

СЖАТИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ УДАРНО-ИНДУЦИРОВАННЫМИ ВОЛНАМИ ПРОВОДИМОСТИ В ВЫСОКОПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛАХ

УДК 539.63; 537.311.3

Е. И. Биченков, С. Д. Гилев,
А. М. Рябчун, А. М. Трубачев

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

Введение. Предложенный нами [1–3] и независимо К. Нагаямой с коллегами [4, 5] метод компрессии магнитного потока сходящейся к некоторой оси замкнутой конфигурацией ударных волн, вызывающих переход вещества из непроводящего в проводящее состояние, отличается от классической магнитной кумуляции потерей большой доли магнитного потока, который вмораживается в образующийся за фронтом ударной волны проводящий материал. Это решающим образом ограничивает энергетические возможности метода. Однако, несмотря на значительные потери потока из области сжатия, компрессия магнитного поля вместе с веществом имеет ряд достоинств, связанных с генерацией тока в свежем проводящем материале и с возможностью использования эффекта гидродинамической кумуляции для увеличения плотности механической и зависящей от нее плотности магнитной энергии. Использование ударно-волнового метода генерации магнитных полей привело к достижению полей мегагауссного диапазона в генераторах исключительно простой конструкции и низкой стоимости [6, 7]. Наибольшее значение зарегистрированного поля оказалось 3,5 МГс при очень хорошем коэффициенте увеличения магнитного поля $\beta = B/B_0 \sim 90$ [8].

Достаточно общие энергетические оценки [6], проведенные для простейшей модели пакуемого до постоянной плотности материала, показали принципиальную зависимость возможностей метода от параметра паковки материала $n = \rho/\rho_0$. Удалось выяснить, что в достаточно жестких материалах с паковкой $n \leq 2$ торможение ударной волны магнитным полем не приводит к заметному отбору энергии от волны, магнитная энергия в области сжатия не возрастает, и закону сохранения энергии не противоречит случай полного смыкания ударных волн. При этом магнитная энергия остается конечной, магнитный поток полностью уходит в проводник, а плотность магнитной энергии имеет теоретическую тенденцию к сильному возрастанию при ограниченной начальной энергии системы. Приведенные в [6] оценки показывают, что при несжимаемости материала за фронтом ударной волны максимальное магнитное поле определяется проводимостью и геометрическими размерами генератора, входящими в выражение для предельного поля в комбинации, соответствующей магнитному числу Рейнольдса Re_m , т. е., как и для классической магнитной кумуляции, ограничение возможностей ударно-волновой компрессии конечной электропроводностью материала оказывается непринципиальным: увеличением размеров системы можно обеспечить большие значения Re_m и ожидать соответствующего возрастания генерируемого магнитного поля.

Среди исследованных материалов максимальные поля и наибольшее увеличение маг-

нитного поля были получены в гетерогенных материалах типа алюминиевой пудры с начальной плотностью порядка $0,1 \div 0,2$ от плотности монолита. Так как ударное сжатие высокопористых материалов сопровождается сильным нагревом, можно ожидать, что магнитная компрессия в таких материалах будет происходить при значительном отборе энергии в вещество, заполняющее полость МК-генератора, и именно этот фактор послужит главным ограничением величины достижимых магнитных полей. Для выяснения роли сжимаемости высокопористых материалов на процесс магнитной кумуляции в ударно-индуцированных волнах проводимости была выполнена настоящая работа.

Попытки учесть свойства ударно-сжатых материалов, в определенной мере соответствующие опытным данным, были предприняты К. Нагаямой [9] и А. А. Барминым с соавторами [10]. К. Нагаяма провел расчеты для компрессии поля в порошках металлов, исходя из аппроксимации Ми — Грюнайзена. А. А. Бармин с соавторами выбрали в качестве материала для анализа CsJ и использовали аппроксимации данных для давления и внутренней энергии как функции температуры и удельного объема, полученные на основе теории свободного объема в интерпретации Ленарда — Джонса, а в ряде расчетов они применяли модельное уравнение состояния, основанное на предположении, что за фронтом ударной волны в частице остается постоянным отношение давления к плотности и температуре, представив давление и температуру на адиабате Гюгонио степенными функциями плотности, подогнанными к эмпирическим данным.

В настоящей работе использован иной подход к выбору уравнения состояния ударно-сжатого материала. Большое внимание при этом уделено поискам аппроксимации, удовлетворительно описывающей поведение высокопористых материалов в широком диапазоне изменения начальной плотности. В расчетах обнаружены новые качественные особенности сжатия поля и вещества, не содержащиеся в [9, 10].

В данной работе приведены результаты численных расчетов сжатия магнитного потока сходящейся к оси цилиндрической ударной волной, переводящей материал из непроводящего состояния в проводящее. Расчеты проведены для различных материалов типа металлических порошков с низкой начальной плотностью. Исследовалась зависимость достижимого на фазе сжатия наибольшего магнитного поля от материала, его начальной плотности и начального магнитного поля при фиксированных параметрах узла, создающего ударную волну. Для отдельных материалов и в сравнительно узком интервале начальных полей обнаружены осцилляции волновой скорости сходящейся волны. Проведен детальный анализ структуры течения материала. Показано, что осцилляции являются результатом наложения эффекта накопления энергии в сжатом материале на гидродинамическую и магнитную кумуляцию.

Расчеты показали, что большая доля энергии забирается материалом, т. е. сжимаемость материалов является важнейшим ограничением достижимых магнитных полей, как и для классической магнитной кумуляции.

Уравнение состояния материалов с высокой пористостью. Выбор уравнения состояния материала является важнейшим моментом при решении задачи об ударном сжатии. В настоящее время экспериментальные сведения о состоянии конденсированных веществ при высоких давлениях получены преимущественно ударно-волновыми методами для огромного разнообразия материалов [11]. Общепринятым стало представление ударной адиабаты сплошных материалов в виде линейного соотношения между волновой и

массовой скоростями:

$$D = a + bu. \quad (1)$$

Соотношения на ударном скачке позволяют из (1) получить значения давления p , удельного объема $V = 1/\rho$ и внутренней энергии ϵ , т. е. некоторую линию состояний в пространстве трех термодинамических параметров, лежащую на поверхности $\epsilon = \epsilon(p, V)$, представляющей собой уравнение состояния. Очевидно, что знания ударной адиабаты материала абсолютно недостаточно, чтобы представить себе всю доступную материалу поверхность состояний. Поэтому при построении уравнения состояния адиабата Гюгонио используется лишь как опорная линия, от которой по тому или другому правилу производится экстраполяция, чем устанавливается примерный вид некоторой полосы поверхности состояний в окрестности ударной адиабаты.

Пожалуй, самой популярной в настоящее время оказалась экстраполяция Ми — Грюнайзена

$$\Delta E = \frac{\bar{V}}{\gamma} \Delta p \quad (2)$$

с определяемым в основном эмпирически коэффициентом Грюнайзена γ . При использовании соотношения Ми — Грюнайзена для высокопористых материалов возникает ряд трудностей, связанных с тем, что давление при сжатии изменяется в очень широком диапазоне, и обойтись одним фиксированным параметром γ невозможно. Для таких материалов целесообразно производить экстраполяцию от ударной адиабаты не по давлению, как в (2), а по удельному объему, так как его изменение в условиях ударного сжатия всегда ограничено и сравнительно невелико, особенно для конденсированных материалов. Такого рода методика построения уравнения состояния была предложена Охом и Персоном [12] в виде соотношения

$$\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_H = -\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_p, \quad (3)$$

в котором приняты равными по величине и противоположными по знаку производные от внутренней энергии по удельному объему на ударной адиабате и на изобаре. Соотношение (3) нетривиально и, пожалуй, не имеет достаточно убедительного обоснования. В простейшем случае оно может быть записано в виде конечных разностей, что позволяет предельно простыми средствами получить на основании кривой ударного сжатия сплошного материала поверхность возможных состояний его в пространстве $\{p, V, \epsilon\}$. Тщательное тестирование показало, что вместе с замечательной простотой уравнение Оха — Персона для высокопористых материалов предпочтительнее соотношения Ми — Грюнайзена и позволяет хорошо описать поведение ударно-сжатых материалов в широком диапазоне изменения пористости и интенсивности взрывных нагрузок.

Рассчитанная таким образом поверхность состояний для алюминия представлена на рис. 1. На этой поверхности приведены линии, соответствующие ударным адиабатам для значений пористости, указанных рядом с линиями. Значение пористости определялось как отношение плотности монолита к исходной плотности материала. Таким образом, 1 соответствует сплошному материалу, 10 — материалу, плотность которого составляет 0,1 от плотности сплошного. Отметим отчетливо проявившийся на ударных адиабатах аномальный ход кривых удельный объем — давление в области умеренных давлений, когда большему давлению отвечает меньшее уплотнение материала [13].

Ограничения предложенного Охом и Персоном способа построения уравнения состоя-

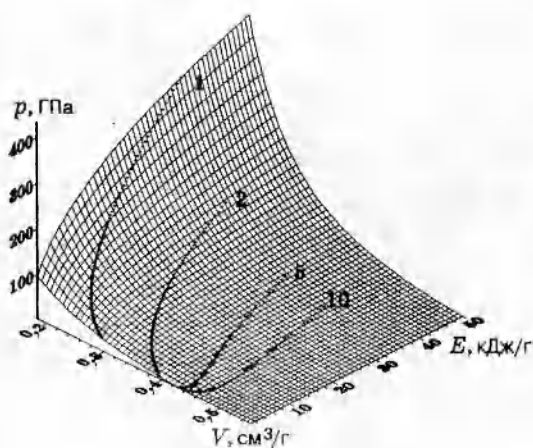


Рис. 1

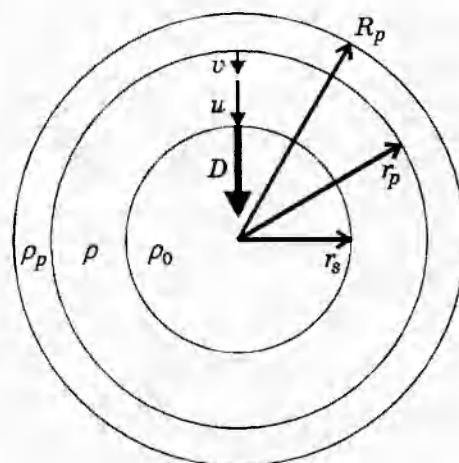


Рис. 2

ния материалов связаны с невозможностью описания фазовых переходов и химических превращений, когда возникают новые компоненты с существенно новыми параметрами ударной адиабаты. Поэтому использование изложенной экстраполяции ограничено материалами с достаточно высокими энергетическими порогами фазовых превращений либо материалами, для которых энергия фазового превращения мала и разница ударно-волновых свойств в разных фазах незначительна. По этой причине можно думать, что для металлов изложенное приближение окажется приемлемым, несмотря на возможность плавления при сжатии высокопористых образцов, так как ударно-волновые параметры металлов при плавлении изменяются не очень сильно, а теплота плавления сравнительно невелика.

В настоящей работе условие (3) было оформлено в отдельную подпрограмму расчета уравнения состояния в виде $\epsilon = \epsilon(p, V)$. При этом использовались константы ударных адиабат сплошных материалов, приведенные в табл. 1, построенной на основе [11].

Система уравнений и постановка задачи. Рассматривается компрессия магнитного поля сходящейся цилиндрической ударной волной, создаваемой ударом лайнера заданной массы и с заданной начальной скоростью по соосному с лайнером цилиндрическому ядру из материала (рис. 2). На рис. 2 и всюду в дальнейшем индекс p используется для описания положения и движения лайнера (поршня), s — для ударной волны, 0 — для начальных значений величин.

Были проанализированы два случая заполнения области сжатия материалом: полное заполнение и частичное, когда материал был сосредоточен в центре полости в цилиндре радиусом $r_0 = 0,4r_{p0}$. Такую схему магнитной компрессии мы называли гибридной, так как в ней на первом этапе происходила классическая магнитная кумуляция, а после соударения лайнера с материалом начиналось ударно-волновое обжатие магнитного потока. В исходном состоянии материал непроводящий. После прохождения ударной волны он при-

Таблица 1

Материал	ρ_0 , г/см ³	a , км/с	b	Материал	ρ_0 , г/см ³	a , км/с	b
Al	2,71	5,333	1,356	Cu	8,90	3,900	1,733
Be	1,84	7,993	1,132	Ti	4,5	5,22	0,767

обретает значительную проводимость, позволяющую считать магнитное поле за фронтом ударной волны в замороженном в материал.

В расчетах использовались лагранжевы координаты. Массовая переменная s определялась для угла 1 рад, так что $\partial s / \partial(r^2) = -\rho/2$. Условие в замороженности поля приводит к $B(s) = \Phi(s)\rho(s)$, где $\Phi(s)$ — магнитный поток, связанный с единицей массы материала. Полное давление в материале при этом $p_m(s) = p(\epsilon, \rho) + \Phi^2(s)\rho^2(s)/2\mu_0$.

Задача описывается системой уравнений магнитной гидродинамики [14]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial(ur)}{\partial s}, \quad \frac{\partial r}{\partial t} = u, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -r \frac{\partial p_m}{\partial s}, \quad \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = -r \frac{\partial(ur)}{\partial s}.$$

Граничные условия формулировались на границе материала с лайнером и на ударной волне. Считая материал лайнера несжимаемым с плотностью ρ_p , давление на его внешней поверхности равным нулю и пренебрегая диффузией магнитного поля в тонкий скин-слой, формирующийся на внутренней поверхности лайнера, нетрудно из уравнения Эйлера получить уравнение движения лайнера в виде

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{v^2}{r_p \ln(1 - m_p)} \left(m_p + \ln(1 - m_p) + \frac{2p_m(0, t)}{\rho_p v^2} \right), \quad m_p = \frac{m}{m + \pi \rho_p r_p^2}.$$

Здесь r_p — положение внутренней поверхности лайнера; m — погонная масса лайнера на единицу длины вдоль оси; m_p — массовый коэффициент для лайнера; p_m и v — полное давление на внутренней поверхности лайнера и ее скорость. Этой поверхности соответствует лагранжева координата $s_p = 0$.

На ударном фронте $s = s_s(t)$ выполнены условия

$$\rho(s_s) = \frac{\rho_0 D(s_s)}{D(s_s) - u(s_s)}; \quad (4)$$

$$p(s_s) = \rho_0 D(s_s) u(s_s); \quad (5)$$

$$\frac{dB}{dt} = B \frac{2u(s_s)}{D(s_s)}; \quad (6)$$

$$\frac{ds_s}{dt} = -\rho_0 r_s D(s_s); \quad (7)$$

$$\epsilon(s_s) = \frac{u^2(s_s)}{2}. \quad (8)$$

Первая пара из них общеизвестна — это уравнения неразрывности и импульса. Соотношение (6) представляет уравнение компрессии магнитного потока с учетом вмораживания поля в образующийся за ударной волной проводник и связанного с ним уноса части магнитного потока из области сжатия. Вывод его содержится в [6, 7]. Условие (7) следует из определения лагранжевой координаты. Равенство кинетической энергии материала изменению его внутренней энергии (8) справедливо, если давление за фронтом ударной волны много больше начального давления в материале. Для сжатия пористых материалов это предположение общепринято [13].

Начальные условия определяются для момента соударения лайнера с материалом и при $s_{s0} = s_{p0} = 0$ имеют вид

$$r_s = r_0, \quad u = v_0, \quad B = B_0, \quad \epsilon = \frac{v_0^2}{2}, \quad p_m(s_{s0}) = \rho_0 D(v_0) v_0 + \frac{B_0^2}{2\mu_0}, \quad \rho(s_{s0}) = \frac{\rho_0 D(v_0)}{D(v_0) - v_0}.$$

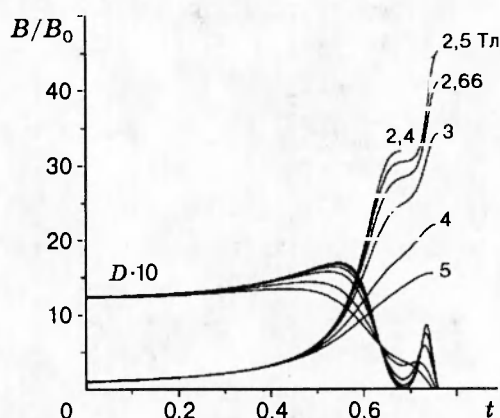


Рис. 3

В гибридной схеме производился пересчет скорости движения лайнера и магнитного поля к моменту начала ударно-волновой фазы компрессии в предположении идеальности первой стадии сжатия потока.

Сформулированная таким образом задача решалась численно для различных материалов с разными начальной пористостью и начальным полем. Так как в эксперименте варьировать размеры, материал и скорость лайнера трудоемко и разорительно, параметры ударного узла полагались фиксированными. В наших расчетах для лайнера были приняты следующие начальные условия: масса $m = 102$ г/см, плотность материала $\rho_p = 8,92$ г/см³, скорость $v_0 = 2000$ м/с, размер $r_{p0} = 7,5$ см. При введении безразмерных переменных все размеры относились к начальному радиусу r_0 заполненного материалом ядра, скорости — к скорости ударной волны D_0 в момент удара лайнера о материал, времена — к r_0/D_0 , магнитное поле — к характерному полю $B_0 = \sqrt{2\mu_0 T_0 / \pi r_0^2}$, определяемому величиной начальной кинетической энергии T_0 лайнера.

При частичном заполнении области сжатия исходная плотность материала предполагалась постоянной и была принята равной $0,44$ г/см³ для алюминиевой пудры в соответствии с имевшимися в нашем распоряжении возможностями. Для целиком заполненной полости сжатия она варьировалась с целью исследования некоторых неожиданных особенностей магнитной компрессии в ударно-индуцированных волнах проводимости, обнаружившихся в серии расчетов гибридных МК-генераторов.

Результаты расчетов. Во всех расчетах исключалась возможность возвратного движения волнового фронта, так как нет никаких оснований предполагать, что при этом ударный фронт не будет разрушен неустойчивостями границы поле — вещество. Тем самым торможение ударной волны магнитным давлением допускалось, пока она была способна создавать за собой свежий проводящий материал. В программе это условие сводилось к прекращению счета при обращении скорости фронта ударной волны в нуль.

Пожалуй, самым интересным моментом, проявившимся в расчетах, оказалось возникновение осцилляций скорости ударного фронта для определенных значений начального поля и для определенного заполнения полости сжатия материалом. На рис. 3 показано это явление. Здесь на совмещенном графике приведены зависимости от времени коэффициента возрастания поля B/B_0 и волновой скорости D для гибридной схемы сжатия поля в пористом алюминии. Расчеты показывают, что с уменьшением начального поля конечное

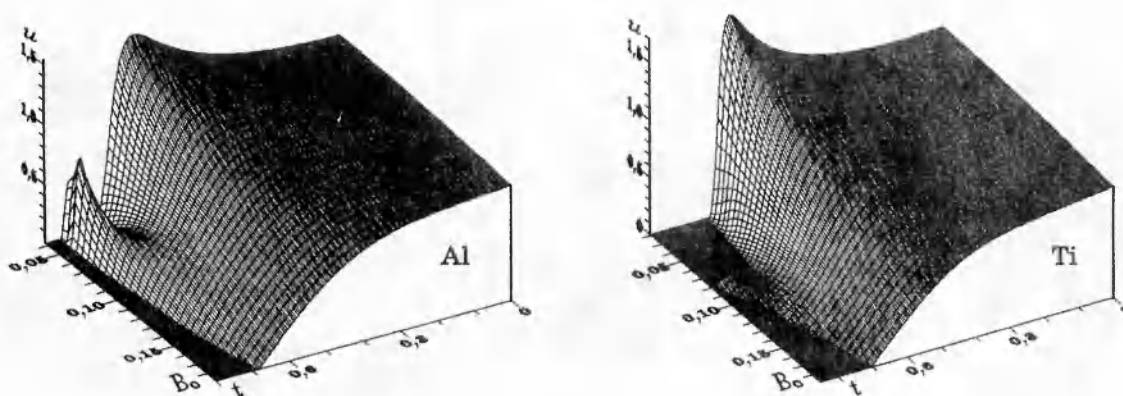


Рис. 4

поле сильно увеличивается. Скорость ударной волны сначала имеет тенденцию к возрастанию, но при достижении больших значений магнитного поля начинается довольно резкое торможение волны, скорость ее проходит через минимум, затем снова растет и, наконец, круто падает до нуля. В области минимума волновой скорости поле стабилизируется на некоторой величине, на его графике появляется полочка.

Результаты большого количества расчетов для гибридных МК-генераторов с алюминием и титаном в качестве рабочего материала представлены на рис. 4, откуда видно, что отмеченные осцилляции волновой скорости наблюдаются в довольно узком диапазоне значений начального поля и сильно зависят от материала: для титана это едва заметный выступ в области положительных значений скорости, для меди осцилляций в этой области вовсе нет. Расчеты для бериллия дали близкие к алюминию результаты. Для ударных генераторов с целиком заполненной материалом полостью выяснилось, что при фиксированном ударном узле осцилляции скорости проявлялись в том случае, когда масса материала оставалась такой же, как и для гибридной схемы, т. е. плотность материала должна была выбираться в обратной пропорции к заполнению полости сжатия.

Детали течения материала в области осцилляций волновой скорости могут быть поняты при анализе показанных на рис. 5–7 распределений давления, массовой скорости и потока материала на конечных фазах сжатия, когда проявляются осцилляции волновой скорости. Из этих графиков видно, что в начале сжатия магнитное давление невелико, но монотонно возрастает со временем, а скачок давления на ударном фронте примерно постоянен по величине и отчетливо виден на фоне магнитной компоненты давления. За скачком полное (магнитное и гидродинамическое) давление вначале почти постоянно, но со временем обнаруживает 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 начинает заметно влиять на движение материала. В результате скорость ударной волны падает, магнитное поле стабилизируется, скачок давления на ударном фронте уменьшается и становится практически незаметным на фоне большого установившегося магнитного давления. В толще же сжатого материала продолжается движение к оси, из-за чего там формируется область высокого давления, вызывающая торможение матери-

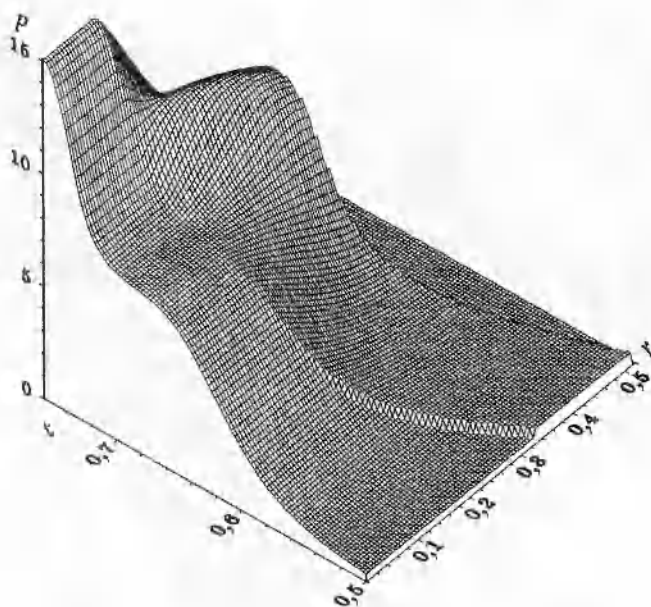


Рис. 5

ала на периферии и ускорение его в приосевой области — происходит перераспределение кинетической энергии в материале, известное для несжимаемой жидкости как явление гидродинамической кумуляции.

Детали распределения массовой скорости в материале отчетливо видны на рис. 6. Отметим, что магнитное поле тормозит в основном внутренний слой материала. Скоростной напор наружных слоев приводит затем к перераспределению энергии в материале и сопровождающим его осцилляциям скорости на фронте ударной волны. На последних стадиях движения скорость материала на периферии отрицательна — из-за большой упругости сжатого материала произошло отражение части его от оси.

О динамике изменения плотности можно составить представление, проанализировав изменение потока материала (рис. 7). Расчеты показали, что вначале материал преиму-

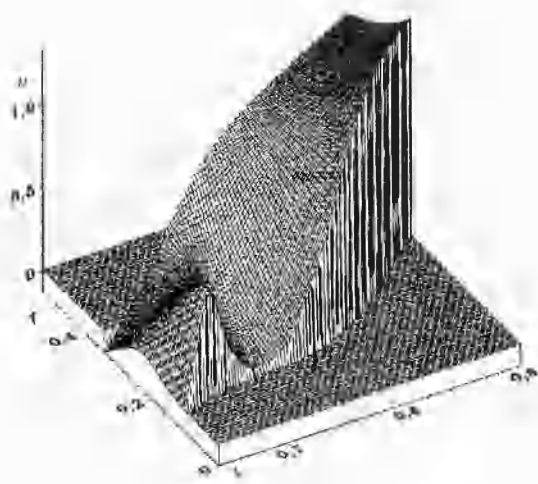


Рис. 6

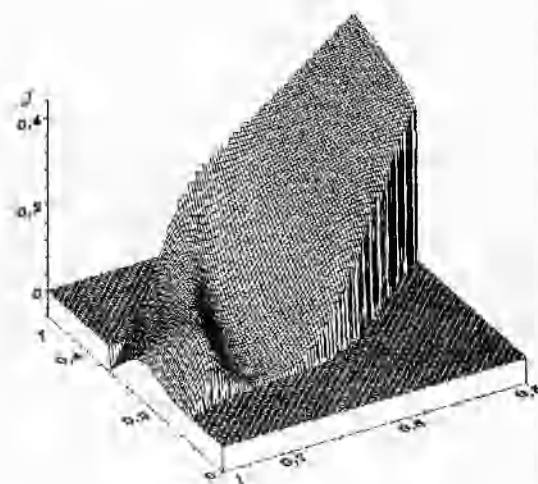


Рис. 7

Таблица 2

B_0	B_f	T_f^*	A_p	ϵ
Тл				
2,66	683	94	0,44	0,45
3,00	641	77	0,41	0,42
4,00	549	28	0,33	0,33
5,00	484	4,3	0,25	0,25
6,00	432	0,14	0,19	0,19
7,00	389	0,033	0,14	0,14
8,00	352	0,004	0,10	0,10
9,00	320	0,000	0,07	0,07
10,00	293	0,000	0,05	0,05

Примечание. Звездочка показывает, что значения T_f умножены на 10^4 .

Таблица 3

B_0	B_f	T_f	A_p	ϵ
Тл				
2,08	377	0,22	0,11	0,32
3,00	329	0,17	0,12	0,29
4,00	293	0,13	0,12	0,25
5,00	266	0,093	0,12	0,21
6,00	246	0,065	0,12	0,18
7,00	228	0,043	0,11	0,15
8,00	214	0,026	0,10	0,13
9,00	201	0,015	0,09	0,11
10,00	190	0,008	0,08	0,09

щественно сжимается, причем очень сильно на фазе замедления скорости ударной волны. После прохождения минимума скорости начинается растекание сжатого материала как к оси, так и в противоположном направлении с формированием в периферийной зоне потока, направленного наружу.

Самое нетривиальное в проведенных расчетах состоит в том, что они выявили наличие явления кумуляции кинетической энергии в сильно сжимающемся пористом материале. Иногда после паковки он может оказаться достаточно жестким, чтобы проявился этот эффект. С другой стороны, существенна и сжимаемость материала, которая должна привести к накоплению заметной упругой энергии, достаточной для повторного разгона затормозившегося магнитным полем слоя материала, примыкающего непосредственно к фронту ударной волны. Подчеркнем, однако, что отмеченные особенности движения и их относительное проявление очень критичны к выбору материала и наблюдаются в относительно узком интервале значений начального магнитного поля. В принципе, наверно, явление осцилляций скорости ударного фронта можно ожидать для любого материала. Но, как показывают графики рис. 4, эти осцилляции если и могут быть насчитаны, то в области отрицательных значений волновой скорости. По отмеченной ранее причине возможного разрушения волны мы в своих расчетах поисками таких решений не увлекались и попросту исключили их из рассмотрения.

Интересные результаты были получены при анализе баланса энергии в момент обращения массовой скорости в нуль сразу за фронтом ударной волны. В табл. 2 (полость заполнена частично) и 3 (полость заполнена целиком) приведены результаты расчетов для гибридного и ударно-волнового генераторов с алюминием в качестве рабочего материала. Здесь B_0 и B_f — начальное и конечное поле; T_f и A_p — кинетическая энергия и работа сжатия материала к моменту остановки ударной волны, отнесенные к начальному запасу механической и магнитной энергии в системе; ϵ — сумма обоих предыдущих слагаемых, представляющая собой долю потерянной для магнитной компрессии энергии.

Легко видеть, что в диапазоне параметров генераторов, обеспечивающих достижение наибольших магнитных полей, доля ушедшей в материал энергии оказывается значительной — около $1/2$ для гибридного генератора и $1/3$ для ударно-волнового. Распределение этой энергии между кинетической энергией и работой сжатия материала сильно различается — в гибридном генераторе кинетическая энергия незаметна, в ударно-волновом

она преобладает. Максимальное поле гибридного генератора почти в 2 раза выше, чем ударно-волнового. Несмотря на столь значительную разницу максимальных полей, магнитная энергия ударно-волнового генератора в 1,5 раза больше, чем энергия гибридного генератора. Произошло это из-за того, что размер области, занятой сильным полем, для ударно-волнового генератора оказался в 4 раза больше. При больших начальных полях потери энергии в материале в обоих случаях невелики и преимущественно сводятся к работе сжатия. Максимальное поле по-прежнему заметно больше для гибридного генератора. Отметим также, что размер области, соответствующей наибольшему сосчитанному полю, оказывается заметным и составляет $0,04r_0$ для ударно-волновой и $0,1r_0$ для гибридной схемы сжатия.

Закключение. Проведенные расчеты показали, что свойства материала существенно влияют на ударно-волновую компрессию магнитного потока: значительная доля энергии лайнера отбирается материалом. Скорее всего, как и в случае классической магнитной кумуляции, энергоемкость сжимаемого материала окажется важнейшим ограничением возможностей ударно-волнового метода генерации сверхсильных магнитных полей. Нетривиальным представляется эффект осцилляций волновой скорости в фазе схождения ударной волны. Проявляется этот эффект в сравнительно узком диапазоне значений начального магнитного поля и начальной плотности материала, причем далеко не для всякого материала. С гидродинамической точки зрения отмеченные особенности процесса ударно-волновой компрессии магнитного поля представляют собой интересное наложение гидродинамической кумуляции в сжимаемом материале на магнитную.

В [15] на основе качественного анализа процесса сжатия поля в веществе было высказано предположение о возможной стабилизации скорости ударной волны при падении ее на ось системы. Расчеты настоящей работы показали, что такой режим сжатия поля не реализуется из-за ограниченной скорости звука в сжатом материале: система оказывается недостаточно жесткой.

Полученные в данной работе результаты с точки зрения физики непротиворечивы и достаточно понятны, что определенным образом свидетельствует в пользу отсутствия возможных ошибок как в выбранной модели для описания материала, так и в самих расчетах. Однако такого косвенного свидетельства далеко недостаточно, чтобы целиком полагаться на них — все-таки слишком сильная экстраполяция принята в выбранном уравнении состояния материала. К сожалению, проведение необходимых экспериментов в настоящее время оказалось за пределами возможностей авторов работы.

Авторы благодарны Международному научному фонду и Российскому фонду фундаментальных исследований, поддержавшим данную работу (гранты RBO000 и 94-02-04022).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. 762706 СССР. Магнитокумулятивный генератор / Е. И. Биченков, Н. Г. Скоробогатых, А. М. Трубачев.
2. 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.
3. Гилев С. Д., Трубачев А. М. Получение сильных магнитных полей ударными волнами в веществе // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8, вып. 15. С. 914–916.

4. **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.
5. **Nagayama K., Oka T., Mashimo T.** Experimental study of new mechanism of magnetic flux cumulation by the propagation of shock-compressed conductive region in silicon // *J. Appl. Phys.* 1982. V. 53, N 4. P. 3029–3037.
6. **Биченков Е. И., Гилев С. Д., Трубачев А. М.** Ударно-волновые МК-генераторы // *Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение. Тр. МГ-III, Новосибирск, 13–17 июня 1983* / Под ред. В. М. Титова, Г. А. Швецова. М.: Наука, 1994. С. 88–93.
7. **Nagayama K., Mashimo T.** Magnetohydrodynamic study of flux cumulation by the propagation of shock-compressed conductive region in semiconductors // *Там же.* С. 270–277.
8. **Bichenkov E. I., Gilev S. D., Ryabchun A. M., Trubachev A. M.** Shock-wave method for generation of megagauss magnetic fields // *Megagauss Technology and Pulsed Power Applications / 4th Int. Conf. on Megagauss Magnetic Fields Generation and Related Topics, July 14–17, 1986. Santa Fe. NM. USA. N. Y.; L.: Plenum Press, 1987.* P. 89–105.
9. **Nagayama K., Murakami T.** Magnetohydrodynamic study of the interaction of magnetic flux with high-pressure shock waves in metal powder // *Shock Tubes and Waves / Proc. of the 16th Int. Symp. on Shock Tubes and Shock Waves, July 26–31, 1987, Aachen. W. Germany. Aachen: VCH, 1987.* P. 881–887.
10. **Бармин А. А., Мельник О. А., Прищепенко А. Б. и др.** Потери электромагнитной энергии при сжатии магнитного поля скачком второго рода // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1988. № 6. С. 166–170.
11. **Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Дудолодов И. П. и др.** Ударные адиабаты металлов. Новые данные, статистический анализ и общие закономерности // *ПМТФ.* 1981. № 2. С. 3–34.
12. **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.
13. **Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
14. **Самарский А. А., Попов Ю. П.** Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980.
15. **Трубачев А. М.** Ударно-волновые МК-генераторы. Оценка предельных возможностей метода // *Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики.* 1988. Вып. 88. С. 132–147.

Поступила в редакцию 30/VIII 1995 г.