

05;12

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ БОЛЬШИХ ИМПУЛЬСНЫХ ТОКОВ В ОПЫТАХ ПО ДИНАМИЧЕСКОМУ СЖАТИЮ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

© Б.Э.Фридман, Ф.Г.Рутберг

Институт проблем электрофизики РАН,
191186 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 10 января 1994 г.
В окончательной редакции 12 мая 1995 г.)

Рассматривается схема сжатия стальной цилиндрической ампулы, размещенной внутри цилиндрического лайнера из металла с высокой электропроводностью (медь, алюминий). Сжимающие усилия создаются благодаря пинч-эффекту при прохождении большого импульсного тока по лайнеру. Определены параметры исследуемых образцов и импульсного тока, необходимые для получения высокого импульсного давления.

Разработка методов динамического сжатия материалов и создания импульсного давления величиной в единицы и десятки гигапаскаль является актуальной задачей. Такие методы требуются для изучения фазовых превращений веществ, для разработки технологии получения сверхтвердых материалов. В настоящее время для создания высоких импульсных давлений используют, как правило, взрыв бризантных взрывчатых веществ. Получаемые при этом давления имеют длительность порядка одной или нескольких микросекунд. В [1,2] показано, что при импульсном сжатии доля выхода твердой кристаллической фазы вещества может быть увеличена, если удастся увеличить длительность импульса давления до 40–100 мкс. Однако при применении бризантных взрывчатых веществ создать давление такой длительностью практически невозможно, так как в каждом таком опыте потребуется взрывать тонны взрывчатого вещества.

Известно применение сильных импульсных магнитных полей для импульсного сжатия при прессовании порошковых материалов [3]. В [4] предложено использовать большой импульсный электрический ток для синтеза искусственных алмазов; рассматривается способ, заключающийся в нагреве графитосодержащего образца при прохождении по нему импульса тока и сжатии этого образца собственным магнитным полем (пинч-эффект).

Если в опытах нежелателен дополнительный нагрев сжимаемого материала, как это предусматривает способ, описанный в [1], то может

быть предложен метод создания радиальных сжимающих усилий путем воздействия сильного импульсного магнитного поля на лайнер из хорошо проводящего металла (медь, алюминий), внутри которого размещается стальная ампула с исследуемым материалом. При этом для получения давления в несколько гигапаскаль потребуется создавать импульсное магнитное поле индукцией порядка 100 Тл и длительностью 40–100 мкс.

Радиальные сжимающие силы можно обеспечить в аксиальном либо азимутальном импульсном магнитном поле. В первом варианте, который лежит в основе технологии магнитно-импульсной обработки металлов [5], цилиндрический образец следует поместить внутри соленоида, по которому протекает импульсный ток. Импульсное магнитное поле индукцией 100 Тл и более может быть получено только в разрушающемся одновитковом соленоиде [6]. Опыты по получению импульсного магнитного поля порядка 100 Тл и длительностью до 40 мкс описаны в [7]. Для задачи создания импульсного сверхвысокого давления этот вариант имеет принципиальный недостаток, заключающийся в том, что из-за нагрева металла в сильном магнитном поле возрастает электрическое сопротивление металла лайнера, магнитное поле проникает во внутреннюю полость образца и существенно уменьшаются сжимающие усилия.

Возможно осуществление другого варианта динамического нагружения, при котором импульсное магнитное поле возбуждается проходящим по образцу аксиальным электрическим током [8]. В этом случае независимо от электрического сопротивления металла магнитное поле во внутренней полости образцов отсутствует и давление внутри $p(t)$ определяется индукцией магнитного поля на наружной поверхности лайнера $B(t)$. Естественный предел, ограничивающий создаваемые при этом давления $p(t)$ и нарушающий условия протекания опыта, определяется нагревом металла, который в сильных магнитных полях приводит к перегреву и, возможно, к “взрыву” металла лайнера [9,10].

Процессы, связанные с проникновением сильного импульсного магнитного поля в металл, описаны в литературе в связи с экспериментальной задачей получения рекордных по напряженности магнитных полей [9–11]. Случай прохождения большого импульсного тока вдоль цилиндрического проводника также исследован в работах, посвященных изучению начальной стадии электрического взрыва проволочки [12,13]. Сжатие полого цилиндрического проводника (лайнера) при прохождении продольного тока рассматривалось рядом авторов в связи с задачей получения сверхсильных магнитных полей методом компрессии магнитного потока по схеме z -пинч [14,15]. Во всех этих работах рассматривались режимы, приводящие к электрическому взрыву проводников. Для изучения фазовых превращений веществ такие режимы не подходят, так как необходимо обеспечить такие условия протекания процесса, когда высокое давление не сопровождается электрическим взрывом проводников. В [4,8] предлагается способ уменьшения джоулева нагрева образцов посредством прерывания разрядного тока емкостного накопителя энергии в момент максимума тока с использованием другого взрывающегося проводника, соединенного последовательно с лайнером [8], или посредством шунтирования образцов [4]. Недостатком таких способов является то, что прерывание или шунтирование

токов мегаамперного диапазона само по себе является сложной технической задачей, не имеющей пока удовлетворительного решения, а кроме того, при этом не получить существенного выигрыша в величине давления, достигаемого без перегрева материала образцов.

В настоящей работе в отличие от [8,12-15] рассматривается двухслойный полый цилиндрический проводник, на который полностью разряжается емкостной накопитель энергии, и целью работы является нахождение условий протекания процесса, при которых достигаются максимально возможные давления, не приводящие к перегреву ампулы. Основное внимание в работе уделяется джоулеву нагреву проводников и явлению нелинейной диффузии импульсного магнитного поля в металле лайнера и ампулы. Деформации образцов не рассматривались и при оценке достигаемых давлений было принято допущение о несжимаемости материалов.

1. Схема импульсного сжатия образцов

Рассматриваемый способ импульсного сжатия образцов схематически представлен на рис. 1. Стальная ампула с исследуемым материалом 1 размещается внутри лайнера 2 из металла с высокой электропроводностью (медь, алюминий). Электрический ток к лайнеру подводится с помощью электродов 3 и 4. Источником импульсного тока является емкостной накопитель энергии 5, который соединен с электродами 3 и 4 коаксиальными кабелями 6.

Оценки показывают, что в рассматриваемых нами случаях разряд накопителя энергии происходит в режиме, близком к режиму короткого замыкания. При этом с достаточной точностью можно принять, что разрядный ток $f(t)$ изменяется во времени как затухающая синусоида.

$$i(t) = I_0 \exp(-\delta t) \sin(\omega t), \quad (1)$$

где

$$I_0 = \frac{\omega^2 + \delta^2}{\omega} C U_0,$$

U_0 — напряжение зарядки конденсатора C в схеме рис. 1.

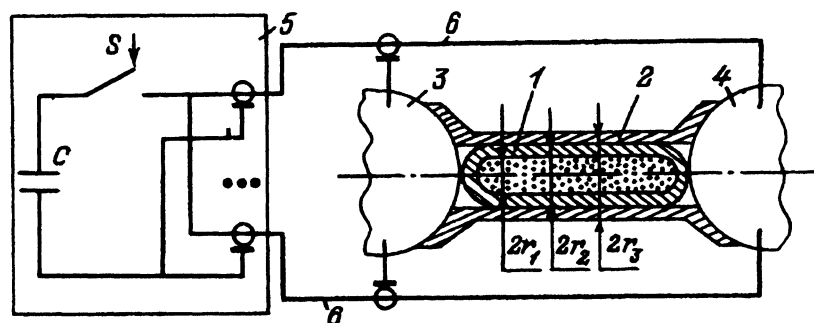


Рис. 1. Схема импульсного сжатия.

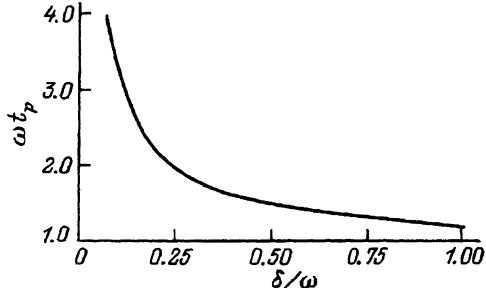


Рис. 2. Зависимость эквивалентной длительности импульса (ωt_p) от коэффициента затухания (δ/ω).

Для импульса тока (1) первый максимум тока

$$I_1 = CU_0 \cdot \sqrt{\omega^2 + \delta^2} \exp \left[-\frac{\delta}{\omega} \operatorname{arctg} \left(\frac{\omega}{\delta} \right) \right],$$

а интеграл действия тока определяется выражением

$$\int_0^{\infty} [i(t)]^2 dt = \frac{\omega^2}{4\delta(\omega^2 + \delta^2)} I_0^2.$$

Определим эквивалентную длительность импульса тока t_p как длительность прямоугольного импульса тока амплитудой I_1 , имеющего интеграл действия такой же, как и у импульса $i(t)$,

$$t_p = \frac{1}{I_1^2} \int_0^{\infty} [i(t)]^2 dt = \frac{1}{4\delta} \exp \left[2 \frac{\delta}{\omega} \operatorname{arctg} \left(\frac{\omega}{\delta} \right) \right]. \quad (2)$$

График зависимости (ωt_p) от затухания (δ/ω) приведен на рис. 2.

Для процесса динамического сжатия могут быть даны следующие простые оценки: максимальное значение индукции на наружной поверхности лайнера

$$B_m = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi r_3},$$

максимальное значение давления во внутренней полости ампулы

$$p_m \geq \frac{B_m^2}{2\mu_0} = \frac{\mu_0 I_1^2}{8\pi^2 r_3^2},$$

импульс давления во внутренней полости ампулы

$$P = \int_0^{\infty} p(t) dt = p_m t_p \geq \frac{\mu_0 I_1^2 t_p}{8\pi^2 r_3^2},$$

где r_3 — радиус наружной поверхности лайнера (рис. 1).

2. Распределение тока и температуры по сечению лайнера и ампулы

В схеме импульсного сжатия (рис. 1) предполагается, что основной электрический ток проходит в стенках лайнера 2. Однако при больших токах, создающих сильное магнитное поле 100 Тл и более, происходит интенсивный нагрев металла лайнера, возможно расплавление и даже испарение металла. Это в свою очередь может привести к вытеснению тока в ампулу, к недопустимому нагреву ампулы и ее содержимого. Анализ этих процессов производился с использованием математической модели, которая позволила рассчитать распределение тока и температуры при протекании импульса тока по двухслойному цилиндрическому полому проводнику. В модели не учитывались деформации металла и теплообмен между слоями металла во время действия импульса тока.

Задача расчета распределения импульсного тока была сформулирована в виде уравнения для векторного магнитного потенциала A

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A}{\partial r} \right) - \mu_0 \gamma \frac{\partial A}{\partial t} = 0, \quad (3)$$

где $\gamma(r, t)$ — электропроводность металла.

Для уравнения (3) граничные условия второго рода определяются отсутствием магнитного поля во внутренней полости проводников и магнитным полем на наружной поверхности лайнера, вычисляемым в соответствии с законом полного тока,

$$\left. \frac{\partial A}{\partial r} \right|_{r=r_1} = 0, \quad \left. \frac{\partial A}{\partial r} \right|_{r=r_3} = \frac{\mu_0 i(t)}{2\pi r_3}.$$

Сопряжение решения на границе двух металлов обеспечивается непрерывностью A и $\partial A/\partial r$ при $r = r_2$.

В соответствии с [10] была принята линейная зависимость относительно удельного сопротивления металла ρ от величины приращения теплосодержания Q

$$\rho = \gamma_0/\gamma = I + \beta Q,$$

где $\gamma_0(r)$ — начальная электропроводность “холодного” металла, β — тепловой коэффициент [10].

Учитывая

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{j^2}{\gamma},$$

где $j = -\gamma(\partial A/\partial t)$ — плотность тока, получаем дифференциальное соотношение, устанавливающее связь изменения во времени относительно удельного сопротивления $\rho(r, t)$ и векторного магнитного потенциала $A(r, t)$,

$$\frac{\partial(\rho^2)}{\partial t} = 2\beta\gamma_0 \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)^2. \quad (4)$$

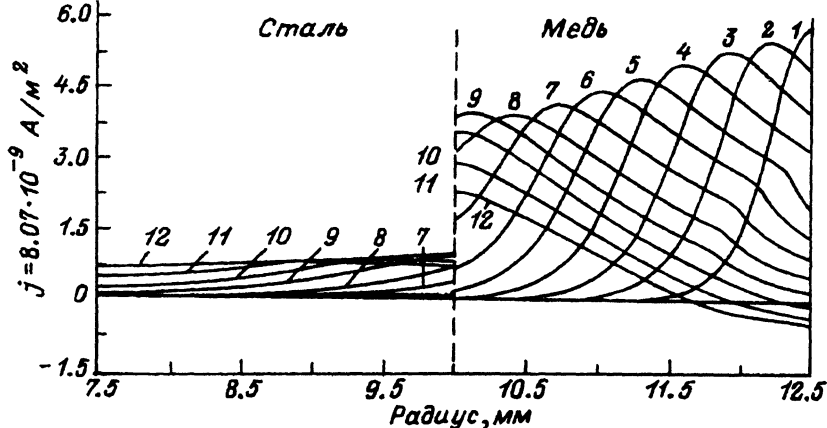


Рис. 3. Распределение плотности тока j в двухслойном цилиндрическом полем проводнике в моменты времени $t = k \cdot 6.25$ мкс.

$k = 1, 2, \dots, 12$ — номер кривой на графике; $r_1 = 7.5$ мм, $r_2 = 10$ мм, $r_3 = 12.5$ мм, $I_1 = 6.25$ МА, $\omega = 31.4 \cdot 10^3$ с $^{-1}$, $\delta/\omega = 0.5$.

Дифференциальное уравнение (3) вместе с граничными условиями и дифференциальным соотношением (4) было аппроксимировано в виде неявной разностной схемы и решалось методом прогонки.

На рис. 3 и 4 представлен характерный пример пространственного распределения плотности тока $j(r, t)$ и температуры $T(r, t)$, рассчитанный для случая протекания импульса тока амплитудой $I_1 = 6.25$ МА по медному лайнеру и ампуле из малоуглеродистой стали. Параметры зависимостей электропроводности меди и стали от приращения теплосодержания Q взяты из [10]. Индукция магнитного поля на наружной поверхности лайнера достигает величины $B_m = 100$ Тл, а давление внутри ампулы $p_m = 4.5$ ГПа. В начальные моменты времени электрический ток сосредоточен в наружных слоях меди (кривая 1 на

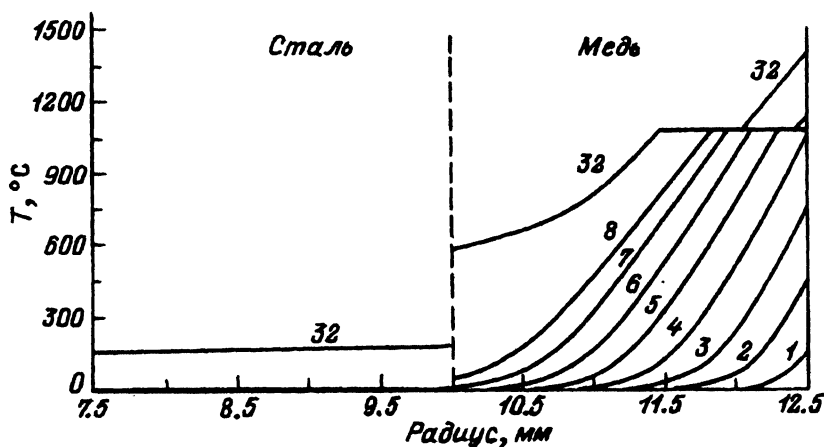


Рис. 4. Распределение температуры T в двухслойном цилиндрическом полем проводнике в моменты времени $t = k \cdot 6.25$ мкс.

$k = 1, 2, \dots, 8, 32$ — номер кривой на графике. Размеры образца и характеристики импульса тока те же, что и на рис. 3.

рис. 3), затем "волна" плотности тока j распространяется в глубину меди. Одновременно с этим происходит интенсивный нагрев наружных слоев лайнера (рис. 4), что в свою очередь приводит к возрастанию электрического сопротивления металла и уменьшению плотности тока j . К моменту достижения максимума тока (кривые b на рис. 3 и 4) тока уже распространяется по всему сечению лайнера и начинается плавление меди на глубине 0.5 мм от поверхности лайнера. В стали плотность тока j существенно меньше и достигает заметных величин только после максимума тока $i(t)$. Кривые на рис. 4 показывают, что нагрев наружной поверхности лайнера до температуры плавления меди $T = 1073^\circ\text{C}$ происходит за 26 мкс, затем с течением времени зона плавления распространяется в глубину меди. К моменту окончания импульса тока (кривая 32 на рис. 4) зона плавления распространяется на глубину 1 мм, а зона нагретого жидкого металла на глубину 0.5 мм от наружной поверхности лайнера. При этом нагрев ампулы незначителен; к моменту окончания импульса приращение температуры стали достигает примерно 150°C .

Следует отметить, что помимо рассмотренных процессов диффузии магнитного поля и джоулева нагрева в реальных условиях будет происходить движение металла в радиальном направлении вследствие изменения объема материалов образца, ампулы и лайнера при сжатии и нагреве. Кроме того, имеет место дополнительный нагрев металла при его деформации, а также увеличение электропроводности металла при высоком сжимающем давлении.

Можно показать, что при давлениях порядка 5 ГПа относительное уменьшение объема металла лайнера и ампулы не будет превышать 1.5%, дополнительный нагрев, связанный с работой деформации металла, будет на два порядка меньше величины джоулева нагрева металла. Увеличение электропроводности для внутренних сжатых слоев металла при этом давлении не будет превышать нескольких процентов и приведет к небольшому увеличению плотности тока во внутренних слоях металла лайнера и ампулы.

Наиболее существенным из неучтенных факторов является радиальное перемещение материала лайнера и ампулы, обусловленное сжатием материала внутри ампулы. Это перемещение приведет к появлению дополнительного электрического вектора $\mathbf{E} = \mathbf{V} \cdot \mathbf{V}$ в металле, направленного аксиально и против внешней эдс. Здесь $\mathbf{V}(r, t)$ — вектор скорости радиального перемещения. В рассматриваемом случае, когда лайнер подключен к источнику тока, средняя по значению лайнера плотность тока не изменится, но возрастут по сравнению с рассчитанными величинами плотность тока j и температура T внутренних слоев лайнера; произойдет как бы выравнивание значений интеграла плотности тока и температуры по сечению лайнера. Оценка влияния радиального перемещения на распределение плотности тока и температуры в металлических деталях может быть произведена в каждом конкретном случае с учетом адиабатического сжатия материала, помещаемого внутрь ампулы.

3. Предельные параметры динамического сжатия

Результаты вычислений, подобные приведенным на рис. 3 и 4, показывают, что существуют режимы, при которых основная часть импульсного тока протекает в лайнере и джоулевый нагрев стальной ампулы незначителен. Однако такие режимы становятся невозможными,

если имеет место значительный перегрев (вплоть до испарения металла) лайнера. Естественная оценка предельных допустимых режимов может быть получена из величины интеграла плотности тока

$$J(r) = \int_0^{\infty} [j(r,t)]^2 dt < J_{lb}, \quad (5)$$

где J_{lb} — значение интеграла плотности тока, соответствующее нагреву металла до температуры кипения.

Для меди $J_{lb} = 1.24 \cdot 10^{17} \text{ A}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{м}^{-4}$, для алюминия $J_{lb} = 0.59 \times 10^{17} \text{ A}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{м}^{-4}$ [10].

В сильном магнитном поле при обеспечении условия (5) наблюдается выравнивание величины $J(r)$ по сечению лайнера вследствие более интенсивного нагрева и роста электрического сопротивления наружных слоев металла. Это позволяет вывести приближенную интегральную оценку предельных параметров процесса, при которых не происходит нарушения условия (5).

Учитывая, что среднее по сечению лайнера значение интеграла плотности тока

$$\bar{J} = \frac{2}{r_3^2 - r_2^2} \int_{r_2}^{r_3} J(r) r dr$$

удовлетворяет неравенству

$$\bar{J} > \frac{1}{\pi^2 (r_3^2 - r_2^2)^2} \int_0^{\infty} [i(t)]^2 dt = \frac{I_1^2 \cdot t_p}{\pi^2 (r_3^2 - r_2^2)^2},$$

получим условие, определяющее предельные значения параметров процесса динамического сжатия

$$\frac{t_p}{r_3^2} < \frac{\mu_0^2}{4B_m^2} \left(1 - \frac{r_2^2}{r_3^2}\right)^2 \cdot J_{lb}, \quad (6)$$

где t_p — эквивалентная длительность импульса тока, определенная выражением (2) или графиком рис. 2.

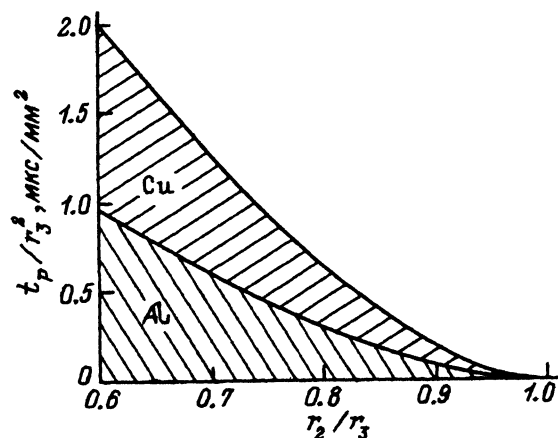


Рис. 5. Зоны допустимых режимов импульсного сжатия в поле $B_m = 100 \text{ Тл}$.

На рис. 5 показана зона допустимых значений обобщенного показателя (t_p/r_3^2) в зависимости от отношения радиусов (r_2/r_3) для медного и алюминиевого лайнера и поля $B_m = 100$ Тл. Более точные расчеты на числовой модели, описанной выше в разделе 2, подтверждают справедливость оценки (6).

Условие (6) и рис. 5 показывают невозможность создания высоких импульсных давлений при малых размерах лайнера. Так, для получения поля $B_m = 100$ Тл и давления $p_m \approx 4$ ГПа при длительности первой полуволны тока 100 мкс (это соответствует $t_p = 48$ мкс при $\delta/\omega = 0.5$) необходимо, чтобы наружный диаметр медного лайнера был не менее 18 мм (при $r_2/r_3 = 0.8$). В этом случае требуемое поле и давление создаются током $I_1 = 4.5$ МА. Выбор меньшего диаметра лайнера при пропорциональном уменьшении тока приведет к испарению металла лайнера и к перегреву и разрушению стальной ампулы.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Бацанов С.С., Болговитинов Л.Г., Мартынов А.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1990. Вып. 2. С. 53–54.
- [2] Бацанов С.С., Василевский С.В., Гурьев Д.Л. и др. // Хим. физ. 1991. Т. 10. № 2. С. 286–287.
- [3] Богоявленский К.Н., Кузнецов П.А., Мартенс К.К. и др. Высокоскоростные способы прессования деталей из порошковых материалов. Л.: Машиностроение, 1984. 168 с.
- [4] Бушман А.В., Воробьев В.С., Разель А.Д., Фортвов В.Е. // ДАН. 1990. Т. 315. № 5. С. 1124–1126.
- [5] Белый И.В., Хищенко Л.Т., Фертик С.М. Справочник по магнитно-импульсной обработке материалов. Харьков: Вища школа, 1977. 168 с.
- [6] Шнеерсон Г.А. // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 10. С. 2217–2228.
- [7] Miura N., Goto T. // Megagauss Field and Fulsed Power Systems / Ed. V.M.Titov, G.A.Shvetsov. New York: Nova Sci. Publ., 1990. P. 120–138.
- [8] Mateev V. V., Mokeev A. N., Prut V. V. // Megagauss Field and Fulsed Power Systems / Ed. V.M.Titov, G.A.Shvetsov. New York: Nova Sci. Publ., 1990. P. 73–76.
- [9] Шнеерсон Г.А. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 2. С. 419–428.
- [10] Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972. 391 с.
- [11] Колгатиш С.Н., Полищук А.Я., Шнеерсон Г.А. // ТВТ. 1993. Т. 31. № 6. С. 890–896.
- [12] Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М.: Энергоатомиздат, 1990. 289 с.
- [13] Прут В.В. и др. Сверхсильные магнитные поля / Под ред. В.М.Титова, Г.А.Швецова. М.: Наука, 1984. С. 378–383.
- [14] Алиханов С.Г., Бастин В.П., Топорков Д.А. Сверхсильные магнитные поля / Под ред. В.М.Титова, Г.А.Швецова. М.: Наука, 1984. С. 213–217.
- [15] Miura N. // Megagauss Field and Fulsed Power Systems / Ed. V.M.Titov, G.A.Shvetsov. New York: Nova Sci. Publ., 1990. P. 81–86.