующие) и рост прекратится. Величина U достигает значений $\approx kT$ при $N \approx 10^3$. Как только будет построена кристаллическая решетка графита и работа выхода станет достаточно малой, чтобы обеспечить наблюдаемые плотности электронов (что может произойти при $N \sim 10^3$), рост частиц остановится.

Расширение и охлаждение продуктов детонации приводит к уменьшению n_e и заряда частиц. Это вызовет их дальнейший рост, пока заряд снова не увеличится настолько, что U достигнет значений $\sim kT$, что в свою очередь уменьшит n_e . Захват электронов электроотрицательными молекулами может сдвинуть равновесие в сторону меньших n_e . Точные данные о сродстве к электрону молекулы CO_2 отсутствуют. Приводятся значения от $S \sim 3,8$ эВ до $S < 0$ [19, 20]. Доля молекул CO_2 в продуктах детонации ТНТ — несколько процентов [16]. Образование ионов CO_2^- не меняет порядок величины n_e , если $S \leq 1,5$ эВ. Остальные молекулы продуктов имеют низкие значения $S < 1$ эВ [20].

Рассмотрим другие механизмы электропроводности в присутствии конденсированной фазы. Механизм, предложенный в [4], предполагает контакт углеродных частиц и образование ими длинных цепей. В работах [21, 22] отмечался рост электропроводности пластмасс при добавлении в них порошков металла. При повышении объемной доли металла сопротивление смеси вначале равно сопротивлению пластмассы. При некоторой критической объемной доле V_1 сопротивление начинает падать; в диапазоне от V_1 до второго критического значения V_2 электро-

проводность растет экспоненциально. Затем быстрый рост проводимости прекращается. В области от V_1 до V_2 сопротивление уменьшается на много порядков. Это связано со сближением частиц металла при росте их объемной доли, приводящим к контакту частиц. Типичное значение $V_1 \sim 10\%$. Заранее нельзя сказать, могут ли углеродные частицы, занимающие около 5% объема, сближаться и образовывать длинные цепи. Сделать выбор между термоэмиссионным и контактным механизмами не представляется возможным.

В [23] описан эффект повышения проводимости продуктов детонации при добавлении порошков металла во взрывчатое вещество. Электропроводность растет экспоненциально с объемной долей внесенного металла в том же диапазоне (10—30%), что и электропроводности смесей [21, 22]. Это говорит об одинаковой природе явлений (термоэмиссия дает пренебрежимо малые n_e для макроскопических частиц).

Туннельная электропроводность должна экспоненциально падать с увеличением расстояния между частицами, $\sigma \sim \exp(-2\kappa b)$ [24], где $\kappa = \sqrt{2m\phi}/h^*$, расстояние $b = n_p^{-1/3} - 2a$. При $\phi \sim 1$ эВ $\kappa \sim 5 \cdot 10^7$ см⁻¹, $\sigma \sim \exp(-\alpha N^{1/3})$, где α — коэффициент порядка единицы. Так как $N \geq 10^3$, показатель экспоненты велик, и его изменения сильно сказывались бы на электропроводности; измеренному значению мог бы отвечать узкий интервал N . Резкая зависимость туннельной электропроводности от размера частиц не согласуется с медленным уменьшением электропроводности при удалении от детонационного фронта. Туннельный механизм маловероятен.

Автор благодарен П. И. Зубкову, Л. А. Лукьянчикову и Ю. И. Фадеенко за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
25/XI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бриш, М. С. Тарасов, В. А. Цукерман. ЖЭТФ, 1959, 37, 1543.
2. R. Shall, K. Vollrath. Les ondes de detonation. Ed. du centre nat. de la rech. sci. Paris, 1962, 127.
3. R. L. Jameson a. o. J. Appl. Phys., 1964, 35, 3, 714.
4. R. Hayes. Fourth Symposium (International) on detonation. White Oak, Md. 1965, Wash. 1967, 595.
5. П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков, Б. С. Новоселов. ФГВ, 1971, 7, 2, 295.
6. А. П. Ершов. В сб. Динамика сплошной среды. Вып. 11. Новосибирск, 1972, с. 17.
7. А. П. Ершов, П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков. ФГВ, 1974, 10, 6, 864.
8. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
9. Химия плазмы. Сборник. Вып. 1. М., Атомиздат, 1974.
10. Е. М. Степанов, Б. Г. Дьячков. Ионизация в пламени и электрическое поле. М., «Металлургия», 1968.
11. G. Esker, W. Kröll. Phys. of Fluids, 1963, 6, 1, 62.
12. Я. Б. Зельдович и Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963.
13. H. F. Calcute. In «Ionization in high — temperature gases». Acad. Press, London — N. Y., 1963, 107.
14. T. M. Sugden. In «Ionization in high — temperature gases». Acad. Press, London — N. Y., 1963, 145.
15. В. И. Твердохлебов, Н. Н. Чиркин. Докл. АН СССР, 1968, 179, 921.
16. К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М., Оборонгиз, 1960.
17. А. А. Аршинов, А. К. Мусин. Докл. АН СССР, 1958, 118, 461.
18. F. T. Smith. J. Chem. Phys., 1958, 28, 4, 746.
19. В. И. Веденеев и др. Энергии разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и средство к электрону. Справочник. М., Изд-во АН СССР, 1962.
20. Энергии разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и средство к электрону. Справочник. М., «Наука», 1974.
21. A. Malliaris, D. Turner. J. Appl. Phys., 1971, 42, 2, 614.

22. S. M. Aharoni. J. Appl. Phys., 1972, 43, 5, 2463.
 23. C. N. McKinnon Jr. Tenth Symposium on Engineering Aspects of MHD. M. I. T., Cambridge, Mass., 1969, 91.
 24. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. М., Физматгиз, 1963.

УДК 538.082 : 533.6.011.72

К МАГНИТНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

А. Н. Киселев

(Новосибирск)

1. Исследование магнитных свойств материалов в момент прохождения фронта ударных волн (ФУВ) в большинстве работ проводилось или в замкнутом магнитном контуре [1—4], или в магнитном поле, перпендикулярном направлению распространения ФУВ [5].

Измерение намагниченности J в замкнутом магнитном контуре, описанное в работах [1—3], несмотря на точное определение исходных значений магнитного поля H_0 и намагниченности J_0 , не позволяет получить информацию об изменении намагниченности непосредственно в образце при воздействии ФУВ, поскольку измерительная обмотка находится на свободной от нагружения части контура и воспринимает информацию о намагниченности через некоторое время, зависящее от свойств магнитного контура. Амплитуда измеренного сигнала и его профиль в этом случае также определяются свойствами контура. Достоверные значения намагниченности, связанные с прохождением ФУВ по части контура, данной методикой получить затруднительно.

В работе [5] была предложена методика, в которой измерительная обмотка находилась непосредственно на исследуемом образце. Изменение индукции определялось уменьшением площади поперечного сечения образца и, следовательно, обмотки, а также изменением намагниченности. Поскольку площадь поперечного сечения в этой методике всегда в какой-то мере уменьшалась, то всегда присутствовал сигнал, связанный с этим, если даже изменения намагниченности образца не происходило. В такой конфигурации, когда направление магнитного поля перпендикулярно направлению распространения ФУВ, экспериментально невозможно отделить эффект ударно-индуцированной магнитной анизотропии, вызванной анизотропией напряжений на ФУВ, от размагничивания, связанного с ударным разогревом и с зависимостью точки Кюри от давления. В предлагаемой методике магнитное поле параллельно распространению ФУВ и поэтому в эксперименте возможно отделить эффект размагничивания, вызванный изменением точки Кюри при повышении давления и ударным разогревом, от индуцированной магнитной анизотропии, причем в предлагаемой конфигурации отсутствует сигнал, связанный с деформацией поперечного сечения индуктивного датчика.

2. Проведем анализ ситуации, когда ФУВ распространяется параллельно магнитному полю. Пусть исследуемый образец, охваченный витками измерительной обмотки, находится в постоянном однородном магнитном поле H_0 . Начальный магнитный поток, проходящий через измерительную обмотку

$$\Phi_0 = B_0 n S_0, \quad (1)$$

где B_0 — начальная индукция образца, $B_0 = H_0 + 4\pi J_0$; n — число витков измерительной обмотки; S_0 — площадь поперечного сечения одного