

УДК 533.9:538.12

## ДВЕ АЛЬТЕРНАТИВЫ МАГНИТНОЙ КУМУЛЯЦИИ

Е. И. Биченков

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Рассмотрены явления, приводящие к существенному возрастанию магнитного поля и плотности энергии при сжатии захваченного магнитного потока проводящей оболочкой и при совместной деформации магнитного поля и вещества. Отмечены основные особенности и достоинства этих двух альтернативных схем магнитной кумуляции. Проведено сравнение классической и ударно-волновой схем магнитной компрессии в веществе с фазовым переходом из непроводящего состояния в проводящее. Рассмотрена возможность кумуляции магнитной энергии при растяжении силовых линий магнитного поля поперечным потоком проводящего материала.

### ВВЕДЕНИЕ

Одним из самых ярких научных достижений академика М. А. Лаврентьева было создание модели и разработка теории гидродинамической кумуляции [1]. Явление гидродинамической кумуляции уникально: вопреки большинству природных явлений, ведущих к сглаживанию всех неоднородностей в распределениях физических параметров, кумулятивные течения сопровождаются увеличением плотности энергии из-за присущей им способности передавать энергию от больших масс жидкости малым. Именно в кумулятивных течениях были в свое время получены рекордные плотности энергии и экстремальные состояния вещества. При этом выяснилось, что в первом приближении у большинства из этих явлений обнаруживается тенденция к неограниченной кумуляции [2].

Плодотворное направление кумуляции энергии обнаружил в 1951 г. академик А. Д. Сахаров, предложивший производить быстрое сжатие магнитного поля замкнутой проводящей оболочкой [3]. К этой же идее независимо от него и несколько позже пришел К. М. Фаулер из Лос-Аламосской национальной лаборатории [4]. Полувековая история исследований магнитной кумуляции знает периоды общего оптимизма и больших удач и, пожалуй, не меньшее количество тяжелых разочарований. Но благодаря изобретательности исследователей и их глубокой интуиции именно в экспериментах по магнитной кумуляции сегодня достигнуты поразительно высокие плотности энергии, в сотни раз превосходящие плотность энергии промышленных химических взрывчатых веществ и уступающие лишь ядерным боеприпасам [5].

В 1978 г. нами [6, 7] была предложена ударно-волновая схема компрессии магнитного потока вместе с веществом замкнутой системой ударных волн, переводящей при сжатии непроводящее вещество в проводящее состояние. Несколько позже такая же идея независимо была предложена К. Нагаямой из университета г. Кумамото [8]. В отличие от классической магнитной кумуляции поле при ударно-волновой компрессии с самого начала перемешано с веществом и сжимается вместе с ним, что приводит к ряду новых физических явлений. Сжатие поля и вещества, сопровождающееся увеличением плотности магнитной энергии, возможно не только при ударно-волновой компрессии магнитного потока

веществом с достаточно экзотической электропроводностью, но и в организованном определенным образом совместном течении поля и переносящего его проводящего материала. В последующих пунктах рассматриваются основные особенности этих двух альтернативных схем магнитной кумуляции.

## 1. КЛАССИЧЕСКАЯ МАГНИТНАЯ КУМУЛЯЦИЯ

**Физические условия, сопровождающие магнитную кумуляцию.** Классический метод получения сверхсильных магнитных полей состоит в сжатии магнитного потока замкнутой проводящей цилиндрической оболочкой, сходящейся к оси. Эту оболочку обычно называют лайнером. При движении в магнитном поле в тонком слое на внутренней поверхности лайнера индуцируется ток, поддерживающий и усиливающий магнитное поле в полости лайнера. Этот токовый слой называют скин-слоем. Взаимодействие тока с полем приводит к возникновению в материале оболочки давления  $p_m = B^2/(8\pi)$ , а омический нагрев — к повышению температуры. Отметим важнейший момент, характеризующий магнитную кумуляцию: при достаточной толщине проводящей оболочки (больше толщины скин-слоя) полный магнитный поток, равный сумме потока в скин-слое и кумулятивной полости, сохраняется. Это самое общее свойство МГД-течений с проводниками достаточных размеров. В [9] приведен пример течения проводящей жидкости, когда не просто полный поток сохраняется, но, несмотря на изменение размеров полости с полем, поток в ней и поток в скин-слое остаются постоянными каждый сам по себе.

Воспользовавшись сформулированным условием сохранения потока и записав уравнение баланса энергии, можно получить физическую оценку температуры на поверхности скин-слоя. Рассмотрим диффузию однородного магнитного поля из полости сечением  $S$  и периметром  $p$ . Если в начальный момент поле  $B_0$  было сосредоточено только в полости, то спустя некоторое время оно, продиффундировав в проводник на глубину  $\delta(t)$ , станет в силу сохранения потока  $B(t) = B_0 S / (S + p\delta(t))$ . При этом энергия поля уменьшится, и в расчете на единицу длины полости вдоль оси в скин-слое выделится тепло

$$\Delta Q = \frac{1}{8\pi} (B_0^2 S - B^2(t)(S + p\delta(t))) = \frac{B_0 B}{8\pi} p\delta(t).$$

Повышение температуры при этом будет

$$\Delta T = \frac{\Delta Q}{c_V p\delta(t)} = \frac{B_0 B}{8\pi c_V}.$$

Здесь  $c_V$  — теплоемкость единицы объема проводника. Приняв  $c_V = 4 \text{ Дж}/(\text{см}^3 \cdot \text{К})$ , можно получить, что в поле 1 МГс проводник нагревается примерно до  $10^3 \text{ К}$ .

Электрические поля, сопровождающие магнитную кумуляцию, невелики:  $E \approx (v/c)B$ , т. е. при скорости сжатия 1 км/с в поле 1 МГс оказываются порядка 1 кВ/см. Выжимание магнитного потока из клина с углом раствора  $\alpha$  приводит к многократному отражению электромагнитной волны от проводящих стенок клина, из-за чего поле в нормальном к неподвижной стенке клина направлении возрастает в  $1/\sin \alpha$  раз [10].

**Ограничения.** При идеальной магнитной кумуляции поток в полости постоянен. Это приводит к увеличению поля  $\beta = B/B_0 = S_0/S$  и к такому же увеличению магнитной энергии при уменьшении сечения полости от  $S_0$  до  $S$ . Идеальная кумуляция знает единственное ограничение — энергетическое, и

$$\beta = B/B_0 = (B^2 S)/(B_0^2 S_0) = U/U_{m0} = \varepsilon + 1. \tag{1}$$

Здесь  $U$  — энергия поля в конце сжатия;  $\varepsilon$  — отношение кинетической энергии оболочки к начальной магнитной энергии  $U_{m0}$ . Как это ни парадоксально, максимальное поле для

идеальной кумуляции в конце сжатия оказывается обратно пропорциональным начальному.

В экспериментах на энергетическое ограничение накладывается влияние конечной проводимости и сжимаемости материалов, а в экстремальных полях встает вопрос о возможности двух катастроф:

- 1) полной потери проводимости из-за перегрева скин-слоя током и стремительного испарения его;
- 2) неустойчивости поверхности проводника в сильном магнитном поле и связанного с ней ограничения достижимой степени сжатия.

Оценку зависимости усиления поля от электропроводности и особенностей сжатия полости можно получить следующим образом [11]. Введем характерный поперечный размер полости, определив его соотношением  $a = 2S/p$ , где  $S$  — сечение полости;  $p$  — ее периметр. Скорость убывания магнитного потока в полости может быть описана временем релаксации потока  $\tau_r$ . Для полости с поперечным размером  $a$  время релаксации можно определить как время, в течение которого толщина скин-слоя достигает величины  $a$ , т. е. для материала с постоянной электропроводностью  $\sigma$  в соответствии с [12]

$$\tau_r = \frac{4\pi\sigma}{c^2} a^2 = \frac{a^2}{\nu_m}.$$

Здесь  $\nu_m$  — магнитная вязкость. Сжатие полости в свою очередь характеризуется временем сжатия  $\tau_c$ , зависящим от размера полости  $a$  и кинематики сжатия. Эффективность сжатия магнитного потока определяется отношением этих двух времен:

$$\text{Re}_m = \tau_r/\tau_c. \quad (2)$$

Величину  $\text{Re}_m$  называют магнитным числом Рейнольдса. Ясно, что чем больше  $\text{Re}_m$ , тем более эффективна магнитная компрессия. Так как утечка потока пропорциональна периметру полости, а поток в полости пропорционален сечению, то с уменьшением размеров следует ожидать возрастания роли диссипативных процессов и их полного преобладания при смыкании полости. Можно определить критический размер полости условием, что время релаксации из нее равно времени сжатия  $\tau_r(a_*) = \tau_c(a_*)$ , и для оценок считать, что при уменьшении размера полости от начального  $a_0$  до  $a_*$  утечки потока нет, а при достижении критического размера усиление поля прекращается, т. е. принять, что усиление поля составляет

$$\beta_* = S_0/S_* = S(a_0)/S(a_*).$$

Нетрудно видеть, что время сжатия зависит не только от размера кумулятивной полости, но и от кинематики сжатия, а поперечное сечение полости определяется геометрией сжатия. Используя изложенные соображения, можно в каждом конкретном случае получить эту зависимость. Сравнение с точными решениями задач магнитной кумуляции с диффузией потока показало, что предложенные оценки дают правильные значения показателя степени в зависимости предельного усиления поля от магнитного числа Рейнольдса и могут использоваться для предсказания результатов эксперимента при изменении масштаба. Общий же вывод состоит в том, что с ростом масштаба эксперимента поле возрастает, пока не достигнет некоторой критической величины, приводящей к изменению самой природы потерь потока из кумулятивной полости.

Принципиальные ограничения достигаемых полей вносят сжимаемость и нагрев проводника токами. Воздействие сильного магнитного поля порождает распространяющуюся в материал ударную волну, сопровождаемую токовой зоной. В экстремальных полях можно ожидать настолько сильного нагрева материала, что его проводимостью и взаимодействием с магнитным полем можно с некоторого момента пренебречь. В таком случае

ничто не мешает сжатому и нагретому материалу расширяться к свободной поверхности, граничащей с магнитным полем. Возникает известная в теории детонации ситуация: в результате тепловыделения, создаваемого индуцированными токами, за ударной волной формируется волна разгрузки, в которой скорость материала относительно фронта волны возрастает и может оказаться сверхзвуковой. Считая тепловыделение в единице объема материала равным плотности магнитной энергии, пренебрегая начальным давлением и повторив известные из элементарной теории детонации выкладки, нетрудно получить, что при стационарном распространении структуры из ударной волны, токового слоя и волны разрежения, поддерживаемой механическим и тепловым взаимодействием проводника с сильным магнитным полем, массовая скорость в точке Жуге должна быть равна альфвеновской скорости [10]  $u_a = B/\sqrt{4\pi\rho}$ . Предполагая, что проводящий материал набегаёт на область, занятую магнитным полем, со скоростью  $v$ , нетрудно видеть, что сжатие поля будет происходить, если  $v > u_a$  или

$$\rho v^2/2 > B^2/(8\pi), \tag{3}$$

т. е. до тех пор, пока гидродинамический напор превосходит магнитное давление. Из качественных соображений этот результат как главное ограничение величины магнитного поля был получен А. Д. Сахаровым и приведен в его обзоре [13].

**Выводы из физических оценок.** Приведенные оценки имеют качественный характер и позволяют судить, в каком направлении следует прилагать усилия для получения рекордных плотностей энергии методом магнитной кумуляции. Из них можно сделать два вывода:

1. Масштаб эксперимента должен быть достаточно большим. Это означает, что надо создавать большое начальное поле, а оболочку делать из плотного материала и сообщать ей наибольшую скорость.

2. Достигнув предела по полю с некоторым взрывным узлом, можно надеяться преодолеть этот предел, увеличив размеры и усовершенствовав разгон оболочки.

Чтобы ориентироваться в необходимых параметрах магнитно-кумулятивных (МК) систем, составим таблицу, представив в ней плотность энергии магнитного поля  $w_B$ , необходимую для этого скорость материала с плотностью  $8 \text{ г/см}^3$  в соответствии с (3) и отношение плотности энергии в поле к плотности энергии в ВВ  $w_D = 8 \text{ кДж/см}^3$ .

Из таблицы следует, что 1,5 МГс — вполне реальное поле, и его получение во взрывном эксперименте вряд ли будет связано с какими-либо затруднениями. Однако заявленные К. М. Фаулером в первой публикации 14 МГс соответствуют 100-кратному увеличению плотности энергии и требуют скорости оболочки 15 км/с. Такой результат сам по себе не появляется. А если вдруг и случится, то, скорее всего из-за удачного стечения обстоятельств. Еще более проблематичны поля, превышающие 15 МГс.

Так и оказалось. Ни в одном эксперименте 60-х гг. не удалось повторить заявленных в [4] и [13] 14 и 25 МГс. В результате работы в области магнитной кумуляции к концу 70-х гг. вышли на рубеж получения полей 4–5 МГс в плохо воспроизводимых экспериментах, в ряде стран (Великобритании, Франции, Италии) были прекращены и продолжались лишь в мощных центрах по разработке ядерного оружия в СССР и США.

$B$ , МГс	$w_B$ , кДж/см <sup>3</sup>	$v_0$ , км/с	$w_B/w_D$
1,4	8	1,5	1
5,6	128	6	16
14	800	15	100
28	3200	30	400

**Генераторы рекордных магнитных полей.** Важнейшими событиями, приведшими к последующему прогрессу в области магнитной кумуляции, оказались:

— создание соленоида начального поля из композитного материала с анизотропной и изменяющейся при сжатии проводимостью и совмещение в одной конструкции функций соленоида начального поля и обжимающего поле лайнера;

— прямое наблюдение в эксперименте перемешивания поля с веществом лайнера и измерение критического поля, приводящего к катастрофическому разрушению токонесящей поверхности;

— переход к сжатию сверхкритических полей системой каскадов, в которых всякий раз, когда начинается перемешивание поля и вещества, происходит замена перегретого током проводящего материала на свежий проводник, создаваемый сжатием следующего каскада.

Эти выдающиеся результаты получены замечательным коллективом исследователей под руководством академика А. И. Павловского из советского ядерного центра г. Арзамас-16 и по мере прогресса исследований публиковались в трудах II, III и IV Международных мегагауссных конференций [14–16]. Современное состояние вопроса подробно изложено в сборнике, изданном к 50-летию Всероссийского научно-исследовательского института экспериментальной физики (ВНИИЭФ) [17–19], и в материалах, представленных в комиссию по присуждению Государственных премий России [5].

Соленоид начального поля в описываемых генераторах изготавливался в виде многослойной (9 слоев) и многозаходной цилиндрической конструкции из большого количества (4500) изолированных друг от друга тонких медных проволочек диаметром 0,25 мм, объединенных в единый блок пропиткой и запеканием в эпоксидном компаунде. После взрыва цилиндрического заряда ВВ, помещенного поверх соленоида, изоляция между проволочками разрушалась и из них формировалась однородная оболочка с большой начальной плотностью 6 г/см<sup>3</sup> и высокой проводимостью. Такой необычный соленоид был способен стабильно и без разрушений создавать сильное начальное поле 160 кГс в большом объеме и после подрыва заряда ВВ обеспечивал надежный захват и обжатие магнитного потока. В экспериментах с таким соленоидом получались поля 5–6 МГс, но превысить 6 МГс никак не удавалось. Импульсное рентгенографирование с исключительной очевидностью свидетельствовало, что обжатие оболочки без поля происходит с сохранением хорошей симметрии сжатия вплоть до полного закрытия кумулятивной полости. Эксперименты с полем показали, что при достижении 3,5 МГс начинается интенсивное перемешивание поля и материала лайнера, приобретающее затем катастрофический характер.

Продвижение в область полей, превышающих 5 МГс, было достигнуто применением каскадов — цилиндрических трубок, помещаемых внутри области сжатия поля на определенных расстояниях от оси системы и изготовленных, как и соленоид, из изолированных друг от друга проволочек. С тремя каскадами авторы работы создали надежно работающий генератор магнитных полей 10 МГс и провели серию уникальных экспериментов по изучению поведения материалов в таких полях. Заметно увеличив размеры системы и радикально усовершенствовав систему взрывного ускорения, авторы излагаемого цикла работ зарегистрировали в двух экспериментах поля, превышающие 20 МГс, о чем сообщили на VIII Мегагауссной конференции [20]. Максимальное измеренное поле составило 28 МГс. При этом плотность энергии в поле в 400 раз выше плотности энергии в ВВ! Рекорд достался дорогой ценой: вес заряда ВВ возрос с 16 до 170 кг, диаметр системы увеличился с 30 до 65 см, а для получения большой скорости сжатия была отлажена двухкаскадная система взрывного ускорения лайнера. На рис. 1 приведена схема и основные габариты двух МК-систем: на 10 МГс и 20 МГс из [5].

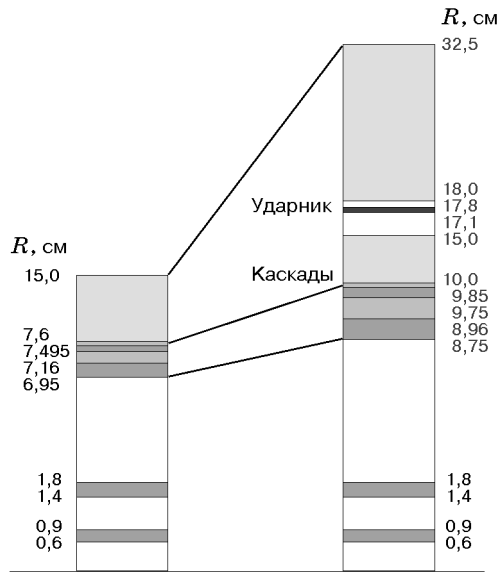


Рис. 1. Схема генераторов на 10 МГц (слева) и 20 МГц (справа)

## 2. СЖАТИЕ ПОЛЯ С ВЕЩЕСТВОМ

В классических МК-генераторах со сжатием магнитного поля проводящей оболочкой поле и вещество разделены: поле находится в полости генератора, запас необходимой для компрессии энергии сосредоточен в движущейся оболочке, ток протекает в тонком слое проводника на границе с полем. Неустойчивость этой границы приводит к перемешиванию поля с веществом и ограничивает величину достигаемых полей.

В отличие от использования классических генераторов могут быть предложены новые подходы к проблеме получения сверхсильных магнитных полей, в которых поле уже с самого начала перемешано с веществом. В первом из них используются материалы, способные при сжатии переходить из непроводящего в проводящее состояние. В образце из такого материала не составляет труда создать начальное магнитное поле. Сжимая затем такой образец с полем сходящейся к оси замкнутой системой ударных волн, можно перевести материал в проводящую фазу, захватить в образовавшийся проводник магнитный поток и осуществить магнитную кумуляцию, существенно увеличив магнитное поле и плотность энергии в нем. Это направление в магнитной кумуляции получило название ударно-волновой компрессии магнитного поля.

Однако возможности усиления поля при совместном движении поля и вещества ударно-волновой компрессией не ограничиваются. Известно, что при растяжении магнитной силовой линии тоже совершается работа, и энергия поля возрастает. Это — классика магнитной гидродинамики, физики плазмы и некоторых разделов астрофизики [12], нашедшая свое техническое воплощение даже в виде оригинального генератора мощных импульсов тока — так называемого компулсатора [21]. Но применительно к получению сверхсильных магнитных полей эта идея подробно не рассматривалась. На это упущение совсем недавно обратили внимание С. В. Федоров с соавторами в только что опубликованной статье [22], где численным счетом показана возможность достижения полей мегагауссного диапазона при совместной деформации поля и проводника, сопровождающейся растяжением магнитных силовых линий.

**Ударно-волновая компрессия магнитного поля. Отличия и достоинства.** Главное отличие ударно-волнового метода магнитной компрессии от лайнерного состоит в том, что волна проводимости движется по веществу с волновой скоростью  $D$ , а работу по сжатию поля совершают частицы вещества, движущиеся с массовой скоростью  $u < D$ . При сжатии и переходе вещества в проводящее состояние магнитное поле

“вмораживается” в него и уносится из области сжатия со скоростью  $(D - u)$  относительно фронта волны, а за волной формируется протяженная зона с плавным распределением магнитного поля и тока, диффузия поля в которой незначительна [23].

Конвективный вынос большой доли магнитного потока решающим образом ограничивает энергетические возможности метода. Однако, несмотря на это, компрессия магнитного поля с веществом имеет ряд достоинств, связанных с генерацией тока в “свежем” проводящем материале и с возможностью использования эффекта гидродинамической кумуляции для увеличения достижимых магнитных полей. Ударно-волновым методом получены поля 3,5 МГс при очень хорошем коэффициенте увеличения магнитного поля  $\beta = B/B_0 \approx 90$  [23–25].

Самые общие энергетические оценки для простейшей модели сжимаемой среды, в которой ударная волна переводит вещество в идеальный проводник при паковке его от исходной плотности  $\rho_0$  до конечной  $\rho_f$  [23], и более детальные расчеты [24] показали принципиальную зависимость возможностей метода от параметра паковки  $n = \rho_f/\rho_0 = D/(D - u)$  и привели к следующим результатам.

1. Магнитная энергия в области сжатия увеличивается лишь в сильно сжимаемых материалах ( $n > 2$ ), но плотность магнитной энергии и поле возрастают всегда.

2. Режим схождения ударной волны, предельное поле и конечный размер области сжатия поля зависят от сжатия вещества и параметра  $\varepsilon = 8\pi w_K/B_0^2$ , равного отношению плотности кинетической энергии создающего ударную волну лайнера  $w_K$  к плотности магнитной энергии в зоне сжатия в момент старта. При этом ударная волна всегда отражается от поля, если сжимаемость вещества достаточно велика:  $n > 2$ . В более жестких материалах ( $n < 2$ ) отражение ударной волны от поля происходит при небольшой кинетической энергии:  $\varepsilon < (u/D)/(1 - 2u/D)$ . В этих случаях генерируемое магнитное поле конечно. С увеличением энергии вышеприведенного предела в жестких материалах ударная волна падает на ось, приводя в теории к неограниченному возрастанию поля. Это добавляет новый пример неограниченной кумуляции к известному списку таких явлений. Торможение полем жестких материалов с невысокой паковкой ( $n \leq 2$ ) не приводит к заметному отбору энергии от волны: магнитная энергия в области сжатия оказывается меньше начальной, а сохранению энергии не противоречит случай полного смыкания волн с бесконечным полем на оси. В этот момент магнитный поток полностью уходит в проводник, но плотность магнитной энергии имеет теоретическую тенденцию к неограниченному возрастанию, т. е. подобные генераторы неудовлетворительны для преобразования энергии, но вполне могут подойти для усиления магнитного поля.

3. В ударно-волновом генераторе темп нарастания поля ниже, чем при магнитной компрессии идеальным лайнером, но из-за уноса потока из области сжатия и соответствующего уменьшения радиуса отражения волны усиление поля превосходит классический предел (1).

При ударно-волновой компрессии магнитного поля:

1) исключается взрывное испарение проводника из-за большой толщины токового слоя, наличия газодинамического скачка давления и непрерывного обновления материала на фронте волны;

2) повышается устойчивость сжатия. В наших экспериментах поперечный размер сжимаемой области изменялся более чем в 40 раз и ограничивался лишь точностью схождения ударных волн к оси системы. Теоретические исследования устойчивости плоской схемы ударно-волновой компрессии, проведенные в совместных работах исследователей из Института физических проблем РАН, ТРИНИТИ (г. Троицк) и оборонного центра Швеции, показали полную стабилизацию наиболее грозных коротковолновых возмущений, длина которых меньше некоторой критической величины, близкой к размерам области сжатия, и существенное замедление темпа роста длинноволновых возмущений [26].

*Некоторые новые эффекты.* Несмотря на значительное время, прошедшее с момента опубликования идеи и описания первых экспериментов, исследования в области ударно-волновой компрессии магнитного поля проведены явно недостаточно. Связано это с тем, что российские исследователи в силу известных причин сегодня практически лишены возможности проводить серьезный эксперимент, а для японских ученых выход в область магнитной кумуляции был неожиданным и редким эпизодом, далеким от свойственных им научных пристрастий и традиций. Однако некоторые качественно новые аспекты, свойственные ударно-волновому методу магнитной компрессии, все-таки были обнаружены и исследованы. Вот несколько наиболее интересных из них:

1. Обнаружение в расчетах осцилляций волновой и массовой скоростей материала при определенных условиях ударно-волновой компрессии поля.
2. Получение опять же в расчетах высоких электрических полей.
3. Выяснение нового факта, состоящего в том, что эффективность ударно-волновой компрессии магнитного поля сильно зависит от способности ударной волны захватить внутрь своего фронта и переносить с собой некоторый ток.
4. Изучение потоков электромагнитного излучения, сопровождающих эксперименты по ударно-волновому сжатию магнитного поля.

Далее кратко изложены важнейшие результаты, относящиеся к каждому из четырех отмеченных явлений.

1. Первые оценки возможностей ударно-волновой компрессии магнитного поля были сделаны аналитически для идеально пакуемой среды. В этой модели материал за фронтом волны предполагался несжимаемым, а параметр паковки — постоянным. Следующим шагом стал учет сжимаемости материала и оценки ее влияния на результаты компрессии. Схемы для численного моделирования были разработаны К. Нагаемой [27] и А. А. Барминым с соавторами [28]. К. Нагаяма провел расчеты при аппроксимации Ми — Грюнайзена, А. А. Бармин использовал основанные на теории свободного объема аппроксимации для уравнения состояния, а в ряде расчетов подогнанное к эмпирическим данным модельное уравнение состояния. Подобную работу несколько позже провели и мы [29], используя в ней для описания высокопористых материалов аппроксимацию Оха и Персона [30], в которой экстраполяция параметров от ударной адиабаты производится не по давлению, как в модели Ми — Грюнайзена, а по удельному объему.

Самым неожиданным в расчетах А. А. Бармина и наших оказалось обнаружение осцилляций скорости ударного фронта и массовой скорости материала на некоторой фазе сжатия. На рис. 2 представлены наши результаты для генераторов с алюминиевой пудрой. Расчеты распределения давления, массовой скорости и потока материала позволили понять детали течения при осцилляциях волновой скорости. На рис. 3 приведены результаты расчетов давления. В начале сжатия магнитное давление невелико и монотонно возрастает со временем. Скачок давления на ударном фронте примерно постоянен по величине и отчетливо заметен на фоне магнитной компоненты давления. За скачком полное давление вначале почти постоянно. Со временем оно проявляет тенденцию к спаду при удалении от ударной волны в материал. Связано это с распределением “вмороженного” в материал магнитного поля и создаваемой им составляющей полного давления.

На фазе сжатия вблизи минимума скорости магнитное поле достигает значительной величины и заметно тормозит материал. В результате скорость волны падает, магнитное поле стабилизируется, скачок давления на фронте уменьшается и почти незаметен на фоне большого магнитного давления. В толще сжатого материала продолжается движение к оси, из-за чего там формируется область высокого давления (отчетливо видный бугор давления на рис. 3). Под действием этого давления материал на периферии тормозится, а в приосевой области ускоряется — происходит перераспределение кинетической энергии



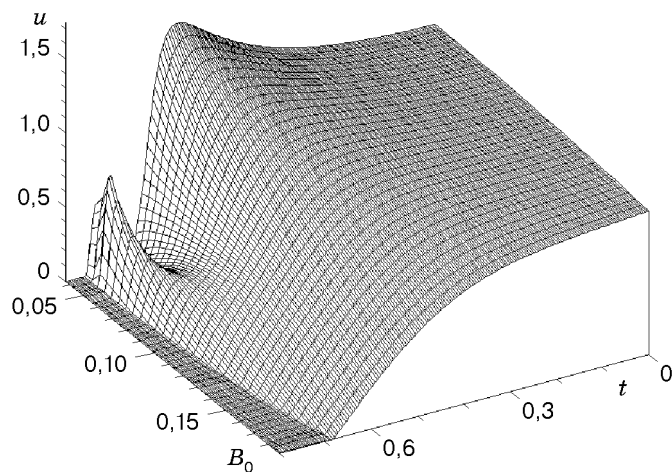


Рис. 2. Осцилляции массовой скорости на фронте ударной волны в ударно-волновом генераторе с алюминиевой пудрой

в материале, известное как явление гидродинамической кумуляции. В этом состоит самое нетривиальное в проведенных расчетах — они выявили наличие кумуляции кинетической энергии в сильно сжимающемся материале. Отмеченные особенности движения и их проявление очень критичны к выбору материала и наблюдаются в узком интервале значений начального магнитного поля.

2. Интенсивные работы по численному моделированию ударно-волновой компрессии магнитного поля ведутся в национальном оборонном центре Швеции. В этих расчетах использован, пожалуй, весь известный сегодня арсенал уравнений состояния и интерполяций для электропроводности CsI [31]. В результате расчетов получены исключительно высокие параметры возникающего в конце сжатия состояния вещества и достигаемых при этом полей: магнитное поле — 14 МГс, электрическое поле — 200 кВ/см, плотность тока — 20 ГА/см<sup>2</sup>, массовая скорость — 10 км/с, гидродинамическое давление — более 25 Мбар,

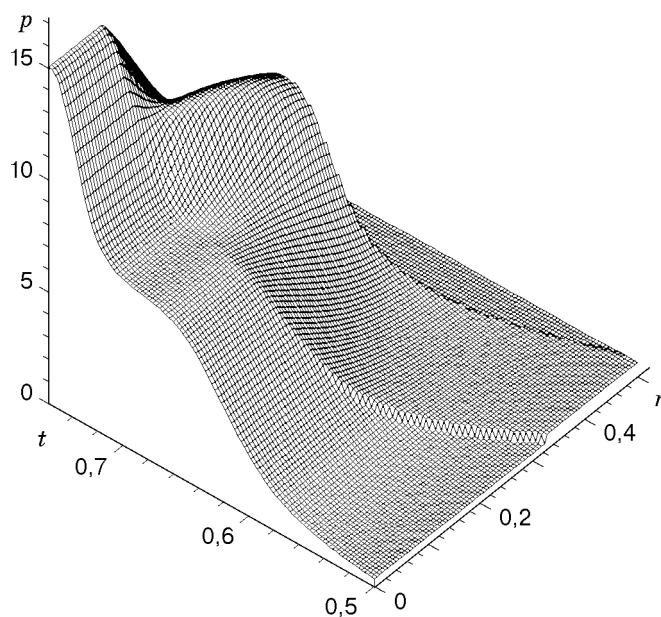


Рис. 3. Распределение полного давления

плотность энергии — 210 кДж/г, плотность — 30 г/см<sup>3</sup>, температура — 10<sup>6</sup> К. Приведенный перечень параметров впечатляет. И если на самом деле реализуется нечто похожее на приведенные результаты расчетов, следует говорить о колоссальном прорыве в новую область экстремальных состояний вещества. Главная проблема — получение экспериментальных свидетельств этому. И здесь, кажется, можно ожидать интересных новостей: в частном сообщении из США, полученном автором в 1999 г., утверждается, что исследователи из Кавендишской лаборатории зарегистрировали очень сильные электрические поля, возникающие при ударно-волновом сжатии магнитного поля в цилиндрических образцах из материала типа CsI.

3. В наших недавних работах был рассмотрен цикл новых задач по изучению пространственной структуры течения материала и возникающих при этом электромагнитных полей, величины и распределения токов и потока электромагнитной энергии при ударно-волновом сжатии в магнитном поле конденсированных проводящих материалов и материалов с фазовыми переходами проводник — диэлектрик и диэлектрик — проводник [32–35]. В этих работах удалось построить замкнутую модель электродинамических процессов, сопровождающих ударное сжатие материала, и установить, что ударная волна способна при определенных условиях захватить и переносить внутри своего фронта некоторый ток. Величина этого тока определяется сжимаемостью материала, его электропроводностью, толщиной фронта волны и для перехода диэлектрик — проводник положением точки фазового перехода в проводящее состояние внутри фронта волны. Такие волны были названы токонесящими волнами.

Оказалось, что наличие тока в волне экранирует поток электромагнитного излучения с фронта ударной волны и снижает эффективность магнитной компрессии, а распространение токонесящих волн сопровождается рядом новых электродинамических эффектов. Так, вход подобной волны в проводник сопровождается появлением пары ток — противоток, состоящей из двух одинаковых по величине и противоположных по направлению замкнутых друг на друга токов, расположенных первоначально на поверхности проводника. После прохождения волны эта виртуальная пара распадается на два реальных тока. Ток при этом отрывается от противотока и уносится волной. Противоток остается на поверхности проводника и диффундирует с нее в проводящий материал. Такое же расщепление пар ток — противоток сопровождает распад ударной волны на границе раздела проводящих материалов с разными ударными свойствами. При этом пары ток — противоток возникают на поверхностях обоих материалов, т. е. в случае токонесящей волны классический распад гидродинамического разрыва на границе раздела сред сопровождается появлением четырех токов. Очевидно, что при этом создаются соответствующие магнитные дипольные моменты, и в ряде случаев распространение токонесящих волн может сопровождаться появлением мощных потоков электромагнитного излучения. Но об излучении, сопровождающем ударно-волновую компрессию магнитного поля, следует сказать особо.

4. В 1993–1997 гг. в различных изданиях, в том числе и в обзорах современного состояния вооружений, появилось довольно много публикаций, в которых сообщалось, что в экспериментах по магнитной кумуляции удается зарегистрировать рекордные потоки мощности микроволнового излучения [36]. Такие заявления вызвали живейший интерес в первую очередь людей, ответственных за состояние и уровень обороноспособности страны. Естественно, впереди всех оказались американцы. Но и физиков подобное заявление заинтриговало: если сообщения верны, открывается новое направление исследований кумуляции энергии. А оборонное ведомство США создало мощную команду, профинансировало ее и провело совместно с авторами публикаций самую тщательную проверку достоверности сообщений. Результаты были представлены в докладе на VIII Мегагауссной конференции в г. Таллахасси (США) в октябре 1998 г. [37]. Основным результатом контрольных испытаний — микроволнового излучения не обнаружили.

Несмотря на неутешительные результаты контрольных испытаний, вопрос о возможности использования ударно-волновой компрессии магнитного поля для получения мощных потоков электромагнитного излучения заслуживает специального рассмотрения. Так или иначе, нет сомнений, что в результате магнитной кумуляции в веществе достигаются поля в несколько мегагаусс и запасается много энергии, которой надо быть куда-то сброшенной после окончания сжатия. Если материал останется в проводящем состоянии, запас магнитной энергии отрелаксирует в основном в тепло и частично в механическое движение проводника. Однако трудно ожидать, что после схождения ударной волны к оси и начавшегося затем разлета материал сжатого образца сохранит сплошность и электропроводность. В специально сконструированных взрывных узлах можно добиться того, что еще на фазе схождения ударной волны следом за ней в материал начнет распространяться волна разрежения, разгрузка в которой может приводить к потере проводимости. В отмеченных случаях появление электромагнитного излучения неизбежно. Помимо изложенной простой схемы явлений, приводящей к созданию на основе магнитной кумуляции источника электромагнитного излучения, не исключены и другие способы генерирования его за счет правильного модулирования во времени магнитных моментов, создаваемых возникающими в условиях ударно-волновой компрессии токами. Некоторые из изложенных вопросов были освещены в докладе автора [34] и в представленной в печать работе [35].

**Магнитная кумуляция в гидродинамических течениях проводника.** *Генерирование полей в сдвиговом течении проводящей жидкости.* **ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ.** Рассмотрим плоскую щель между двумя неограниченными проводниками, поверхности которых параллельны и отстоят друг от друга на расстоянии  $2a$  (рис. 4). Проводимость материала стенок щели  $\sigma$  будем предполагать постоянной. В начальный момент магнитное поле  $B_0$  в материале однородно и перпендикулярно границам щели. Пусть стенки мгновенно начинают двигаться в разные стороны в перпендикулярном к начальному полю направлении и с постоянной скоростью  $v_0$ . Направим координатную ось  $x$  вдоль поля  $B_0$ , ось  $y$  — вдоль скорости. Симметрия позволяет рассматривать половину щели, поместив идеально проводящую плоскость посередине щели, и обратить движение, перейдя в систему отсчета, связанную с проводником. При этом на единице длины идеального проводника возникнет электрическое поле напряженностью  $(v_0/c)B_0$ , направленное вдоль оси  $z$ , которое создаст ток, циркулирующий вокруг щели. Этот ток породит магнитное поле  $B$ , направленное вдоль оси  $y$ .

**УРАВНЕНИЕ.** Закон электромагнитной индукции для контура, наложенного на циркулирующий по поверхности проводников индуцированный ток, приводит к уравнению

$$\frac{v_0}{c} B_0 - \frac{a}{c} \frac{dB}{dt} = - \left( \frac{j}{\sigma} \right) \Big|_{x=0}, \quad (4)$$

где  $j$  — плотность тока;  $\sigma$  — проводимость на поверхности проводника. В свою очередь

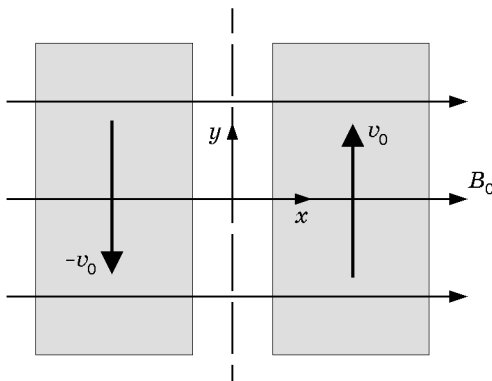


Рис. 4. Генерация поля сдвиговым движением проводника

плотность тока связана с создаваемым ею полем уравнением Ампера, из которого для рассматриваемой задачи следует

$$j = \frac{c}{4\pi} \frac{\partial B}{\partial x},$$

или после подстановки в (4)

$$\frac{dB}{dt} = \left( \frac{c^2}{4\pi\sigma a} \frac{\partial B}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} + \frac{v_0}{a} B_0. \quad (5)$$

Выбрав в качестве масштаба магнитного поля  $B_0$ , линейного масштаба — поперечник щели  $a$ , масштаба времени — время прохождения проводником поперечника щели  $a/v_0$ , приводим уравнение (5) к безразмерному виду

$$\frac{dB}{dt} = \left( \frac{1}{\text{Re}_m} \frac{\partial B}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} + 1, \quad (6)$$

в котором остался единственный определяющий задачу параметр — магнитное число Рейнольдса  $\text{Re}_m$  (2).

**РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ.** Вошедшую в уравнение (6) производную поля по нормали к границе проводника можно определить из уравнения диффузии магнитного поля в плоский проводник через значение магнитного поля на границе и получить важнейшее для последующего соотношение [11]

$$\left( \frac{\partial B}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} = -\sqrt{\frac{\text{Re}_m}{\pi}} \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{B(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} d\tau,$$

после подстановки которого в (6) и интегрирования по времени можно прийти к интегральному уравнению для рассматриваемой задачи

$$B(t) = t - \sqrt{\frac{1}{\pi \text{Re}_m}} \int_0^t \frac{B(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} d\tau,$$

в которое входит единственная неизвестная функция — магнитное поле в полости  $B(t)$ . Решение полученного уравнения можно отыскать приемами, повторяющими известный подход к решению уравнения Абеля [38], и прийти в результате к дифференциальному уравнению для  $B(t)$

$$\frac{dB}{dt} - \frac{B}{\text{Re}_m} = 1 - \frac{2\sqrt{t}}{\sqrt{\pi \text{Re}_m}}.$$

Решение этого уравнения с начальным условием  $B(0) = 0$  имеет вид

$$B(t) = \text{Re}_m(2\sqrt{t_r}/\sqrt{\pi} - 1 + B_*(t_r)), \quad B_*(t_r) = (1 - \Phi(\sqrt{t_r})) \exp(t_r), \quad t_r = t/\text{Re}_m. \quad (7)$$

Здесь  $\Phi(z)$  — интеграл вероятности.

**АНАЛИЗ РЕШЕНИЯ.** Отметим важнейшие особенности полученного решения.

1. В решении произошла перенормировка времени: вместо выбранного ранее времени перемещения проводника на расстояние, равное поперечнику полости, в качестве масштаба времени появилась величина, в  $\text{Re}_m$  раз большая. В соответствии с определением (2) это время релаксации поля из плоской щели, что более соответствует физическому смыслу задачи. Для времени с новым масштабом использовано обозначение  $t_r$ .

2. Коэффициент усиления поля оказался пропорциональным магнитному числу Рейнольдса, умноженному на функцию времени. Асимптотики этой функции имеют вид

$$\frac{B(t)}{\text{Re}_m} \approx t_r - \frac{4t_r^{3/2}}{3\sqrt{\pi}} + \frac{t_r^2}{2} - \frac{8t_r^{5/2}}{15\sqrt{\pi}} + \frac{t_r^3}{6}, \quad t_r \ll 1, \quad \frac{B(t)}{\text{Re}_m} \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{t_r} - 1 + \frac{1}{\sqrt{\pi t_r}}, \quad t_r \rightarrow \infty. \quad (8)$$

Самое замечательное в полученном решении состоит в том, что коэффициент усиления поля неограниченно растет со временем пропорционально  $\text{Re}_m \sqrt{t_r}$ , т. е. полученное решение представляет собой еще один пример из ряда явлений с неограниченным возрастанием плотности энергии.

Понять причину полученного результата несложно: силовая линия вытягивается проводником в направлении вдоль щели пропорционально  $t_r$  и диффундирует в проводник на глубину скин-слоя, т. е. пропорционально  $\sqrt{t_r}$ , из-за чего в итоге получается усиление поля, пропорциональное  $\sqrt{t_r}$ .

Приведенные асимптотики позволяют увидеть принципиально новую сторону генерирования магнитного поля в сдвиговом движении проводника, коренным образом отличающую его от классической магнитной кумуляции. Оказывается, получить заданное усиление поля  $B(t) = \beta$  в сдвиговом движении можно двумя противоположными путями. Можно работать с большими магнитными числами Рейнольдса и достигнуть заданной величины поля за короткое время  $t_r \approx \beta/\text{Re}_m$ . В этом случае ситуация похожа на классическую. Но можно оперировать и малыми магнитными числами Рейнольдса, взять их даже меньшими 1 — ситуация неслыханная для классической магнитной кумуляции. Как следует из (8), при этом можно получить желаемое усиление поля в системах с очень умеренными скоростями движения проводника, если должным образом обеспечить продолжительное время работы генератора  $t_r \approx \pi\beta^2/(4\text{Re}_m^2)$ . Очевидно, что перемещения проводников, их размеры, вес и габариты машин, способных к подобной деятельности, могут оказаться циклопическими.

Сформулированные выводы иллюстрируют результаты численных расчетов, представленные на рис. 5, на котором приведены линии уровня функции  $B(t)$  в координатах  $(t_r, \text{Re}_m)$ , соответствующие усилению поля от 1 до 10 и проведенные с шагом 1. Нетрудно видеть отмеченную выше особенность усиления магнитного поля в рассматриваемой задаче. Из приведенных графиков следует также, что если исходить из умеренных коэффициентов усиления поля  $\beta$ , то наиболее практичной представляется их реализация при достаточно умеренных значениях как времени накачки полости, так и магнитных чисел Рейнольдса.

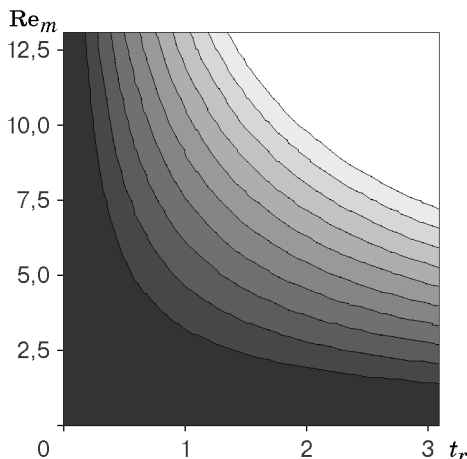


Рис. 5. Линии уровня усиления магнитного поля от 1 до 10

Так как при начале работы рассматриваемого генератора тока в стенках полости нет, то “разгон” подобного типа источников сильных магнитных полей происходит довольно медленно и требуется значительное время, чтобы возник большой ток, приводящий к эффективному отбору механической энергии от движущегося проводника.

**НЕКОТОРЫЕ ОЦЕНКИ.** Чтобы ориентироваться в порядках возникающих величин, приведем в заключение несколько цифр, характеризующих рассмотренную задачу. Зададимся щелью с поперечным размером 1 см, окруженной медным проводником. Приняв магнитную вязкость меди равной  $160 \text{ см}^2/\text{с}$  [39], получаем для времени релаксации из рассматриваемой щели  $\tau_r = 1/160 \text{ с}$ . Выберем время, в течение которого генерируется поле,  $t_r = 10$ . При выбранном времени релаксации это  $1/16 \text{ с}$ . За это время скин-слой вырастет примерно до  $3a$ , т. е. проводник толщиной 10 см можно считать толстым, чтобы полагаться на полученные формулы при оценке возможных результатов по порядку величины. Из (7) следует, что при этом  $B(10) = 2,74 \text{ Re}_m$ , т. е. при  $\text{Re}_m = 1$  и начальном поле 200 кГс можно рассчитывать на получение 0,5 МГс. Значению  $\text{Re}_m = 1$  соответствует очень умеренная скорость движения проводника — всего 160 см/с, т. е. времени генерации поля отвечает вполне реалистичное перемещение проводника примерно на 10 см.

В настоящее время тратятся колоссальные усилия на создание гибридных магнитов на поля 300–500 кГс. Полученные оценки вселяют определенный оптимизм относительно возможности создания конкурентоспособных механических машин, способных производить такое же поле, используя принцип растяжения силовых линий “вмороженного” в проводник магнитного поля. Конечно, такие машины будут внешне походить на что-то подобное паровозу, но могут оказаться вполне пригодными для проведения физических исследований. В конце концов, П. Л. Капица открывал область сильных магнитных полей тоже с огромным механическим генератором.

Автор выражает благодарность А. И. Быкову и М. И. Долотенко за предоставленную ценную информацию о подробностях работ по получению рекордных магнитных полей, выполненных во ВНИИЭФ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Лаврентьев М. А. Кумулятивный заряд и принципы его работы // Успехи мат. наук. 1957. Т. 12, № 4. С. 42–56.
2. Забабахин Е. И., Забабахин И. Е. Явления неограниченной кумуляции. М.: Наука, 1988.
3. Павловский А. И. А. Д. Сахаров и магнитная кумуляция // Высокие плотности энергии: Сб. науч. тр. Саров: Всерос. науч.-исслед. ин-т эксперим. физики, 1997. С. 421–432.
4. Fowler C. M., Garn W. B., Caird R. S. Production of very high magnetic fields by implosion // J. Appl. Phys. 1960. V. 31, N 3. P. 588–594.
5. Быков А. И., Долотенко М. И., Карпиков А. А. и др. Взрывное генерирование сверхсильных магнитных полей и проведение исследований по физике твердого тела в магнитных полях 10-мегагауссного диапазона // Материалы, представленные на соискание Государственной премии России 1999 г. в области науки и техники. Саров: Всерос. науч.-исслед. ин-т эксперим. физики, 1999. С. 54.
6. А. с. 762706 СССР. Магнитокумулятивный генератор / Е. И. Биченков, Н. Г. Скоробогатых, А. М. Трубачев. № 2708486/24-25. Выдано 16.05.80; Приоритет 30.11.78.
7. Биченков Е. И., Гилев С. Д., Трубачев А. М. МК-генераторы с использованием перехода полупроводникового материала в проводящее состояние // ПМТФ. 1980. № 5. С. 125–129.
8. Nagayama K. New method of magnetic flux compression by means of the propagation of shock induced metallic transition in semiconductor // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 38, N 2. P. 109–116.

9. **Биченков Е. И., Маточкин Е. П.** Магнитное поле в движущемся цилиндрическом проводнике, скорость которого пропорциональна  $r^{-1}$  // ПМТФ. 1973. № 5. С. 20–29.
10. **Биченков Е. И.** Взрывные магнитно-кумулятивные генераторы: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Новосибирск, 1980. С. 306.
11. **Биченков Е. И.** Исследования по магнитной кумуляции: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1965. С. 144.
12. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Электродинамика сплошных сред. М.: Гостехтеоретиздат, 1957.
13. **Сахаров А. Д.** Взрывомагнитные генераторы // Успехи физ. наук. 1966. Т. 88, № 4. С. 725–734.
14. **Megagauss physics and technology: Proc. of the II Intern. conf. on megagauss magnetic fields generation and related topics, Washington, 29 May–1 June, 1979.** N. Y.; L.: Plenum Press, 1980.
15. **Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение /** Под ред. В. М. Титова, Г. А. Швецова. М.: Наука, 1984.
16. **Megagauss technology and pulsed power applications: Proc. of the IV Intern. conf. on megagauss magnetic fields generation and related topics, Santa Fe, USA, 14–17 July, 1986.** N. Y.; L.: Plenum Press, 1986.
17. **Якубов В. Б.** О развитии идеи магнитной кумуляции во ВНИИЭФ // Высокие плотности энергии: Сб. науч. тр. Саров: Всерос. науч.-исслед. ин-т эксперим. физики, 1997. С. 435–445.
18. **Павловский А. И., Быков А. И., Долотенко М. И. и др.** Кумуляция сверхсильных магнитных полей // Там же. С. 446–468.
19. **Высокие плотности энергии: Сб. науч. тр. /** Под ред. В. Н. Мохова, Р. Ф. Трунина, В. М. Горбачева, Л. А. Илькаева. Саров: Всерос. науч.-исслед. ин-т эксперим. физики, 1997. С. 572.
20. **Boyko V. A., Bykov A. I., Dolotenko M. I., et al.** Generation of magnetic fields above 2000 T with the cascade magneto-cumulative generator MC-1 // Abstrs of the VIII Intern. conf. on megagauss magnetic fields generation and related topics, Tallahassee, USA, 18–23 Oct., 1998. Tallahassee, 1998. P. 149.
21. **Быстров М. Н., Дружинин А. С., Кучинский В. Г. и др.** Электронный компрессионный генератор // II Всесоюз. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов: Тез. докл. Ленинград, 28–30 июня 1977 г. Л.: Науч.-исслед. ин-т электрофиз. аппаратуры, 1977. Т. 3. С. 39–42.
22. **Федоров С. В., Бабкин А. В., Колпаков В. И.** О возможности генерации сильных магнитных полей в проводящих материалах при проникании в них высокоскоростных тел // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 3. С. 13–18.
23. **Биченков Е. И., Гилев С. Д., Трубачев А. М.** Ударно-волновые МК-генераторы // Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение. М.: Наука, 1984. С. 88–93.
24. **Bichenkov E. I., Gilev S. D., Ryabchun A. M., Trubachev A. M.** Shock-wave method for generation of megagauss magnetic fields // Proc. of the IV Intern. conf. on megagauss magnetic fields generation and related topics, Santa Fe, USA, 14–17 July, 1986. N. Y.; L.: Plenum Press, 1986. P. 89–105.
25. **Nagayama K., Mashimo T.** Explosive-driven magnetic flux cumulation by the propagation of shock-compressed region in highly porous metal powders // J. Appl. Phys. 1987. V. 61, N 10. P. 4730–4735.
26. **Almstrom H., Bjarnholt G., Goldberg S. M., Liberman M. A.** On the methods of generation of ultrahigh pulsed magnetic field // Proc. of the VII Intern. conf. on megagauss magnetic fields generation and related topics, Sarov (Arzamas-16), 5–10 Aug., 1996. Sarov: VNIIEP, 1996. Pt 1. P. 144–151.

27. Nagayama K., Murakami T. Magnetohydrodynamic study of the interaction of magnetic flux with high-pressure shock waves in metal powder // Proc. of the 16th Intern. symp. on shock tubes and shock waves, Aachen, West Germany, 26–31 July, 1987. Aachen: VCH, 1987. P. 881–887.
28. Бармин А. А., Мельник О. А., Прищепенко А. Б. и др. Потери электромагнитной энергии при сжатии магнитного поля скачком второго рода // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1988. № 6. С. 166–170.
29. Биченков Е. И., Гилев С. Д., Рябчун А. М., Трубачев А. М. Сжатие магнитного поля ударно-индуцированными волнами проводимости в высокопористых материалах // ПМТФ. 1996. Т. 37, № 6. С. 15–25.
30. Oh K. H., Person P. A. Equation of state for extrapolation of high-pressure shock Hugoniot data // J. Appl. Phys. 1989. V. 65, N 10. P. 3352–3356.
31. Nyholm S. E. Numerical simulation of shock wave driven magnetic flux compression with MFCICS // Sci. Rep. FOA-R-98-00776-612-SE. 1998.
32. Биченков Е. И. Структура стационарной токовой волны, создаваемой ударной волной в проводящем материале с поперечным магнитным полем // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 4. С. 113–127.
33. Биченков Е. И. Электромагнитное поле и токовые волны, генерируемые при входе ударной волны в проводящий образец с поперечным магнитным полем // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 2. С. 19–25.
34. Bichenkov E. I. Shockwave driven flux compression technique // Abstrs of the VIII Intern. conf. on megagauss magnetic field generation and related topics, Tallahassee, USA, 18–23 Oct., 1998. Tallahassee, 1998. P. 151.
35. Биченков Е. И. Электродинамические эффекты, сопровождающие распространение токонесущих ударных волн в поперечном магнитном поле // Физика горения и взрыва (в печати).
36. Prishchepenko A. B., Zhitnikov V. P. Electromagnetic weapons in the air defense // Air Defense Herald. 1993. N 7. P. 51–55.
37. Altgilbers L., Merritt I., Brown M., et al. Compact explosive driven sources of microwaves: test results // Abstrs of the VIII Intern. conf. on megagauss magnetic field generation and related topics, Tallahassee, USA, 18–23 Oct., 1998. Tallahassee, 1998. P. 140.
38. Уиттекер Э. Т., Ватсон Дж. Н. Курс современного анализа. М.: Физматгиз, 1963. Т. 1.
39. Таблицы физических величин: Справ. / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.

*Поступила в редакцию 14/IV 2000 г.*

---