

с малой α , но не содержит членов, описывающих взаимодействие пузырьков, а значит, не учитывает упругие свойства двухфазной среды. Если в (5) предположить, что относительная скорость фаз мгновенно принимает нулевое значение, то с учетом малости члена $\mu_0(\epsilon_0)_{ij}$ тензор напряжений также мгновенно становится изотропным, т. е. в среде, описываемой (5), не накапливаются упругие напряжения, поскольку время их релаксации равно нулю. Отсюда следует, что при малых концентрациях пузырьков двухфазная среда относится к классу обобщенных ньютоновских жидкостей с нулевой памятью.

При дальнейшем растяжении среды α растет, и уже необходимо учитывать упругое взаимодействие пузырьков, в результате которого они деформируются, а в среде растут упругие напряжения. При внезапном прекращении основного движения пузырьки не сразу примут равновесную конфигурацию, из-за чего среда обладает временем релаксации напряжения λ . В первом приближении моделью такой среды можно считать жидкость Максвелла. Но известные модификации макрореологического уравнения жидкости Максвелла [12] имеют смысл лишь для сдвиговых деформаций при малых скоростях и амплитудах сдвига, когда μ и λ остаются постоянными. В рассматриваемой задаче параметры μ и λ непрерывно изменяются в процессе деформации среды. Подход к решению такого типа задач описан в [13]. Поскольку μ и λ изменяются в процессе растяжения, необходимо разработать экспериментальную методику для определения зависимости μ и λ от α , скорости растяжения и других параметров процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кедринский В. К. Поверхностные эффекты при подводном взрыве (обзор) // ПМТФ.— 1978.— № 4.
2. Стебновский С. В. Развитие начальных возмущений внешней границы расширяющегося газожидкостного кольца // ПМТФ.— 1982.— № 5.
3. Стебновский С. В., Чернобаев Н. Н. Энергетический порог импульсного разрушения жидкого объема // ПМТФ.— 1986.— № 1.
4. Стебновский С. В., Чернобаев Н. Н. Влияние динамики нагружения жидкого объема на механизм его разрушения // ПМТФ.— 1987.— № 5.
5. Френкель Я. И. Теория явлений атмосферного электричества.— М.; Л.: ГИТТЛ, 1949.
6. Чалмерс Д. А. Атмосферное электричество.— Л.: Гидрометеоиздат, 1974.
7. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика.— М.: Физматгиз, 1959.
8. Бэтчелор Д. Введение в динамику жидкости.— М.: Мир, 1973.
9. Legner H. H. A simple model for gas bubble drag reduction // Phys. Fluids.— 1984.— V. 27, N 12.
10. Biesheuvel A., Wijngaarden L. Two-phase flow equations for a dilute dispersion of gas bubbles in liquid // J. Fluid Mech.— 1984.— V. 148.— P. 301.
11. Severa M., Hrbek J. Vazkost suspenze formulovana na zaklade teorie disipativnich disperznich soustav // Reologie a reometrie vicefazovych kapalnych systemu.— Praha: Ustav pro hydrodynamiku CSAV, 1979.
12. Реология. теория и приложения/Под ред. Ф. Эйриха.— М.: ИЛ, 1962.
13. Годунов С. К. Элементы механики сплошной среды.— М.: Наука, 1978.

Поступила 9/XII 1987 г.

УДК 621.3 : 539.89 : 537.311.3

УДАРНО-ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВОЛНЫ ПРОВОДИМОСТИ В ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Е. И. Биченков, С. Д. Гилев, А. М. Трубочев
(Новосибирск)

1. Ударные волны и электрофизический эксперимент. Вводные замечания. Исследования и практические разработки в области управляемого термоядерного синтеза и получения новых материалов с уникальными свойствами требуют создания в веществе высоких плотностей энергии, необходимых для преодоления акти-

вационных барьеров соответствующих химических или ядерных реакций. Решение таких задач привело к созданию и интенсивному развитию в течение последних десятилетий новой области научных исследований — физики высоких плотностей энергии, связанной с созданием и управлением экстремальными потоками энергии в мощных преимущественно импульсных энергетических системах [1]. Из-за широких возможностей преобразования в другие виды, трансформации, накопления и передачи преимущественное развитие получили источники электромагнитной энергии, оперирующие с токами в 10^6 — 10^8 А, магнитными полями 10^2 — 10^3 Тл, напряжениями 10^4 — 10^6 В, энергией 10^5 — 10^7 Дж в течение времени от нескольких наносекунд до десятков микросекунд и обладающие мощностью до 10^{13} Вт и выше [2—6].

Управление потоком энергии в мощных электрических цепях осуществляется при помощи элементов с изменяемыми электротехническими параметрами (чаще всего индуктивность и сопротивление). Индуктивность определяется геометрическими характеристиками проводников, и возможности ее быстрого изменения ограничены. Сопротивление выражает как геометрические отношения участка цепи, так и физические свойства состояния вещества и может быть существенно изменено за счет интенсивных внешних воздействий. Это имеет большое значение для практического использования в импульсных системах (ключи, работающие на самых различных физических принципах). Основные проблемы в работе коммутирующих элементов связаны с операцией выключения тока. Так, параметры ключа для прерывания тока в цепи индуктивного накопителя определяют возможность использования этого перспективного источника энергии [7].

Физические свойства вещества могут быть изменены в результате различных внешних воздействий, таких как нагрев, излучение, электрический пробой и т. д. Среди них особо выделяются высокое давление и соответствующее ему сильное сжатие вещества, поскольку в этих условиях электрические свойства кардинально меняются. Изучение электропроводности материалов под высоким давлением было начато Бриджменом [8]. К настоящему времени в этой области достигнут значительный прогресс [9—17]. Успех исследований электрических свойств веществ при высоком давлении связан с совершенствованием измерительной техники и хорошим состоянием физической теории, достаточным для удовлетворительного описания явлений, происходящих в некоторых «чистых» случаях.

Ряд интересных возможностей для практического использования в системах передачи и преобразования электромагнитной энергии представляют индуцированные мощными ударными волнами (УВ) резкие изменения электропроводности конденсированных веществ, сопровождающиеся возникновением или исчезновением металлической проводимости. Настоящая работа посвящена исследованию таких переходов, а также применению их для коммутации токов и получения сверхсильных магнитных полей.

Физические процессы в УВ. Можно назвать несколько физических процессов, сопровождающихся резким изменением электропроводности.

1. Полиморфный переход. Имеет пороговый характер и происходит при достижении условий, когда исходная кристаллическая структура становится нестабильной и вещество переходит в новое структурное состояние. Время перехода определяется перемещением атома в пределах кристаллической ячейки. Снятие давления приводит к возвращению в исходное или близкое к нему кристаллическое состояние. Макросостояние образца в случае воздействия УВ отличается от исходного размерами микроструктур и большим уровнем дефектности.

2. Металлизация вещества. Сближение атомов при сжатии сопровождается уширением энергетических зон и уменьшением энергетической щели между валентной зоной и зоной проводимости. При некотором сжатии щель исчезает — происходит переход вещества в металлическую фазу. Время перехода определяется временем перемещения атомов на величину порядка межатомного расстояния. Переход не всегда обратим: при снятии давления металлическая фаза может сохраняться в метастабильном состоянии, если его отделяет от исходного состояния заметный активационный барьер и остаточная температура образца невелика.

3. Электронный переход. Сжатие некоторых веществ, характеризующихся аномалиями в последовательности заполнения электронных энергетических уровней, приводит к изменению порядка заполнения энергетических зон, в результате чего происходят перераспределение электронов между зонами и опустошение зоны проводимости, т. е. проводимость таких материалов при определенном сжатии падает и они переходят в полупроводник с характерной для него зависимостью электропроводности от температуры и наличия примесей и дефектов структуры. Дальнейшее сжатие в конечном итоге ведет к металлизации и возрастанию электро-

Т а б л и ц а 1

Переход	Вещество	$p_{ц}$, ГПа	σ_0 , Ом ⁻¹ ·м ⁻¹	σ , Ом ⁻¹ ·м ⁻¹
Металл — металл	Fe	~10	~10 ⁷	~10 ⁷
Диэлектрик — полупроводник	CCl ₄ , NaCl	~10	~10 ⁻¹⁰	~10 ²
Диэлектрик (полупроводник)— металл	S, Si	~10	~10 ⁻¹⁰ —10 ²	~10 ⁷
Металл — полупроводник (ди- электрик)	Yb, Sr	~2	~10 ⁷	~10 ³

проводности. Время перехода того же порядка, что и в предыдущих случаях. Следует ожидать удовлетворительной обратимости перехода с точностью до возможного разогрева и накопления дефектов структуры.

Перечисленные переходы с резким изменением электропроводности зависят главным образом от сжатия и в чистом виде наблюдаются в случае квазистатического приложения давления. В УВ они осложняются неизбежным нагревом, величина которого тем выше, чем больше сжатие. Кроме перечисленных, наблюдаются переходы, более характерные для ударного сжатия.

4. Изменение агрегатного состояния вещества. При ударном сжатии веществ низкой плотности разогрев может привести к плавлению и даже испарению с переходом вещества в плотный непроводящий пар либо в процессе сжатия, либо при последующем расширении [11]. Время перехода определяется в основном газодинамикой волны сжатия и разрежения. Переход необратим.

5. Изменение химического состава с образованием в определенной фазе процесса проводящих продуктов и дальнейшим изменением проводимости в соответствии с термодинамическим состоянием и составом продуктов превращения [18].

Перечисленные возможности сильного изменения электропроводности материалов при сжатии определяются изменением внутренних структур веществ на атомарном или молекулярном уровнях. Более широкий взгляд на проблему позволяет добавить к перечисленным и

6. Изменение морфологических характеристик гетерогенных материалов. Можно составить композицию из высокопроводящих частиц, покрытых тонким слоем диэлектрика. В исходном состоянии такой материал будет непроводящим. При сжатии разрушается изолирующий слой и возникает хорошая проводимость. Время перехода определено суммой времени разрушения диэлектрика и времени скиннования тока в проводящей частице. Ясно, что морфологический переход необратим.

Примеры переходов и их физические характеристики. Наиболее интересные из индуцированных ударными волнами переходов с резким изменением проводимости перечислены в табл. 1, где приведены примеры веществ, испытывающих указанный переход, порядок давлений $p_{ц}$, при которых наблюдается переход, пределы изменения электропроводности σ . Известные из литературы времена переходов не превышают $\sim 10^{-7}$ с. В дополнение к изложенному отметим характерные особенности собранных в таблицу переходов.

1. Металл — металл отличается небольшим изменением электропроводности. Для всех металлов наблюдается рост сопротивления, обусловленный в основном ударным нагревом и увеличением количества дефектов. Из-за отсутствия температурной составляющей значительный интерес вызвало изучение зависимости сопротивления манганина от давления, что нашло применение для измерения импульсных давлений почти мегбарного диапазона [9]. Значение этого для ударно-волнового эксперимента трудно переоценить.

2. Диэлектрик (полупроводник) — металл, самый понятный из всех переходов, имеет всеобщий характер и типичен для всех диэлектрико-

При этом давление фазового перехода пропорционально ширине энергетической щели. Изменение проводимости из всех переходов носит наиболее резкий характер и достигает 20 порядков. Трудности в регистрации связаны с большими скачком проводимости и скоростью перехода. К переходам этого типа будем относить переход, связанный с изменением морфологии гетерогенных сред.

3. Металл — полупроводник (диэлектрик) из-за своей экзотичности наблюдается для небольшого числа не очень распространенных элементов и соединений в достаточно узком диапазоне давлений. В настоящее время в связи с открытием высокотемпературной сверхпроводимости в керамике из сложных оксидов следует ожидать перехода в УВ, во внешних проявлениях близкого к переходу металл — диэлектрик.

Все перечисленные в табл. 1 переходы в той или иной степени могут быть использованы в электрофизическом эксперименте. Поскольку в сильноточных цепях положительный эффект напрямую связан с резкостью изменения проводимости вещества и достаточно высоким значением ее в одном из состояний, наибольший интерес представляют переходы диэлектрик — металл и металл — полупроводник.

2. Исследование изменения электропроводности материалов в УВ. Фазовый переход диэлектрик (полупроводник) — металл.

1. Главная проблема при экспериментальном изучении этого перехода в УВ состоит в измерении скачка σ на несколько порядков с конечным значением, соответствующим σ обычных металлов, за время, существенно меньшее 1 мкс. За четверть века с начала исследований выработались и получили признание две основные схемы измерения электропроводности [20]: схема постоянного напряжения, используемая для измерения относительно низкой проводимости, схема постоянного тока в случае высокой проводимости. Для исследования переходов в высокопроводящее состояние необходимо использовать схему постоянного тока с дополнительным шунтом, включенным параллельно образцу и служащим для ограничения сигнала [21—25]. Достаточную точность измерений можно обеспечить, если время разрешения измерительной цепи шунт — образец, содержащей индуктивность L и сопротивление R , $\tau = L/R$, заметно меньше времени существования высокого давления. Однако из-за пространственного разделения шунта и образца индуктивность измерительной ячейки оказывается заметной, что при небольших временах воздействия УВ приводит к ограничению сверху на измеряемую проводимость [13, 20, 26]. Предельные значения составляют $\sim 10^4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ для однократного и $\sim 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ для многократного ударного сжатия. Сравнивая эти величины с параметрами, содержащимися в табл. 1, нетрудно видеть, что для регистрации перехода в металлическое состояние необходимо повысить разрешение на два порядка. Осуществить это можно, изменив конструкцию измерительной ячейки и уменьшив индуктивность ее до минимальной величины. Наилучшим представляется изготовление шунта в виде широкой и тонкой полоски из металлической фольги, расположенной непосредственно на поверхности исследуемого образца. УВ входит в образец через шунт. При этом ток, первоначально протекавший по шунту, перераспределяется между шунтом и подвергнувшейся сжатию частью образца. Этот процесс носит характер диффузии тока из поверхностного слоя в толщу проводника, создаваемого распространяющейся УВ, и дальнейшее усовершенствование измерительной методики может быть достигнуто лишь при учете динамики нарастания скин-слоя в условиях ударноиндуцированного перехода вещества в проводящее состояние. Тщательная привязка расчета нестационарной диффузии тока к измерениям напряжения на границе раздела шунт — образец, снимаемого расположенными в плоскости раздела электродами, составляет вторую важную особенность разработанной нами методики измерений, частный случай которой, относящийся к слабо выраженному скин-эффекту, изложен в [27, 28]. И наконец, для увеличения точности измерений малых сопротивлений пришлось повысить ток в измерительной ячейке до 700 А, что более

чем на порядок превышает величины токов, использовавшихся в работах других авторов.

2. Важнейшее место в предлагаемой методике занимает сопоставление расчета нестационарной диффузии тока из шунта в образец и измерения напряжения на границе шунт — образец. Для выбранной плоской геометрии задача может быть поставлена следующим образом. В области, занятой шунтом ($-1 \leq \xi \leq 0$), магнитное поле удовлетворяет уравнению

$$(2.1) \quad \frac{\partial b_1}{\partial \tau} - \frac{1}{\text{Re}_m} \frac{\partial^2 b_1}{\partial \xi^2} = 0;$$

в образце ($0 \leq \xi \leq x_0/x_1$)

$$(2.2) \quad \frac{\partial b_2}{\partial \tau} - \frac{1}{\text{Re}_m s} \frac{\partial^2 b_2}{\partial \xi^2} = 0.$$

Здесь поле отнесено к начальному значению B_0 на внешней поверхности шунта, пространственные размеры — к толщине шунта x_1 , время — ко времени прохождения УВ в веществе слоя толщиной x_1 , т. е.

$$(2.3) \quad b = B/B_0, \quad \xi = x/x_1, \quad \tau = t/t_0, \quad t_0 = x_1/D.$$

В задаче существенны два параметра: магнитное число Рейнольдса

$$(2.4) \quad \text{Re}_m = \mu_0 \sigma_1 D x_1,$$

определенное толщиной шунта x_1 и его проводимостью σ_1 , и отношение проводимостей шунта и материала

$$(2.5) \quad s = \sigma/\sigma_1.$$

Проводимость материала за фронтом УВ σ предполагается постоянной. Постоянство тока в цепи приводит к граничным условиям

$$(2.6) \quad b_1(-1, \tau) = 1$$

на внешней поверхности шунта и

$$(2.7) \quad b_2(\tau(1 - u/D), \tau) = -1, \quad \tau \leq x_0/x_1$$

на фронте УВ (D, u — волновая и массовая скорость в веществе).

На контактной границе шунт — вещество непрерывность электрического и магнитного полей приводит к

$$(2.8) \quad \partial b_1 / \partial \xi |_{\xi=0} = s \partial b_2 / \partial \xi |_{\xi=0};$$

$$(2.9) \quad b_1(0, \tau) = b_2(0, \tau).$$

Начальные условия очевидны:

$$(2.10) \quad b_1(\xi, 0) = -1 - 2\xi, \quad b_2(\xi, 0) = -1.$$

Осциллографируемое напряжение $V(t)$ отождествлялось с величиной, пропорциональной $\partial b_1 / \partial \xi |_{\xi=0}$.

Сформулированная задача (2.1), (2.2), (2.6)—(2.10) решалась численно. Для нескольких модельных случаев было установлено, что величина и распределение токов в материале существенно зависят от безразмерного параметра

$$(2.11) \quad r = \mu_0 \sigma D^2 t (1 - u/D)^2.$$

Если $r \ll 1$, скин-эффекта в образце нет и ток просто следует в сжимаемый материал сразу за УВ. При $r \approx 1$ скинование становится заметным, а при $r \geq 10$ УВ отрывается от скин-слоя и распределение тока в образце становится сильно неоднородным.

Определение неизвестной σ представляет собой задачу, обратную к сформулированной проблеме диффузии магнитного поля. Решение ее осуществлялось сопоставлением вычисленной в задаче диффузии $\partial b_1 / \partial \xi |_{\xi=0}$ с экспериментальной зависимостью $V(t)$, и путем подбора σ достигалось наилучшее совпадение этих величин с учетом необходимых

нормировок. Оценки точности определения σ производились обычным методом вариации ее в пределах $\pm 10-15\%$ и сравнением отступления соответствующих расчетных кривых напряжения от эксперимента.

Предельно простым для анализа представляется случай, когда скин-эффект несуществен. При этом можно принять распределение тока как в шунте, так и в материале за фронтом УВ однородным и в результате простых вычислений получить зависимость $V(t)$ в виде

$$(2.12) \quad \frac{V_0}{V(t)} = 1 + \frac{\sigma}{\sigma_1} \frac{(D-u)}{x_1} t,$$

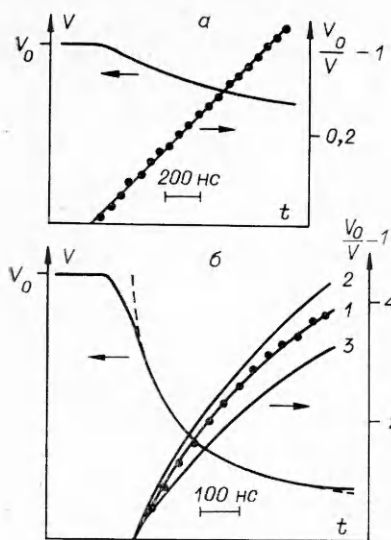
что открывает удобную возможность пересчета экспериментальной кривой $V(t)$ к координатам $(V_0/V - 1, t)$ и определения σ по наклону получаемой прямой.

Заканчивая описание предложенной нами методики измерения проводимости, подчеркнем основные ее достоинства: 1) простая геометрия измерительной ячейки позволяет точно рассмотреть переходные процессы в ней, сведя их к классической задаче о скиновании тока в проводнике, и тем самым осуществить надежное извлечение электропроводности в условиях распространения УВ по образцу из исследуемого материала, повысив как точность определения σ , так и временное разрешение; 2) при этом анализируется совпадение осциллограммы $V(t)$ с расчетной кривой на максимальном временном интервале в отличие от результатов [21, 23-25], полученных по одной точке осциллограммы, соответствующей минимальному сигналу; 3) подбором подходящего сопротивления шунта и тока в измерительной ячейке удалось гарантированно обеспечить измерение электропроводности порядка проводимости хороших металлов. Возможности измерительной методики были оценены в контрольных экспериментах, когда в качестве исследуемых материалов использовались константан и медь.

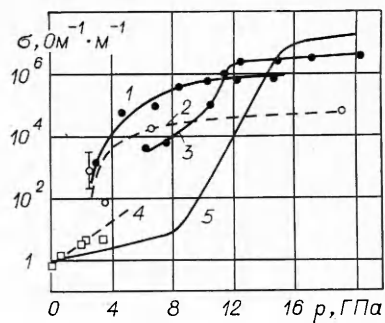
Определенные ограничения разработанной методики измерений связаны с расположением шунта между источником УВ и образцом и микроскопическими особенностями контакта шунт — образец. Из-за реверберации УВ, возникающей на границе шунт — образец, давление в образце нарастало в течение времени, определяемого отношением волновых импедансов материалов и толщиной шунта. При обычно используемой в наших экспериментах толщине шунта ~ 100 мкм время ударно-волнового установления занимало около 100 нс. Это обстоятельство привело к двум ограничениям: 1) не позволило разрешить структуру проводящей зоны на фронте волны, 2) ограничило сверху диапазон проводимостей, измеряемых с хорошей точностью, значением $\sigma_* \approx 1,2 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. При согласовании ударных импедансов шунта и образца эти ограничения можно полностью убрать. Однако неизбежная шероховатость контакта приведет к локальным разогревам и неоднородности электрического контакта двух проводников, что в свою очередь отразится на перетекании тока в исследуемый материал и наложится на процесс перехода вещества в проводящее состояние.

Давление в измерительной ячейке рассчитывалось на основе измерения волновой скорости и известных ударных адиабат материалов [16] и независимо контролировалось манганиновым датчиком. В качестве изоляционного материала использовался гетинакс, так как в отличие от сталей распространенных пластиков он не дает поляризационных сигналов при воздействии сильных УВ.

3. Осциллограмма эксперимента по измерению проводимости пористого кремния и результаты ее пересчета к переменным $(V_0/V - 1, t)$ приведены на рис. 1, а. Очевидны хорошее соответствие эксперимента предположению о постоянстве проводимости после ударного сжатия и практически полное отсутствие скин-эффекта. Эксперименту соответствует проводимость $6 \cdot 10^4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, давление 4,6 ГПа. Численные оценки для проводимости, когда скин-эффект несуществен, дают $\sigma < 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, то отвечает полученному экспериментальному результату.



Р и с. 1



Р и с. 2

Данные одного из экспериментов при больших сжатиях пористого кремния и больших ожидаемых электропроводностях показаны на рис. 1, б. Осциллограмма опыта тоже пересчитана к переменным ($V_0/V - 1, t$) — точки. Кривая 1 получена расчетом при $\sigma = 9 \times 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Соответствующая расчетная зависимость

$V(t)$ показана штриховой линией и хорошо совпадает с осциллограммой, исключая начальный ее участок, отвечающий ударно-волновому установлению давления в шунте. О точности восстановления σ можно судить по кривым 2 и 3, полученным в расчетах для значений проводимости, отличающихся от найденной на 15% в большую и меньшую стороны.

4. Согласно описанной методике, проведены довольно детальные измерения электропроводности ряда материалов, испытывающих переход в проводящее состояние под действием УВ. Результаты экспериментов с кремнием приведены на рис. 2, где кривая 1 — данные около 20 взрывных экспериментов с пористым кремнием ($\rho_0 = 10^3 \text{ кг/м}^3$). Полученная зависимость проводимости от давления характеризуется насыщением в области высоких давлений. Внимательный анализ осциллограмм показал, что с точностью до 5 нс проводимость появляется в момент выхода УВ в образец и остается постоянной за фронтом волны в течение всего времени наблюдения. Для сравнения на рис. 2 даны результаты измерений электропроводности кремния близкой исходной плотности, выполненные японскими исследователями (кривая 2) [25]. В этой работе использовалась измерительная ячейка с пространственным разделением шунта и образца. Для низких давлений $\sim 3 \text{ ГПа}$ наши измерения практически совпадают с [25]. Однако в области высоких давлений ($\sim 10 \text{ ГПа}$) значения проводимости, измеренные по предложенной нами методике, оказываются на порядок выше и составляют $\sim 10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. По нашему мнению, это расхождение произошло из-за плохого временного разрешения ячейки с выносным шунтом, оказавшимся большим времени поддержания высокого давления в исследуемом образце. Своеобразным тестом для предложенной методики измерений оказалась серия экспериментов, проведенная с монокристаллическим кремнием (точки на кривой 3). Полученные результаты показывают крутой рост электропроводности и выход на плато при давлении выше 12 ГПа. Такая зависимость характерна для фазового перехода: полупроводник — металл при сжатии [29]. Для сравнения на рис. 2 приведены расчетная зависимость $\sigma(p)$ (кривая 4) и экспериментальные точки, полученные при динамических экспериментах в области упругих деформаций [30], а также результаты статических измерений — кривая 5 [31]. Наши результаты показывают: 1) в динамических условиях переход в проводящее состояние происходит раньше — при меньших давлениях, 2) в случае равных давлений проводимость ударно-сжатого вещества выше, чем при квазистатическом сжатии, но 3) максимальная электропроводность в 2—3 раза меньше, чем в статике. Такой ход зависи

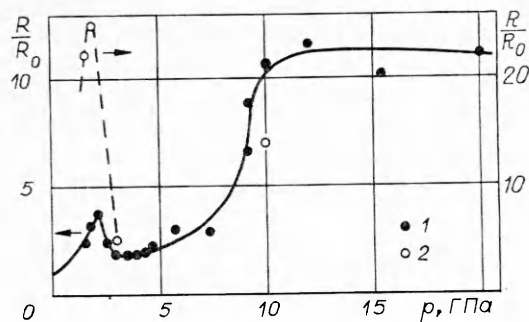
мости $\sigma(p)$ в области перехода можно связать с влиянием ударного нагрева, а в области насыщения объяснить большей дефектностью кристаллической структуры и опять-таки нагревом ударно-сжатых образцов. В целом же наши результаты с кристаллическим кремнием благоразумно соответствуют как известным динамическим экспериментам в области низких давлений, так и статическим исследованиям.

5. Наши эксперименты с кремнием показали обратимость перехода полупроводник — металл при разгрузке образца. Из сопоставления осциллограммы напряжения на измерительной ячейке и сигнала манганинового датчика удастся заметить, что в волне разрежения образец возвращается в состояние с низкой проводимостью. Время этого перехода определялось размерами шунта и образца и составляло не более 250 нс. Оказалось, что обратному переходу присущ значительный гистерезис зависимости $\sigma(p)$. Начиная с точки излома ($p \approx 12$ ГПа), кривая обратного хода для монокристалла расходится с кривой нагружения, отличие в значении σ превышает порядок.

6. Предложенная методика была использована для измерений электропроводности порошков ряда металлов: алюминия (пудра и порошок), свинца, олова и др. В исходном состоянии все они являются непроводящими. Проводимость при ударном сжатии зависит от начальной пористости и давления в волне и характеризуется значениями $\sim 5 \cdot 10^5$ Ом⁻¹·м⁻¹ для пудры и $\sim 3 \cdot 10^6$ Ом⁻¹·м⁻¹ для металлических порошков.

Фазовый переход металл — полупроводник. В соответствии с изложенным ранее переход такого рода нетипичен для физики высоких давлений и наблюдается довольно редко — преимущественно в редкоземельных элементах и их соединениях [32—34].

Для экспериментов был выбран иттербий — один из наиболее интересных представителей группы лантанидов. Его достоинства состоят в сравнительной доступности, возможности обработки прокаткой и заметном изменении проводимости при определенном сжатии [35, 36]. В экспериментах по измерению электропроводности использовалась фольга толщиной 50 мкм, которая располагалась между пластинами из гетинакса. Напряжение измерялось в режиме постоянного тока по четырехточечной схеме. Проведены две серии экспериментов при различных начальных температурах: 290 и 77 К. Полученные результаты представлены на рис. 3, где точки 1 и левая шкала ординат относятся к начальной температуре 290 К, а 2 и правая шкала — к 77 К. Качественно полученная зависимость $R(p)/R_0$ согласуется с результатами [36]. Зависимость сопротивления от давления имеет три характерные области сопротивления: 1) максимума при $1 \text{ ГПа} < p < 3 \text{ ГПа}$, 2) уменьшения при $3 \text{ ГПа} < p < 8 \text{ ГПа}$, 3) возрастания при $p > 8 \text{ ГПа}$. Максимум сопротивления соответствует переходу иттербия в полупроводящее состояние. В пользу этого говорит сопоставление результатов, полученных при разных начальных температурах. Второй участок зависимости $R(p)$ отвечает обратному переходу полупроводник — металл. Анализ фазовой диаграммы иттербия [37] и оценка температуры образца при ударном сжатии позволяют сделать вывод, что рост сопротивления при $p > 8$ ГПа связан с плавлением ударно-сжатого иттербия. Максимальное зарегистрированное повышение сопротивления образца составило 25 раз и ограничено, скорее всего, заметным ударным разогревом иттербия, обладающего большой сжимаемостью. Используя сложную систему из надлежащим образом подобранных материалов, можно перейти от ударного к практически изотропическому сжатию, понизив тем самым температуру сжатого образца и уровень термически возбужденной электропроводности. Два обстоятельства ограничивают уровень возможных достижений на этом пути. Наши измерения проводимости образцов, сжатых при различных начальных температурах, позволили получить для ширины запрещенной зоны при давлении 2 ГПа $\Delta E \approx 0,05$ эВ. Сравнительно низкий уровень давлений, отвечающих переходу иттербия в полупроводник, означает, что разница температур ударного и безударного сжатия будет не очень велика,



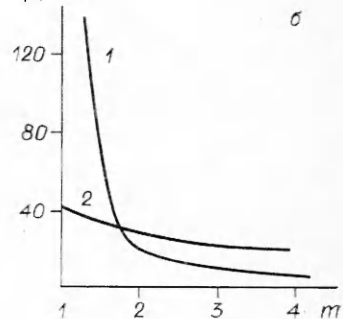
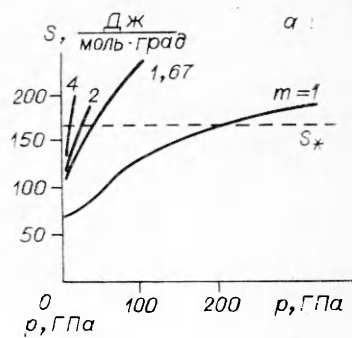
Р и с. 3

что при малости энергии активации не сильно скажется на конечной проводимости. Так как конечная температура изоэнтропического сжатия пропорциональна начальной, то более перспективным представляется наряду с переходом к многоскачковому сжатию осуществить и более глубокое охлаждение образца. Второе ограничение при переходе к безударному сжатию связано с увеличением времени нарастания давления и времени возрастания сопротивления. В наших экспериментах время роста сопротивления составляло 50 нс, что соответствовало времени ударно-волнового установления давления в образце, т. е. задержки фазового перехода не удалось заметить. В безударном эксперименте время установления может оказаться неприемлемо большим.

Фазовый переход металл — пар в волнах сжатия и разгрузки. На возможность протекания фазового перехода металл — пар в волне разрежения впервые указано в [11]. Рассмотрение взаимного положения ударной адиабаты вещества, семейства изоэнтроп разгрузки и фазовой диаграммы показало, что при нормальном ходе ударной адиабаты нагружение вещества достаточно сильной УВ и последующая разгрузка приводят к полному испарению вещества. В [38] впервые отмечено, что ударные адиабаты высокопористых веществ лежат в области удельных объемов, значительно превышающих нормальный объем сплошного вещества, т. е. в газофазной области. Это означает, что при ударном сжатии таких веществ происходит их испарение. Таким образом, как в волнах сжатия, так и разгрузки вещество может переходить в парообразное состояние. Произойдет ли это в УВ или в волне разрежения, зависит от положения ударной адиабаты, т. е. определяется пористостью вещества.

Нами проведены оценки условий перехода металл — пар в УВ для ряда веществ. Для этого использовались энтропийный критерий, сформулированный в [11], данные по ударной сжимаемости веществ [16, 39], а в тех случаях когда их было недостаточно, применялось аналитическое представление ударной адиабаты [40]. Температура оценивалась по приросту внутренней энергии вещества в УВ и постоянной теплоемкости. Численные значения энтропии в критической точке S_* взяты из [41], необходимые термодинамические константы и коэффициенты — из [42—45].

Пример оценки параметров перехода металл — пар дан на рис. 4 для свинца. На рис. 4, а показаны зависимости энтропии свинца от давления УВ $S(p)$, полученные при различных значениях пористости m . При повышении m давление УВ, вызывающей испарение, последовательно понижается, что связано все с большим тепловым разогревом пористого вещества. Эта зависимость приведена на рис. 4, б линией 1. Вместе с тем уменьшается и давление в УВ, генерируемой в веществе зарядом ВВ (кри-



Р и с. 4

вая 2, ВВ — заряд ТГ 50/50). Так как темпы падения зависимостей 1 и 2 различны, то, как видно из рис. 4, б, для достаточно пористых образцов возможен переход в парообразное состояние. Значения m_* и p_* , соответствующие полному испарению ряда металлов, сведены в табл. 2.

Полученные результаты показывают, что в некоторых высокопористых материалах следует ожидать перехода металл — пар при использовании общедоступных ВВ. Так как такой переход приводит к образованию плотного плохопроводящего пара, его применение в электрофизическом эксперименте представляет значительный интерес. Перспективным материалом в этом отношении является никель, поскольку его порошки, выпускаемые промышленностью, отличаются широким спектром пористостей.

3. Применение фазовых переходов диэлектрик — металл к задаче коммутации сильных токов. Проблема создания быстродействующего коммутатора превратилась в последнее десятилетие в центральную проблему сильноточной импульсной техники [2—6].

В настоящее время известны коммутаторы, работающие на различных физических принципах: механическое разрушение токопровода, электрический взрыв проводника, сжатие плазменного канала УВ, магнитный луч, явление плазменного фокуса и стимулирование разного рода плазменных неустойчивостей. Достигнуты высокие технические параметры: время выключения около 1 мкс, ток — единицы и десятки мегаампер. При этом сам коммутатор становится уникальным сооружением, едва ли не самым сложным элементом во всей электрической цепи. Стоящие перед экспериментальной техникой задачи создания быстродействующих устройств коммутации могут быть решены в определенной степени усовершенствованием известных конструкций. Важным направлением развития является также поиск перспективных принципов коммутации.

Исследования проводимости веществ в волнах сжатия и разрежения показали, что за малые времена ($t \ll 1$ мкс) электрические свойства веществ кардинально меняются. Этот факт может быть принят за основу для создания малоинерционного коммутатора на новом физическом принципе — коммутации тока с использованием фазовых переходов диэлектрик — металл в УВ.

Преимущества такого способа коммутации перед традиционными очевидны: 1) разрыв тока происходит без физического разрыва цепи, следовательно, отсутствуют условия для образования дуг; 2) устранение примыкающих к токопроводам воздушных полостей обеспечивает высокую электрическую прочность при выключении; 3) время коммутации определяется временем прохода волны по образцу и может быть достаточно малым (десятки наносекунд для тонких образцов); 4) коммутатор на фазовом переходе позволяет осуществлять две операции: включение и выключение тока.

Для целей коммутации могут быть использованы все разобранные выше переходы. Так, при использовании в качестве рабочего вещества кремния в УВ происходит переход его в металлическое состояние с высокой электропроводностью, при разгрузке образец претерпевает обратный переход в плохо проводящее состояние. В случае иттербия последовательность переходов обратная.

С целью исследования возможности создания переключателя на фазовом переходе были поставлены модельные эксперименты с коммутатором из порошкового кремния. Устройство включало в себя шины, соединенные взрываемой медной перемычкой, удлиненный заряд ВВ, слой порошка кремния толщиной 5 мм. Ток в цепи создавался разрядом емкости. В момент максимума тока происходил разрыв перемычки и ток переключался на кремний. После прохождения детонационной волной всей длины заряда

Т а б л и ц а 2

Металл	m_*	p_* , ГПа
Pb	1,7	31
Sn	3,6	17
Ni	3,7	19
Zn	4,4	17
Al	>8	—

происходили разгрузка рабочего вещества и выключение тока. Ток составлял 30 КА, время уменьшения тока в 2 раза 3 мкс. Сопротивление коммутатора в замкнутом состоянии оценивается в $5 \cdot 10^{-3}$ Ом, в разомкнутом — более 4 Ом. Проведенные эксперименты показали принципиальную возможность создания коммутатора на фазовых переходах в УВ. Более высоких параметров коммутатора можно достичь уменьшением толщины рабочего вещества и заменой порошка на монолит.

Идеальным рабочим телом для коммутатора следует признать сверхпроводник. Под воздействием УВ температура такого образца может превысить критическую, и он перейдет в плохо проводящее состояние. Этот переход — предельный случай фазовых превращений типа металл — полупроводник, разобранных в п. 2. Коммутатор на сверхпроводнике обладает всеми рассмотренными выше особенностями переключателей на фазовых переходах и дополнительно к этому в замкнутом состоянии не имеет джоулевых потерь. Появившиеся в последние годы высокотемпературные сверхпроводники на основе керамики наверняка в скором времени сделают эти заманчивые предложения реальностью.

4. Ударно-волновая компрессия магнитного потока. В [46—49] и независимо в [50, 51] предложен метод компрессии магнитного потока УВ, вызывающими переход вещества из непроводящего в проводящее состояние. Суть метода состоит в создании замкнутой конфигурации из нескольких УВ, которая сходится к некоторой точке и создает в ней сильное магнитное поле. Проводимость в веществе может возникать по любому из перечисленных в п. 1 механизмов. Первоначально ударно-волновая магнитная кумуляция была осуществлена при переходе в проводящее состояние порошка кремния [47, 50, 51]. В дальнейшем предложено использовать порошки металлов [48, 49]. Наибольшие степени сжатия и магнитные поля удалось получить в экспериментах с алюминиевой пудрой [52—55].

Принципиальное отличие ударно-волновой компрессии магнитного потока от классической магнитной кумуляции [56, 57] состоит в том, что при сжатии вещества значительная доля потока остается вмороженной в образующийся проводник и в дальнейшем переносится вместе с ним. Проще всего это явление можно понять, представив исходное непроводящее вещество в виде набора мельчайших пространственно разделенных проводящих гранул, размеры которых столь малы, что время прохождения фронтом УВ поперечника гранулы оказывается больше времени релаксации магнитного поля в нее, откуда следует ограничение для размерности $a < 1/\mu_0 \sigma D$.

В таком случае сжатие вещества сопровождается выталкиванием области перед фронтом УВ лишь той доли магнитного потока, которая находилась в пространстве между проводящими частицами, и безвозвратной потерей остального потока. Очевидно, что потери определяются степенью пористости исходного вещества, т. е. отношением исходной плотности ρ_0 к плотности ρ_* проводящей фазы, — чем хуже сжимается вещество ($\rho_0/\rho_* \sim 1$), тем меньше пор, больше потери и меньше степень увеличения магнитного поля при заданном геометрическом сжатии области захваченным магнитным потоком [53, 54].

Однако, как это на первый взгляд ни парадоксально, заметные потери потока, органически присущие ударно-волновому методу компрессии магнитного потока, создают определенные положительные эффекты. Во-первых, последовательное вмораживание магнитного поля в создаваемый бегущей УВ проводник сопровождается возникновением довольно плавно распределенного поля в движущемся материале. В результате токовый слой в проводящем веществе оказывается толстым, плотности тока невелики и связанные с ними перегрев вещества и развитие магнитно-гидродинамических неустойчивостей существенно ослаблены по сравнению с классическими схемами магнитной кумуляции. Кроме того, большая толщина токового слоя приводит к более эффективному отбору энергии из большего объема движущегося вещества. Второй положительный эффект про-

исходит из-за того, что при умеренной или невысокой сжимаемости ($\rho_0/\rho_* > 0,5$) сброс потока в проводящий материал оказывается столь большим, что полная энергия магнитного поля в веществе и перед фронтом УВ оказывается конечной даже при полном сжатии области с захваченным магнитным потоком. Это открывает возможность при ограниченной начальной энергии оперировать большими изменениями поперечных размеров области с магнитным полем, и возникает возможность использовать в осесимметричном случае явление гидродинамической кумуляции при движении сжатого материала к оси и достичь высоких плотностей механической и, как следствие, магнитной энергии [53, 54]. Ограничения возможного усиления поля при этом возникают из-за конечной электропроводности вещества в сжатом состоянии. Для предельного сжатия поля в осесимметричном случае может быть получена очень оптимистическая (в свете данных по электропроводности) оценка

$$\beta_* \sim \exp\left(\frac{1}{2} \text{Re}_m \frac{\rho_0}{\rho_*}\right),$$

где $\text{Re}_m = \mu_0 \sigma D_0 r_0$ — магнитное число Рейнольдса; D_0 — начальная скорость УВ; r_0 — начальный радиус области сжатия.

Выход на предельное усиление поля β_* теоретически предсказывается при полном сжатии сжимающих УВ до оси. Практически возможности предельных сжатий ограничены поперечными размерами используемых для измерения датчиков. Численное моделирование задачи показало сильную зависимость максимального регистрируемого магнитного поля от начального поля, степени сжимаемости материала при переходе в проводящее состояние и начальных размеров экспериментальной системы. Наибольшее зарегистрированное в экспериментах усиление поля составило 90 раз, а величина его достигала 350 Тл.

Метод компрессии магнитного потока в веществе, переходящем при сжатии в проводящее состояние, открывает ряд новых возможностей для получения экстремальных плотностей энергии и связанных с ними физических экспериментов. Использование нескольких дискретных элементов такого рода в экспериментах А. И. Павловского с сотрудниками позволило предупредить катастрофическое перемешивание поля с веществом кумулирующей проводящей оболочки, стабилизировать сжатие поля и достигнуть выдающегося результата — 1200 Тл в воспроизводимом эксперименте [58, 59]. Разработка специальных композиций металл — диэлектрик с программируемым уровнем сжатия для перехода в проводящее состояние представляется одним из перспективных направлений дальнейших работ для увеличения кумуляции энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика высоких плотностей энергии. — М.: Мир, 1974.
2. Megagauss Physics and Technology: Proc. 2nd Intern. Conf. on Megagauss Magnetic Fields Generation and Relative Topics, Washington, 1979. — N. Y.; L., 1980.
3. Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение: Тр. 3-й Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей и родств. экспериментам, Новосибирск, 1983. — М.: Наука, 1984.
4. Megagauss Technology and Pulsed Power Applications: Proc. 4th Intern. Conf. on Megagauss Magnetic Fields Generation and Relative Topics, Santa Fe, 1986. — N. Y.; L., 1987.
5. Накопление и коммутация энергии больших плотностей. — М.: Мир, 1979.
6. Физика и техника мощных импульсных систем/Под ред. Е. П. Велихова. — М.: Энергоатомиздат, 1987.
7. Ларионов Б. А., Спевакова Ф. М., Столов А. М. и др. Проблемы накопления и преобразования электромагнитной энергии в импульсных системах питания с индуктивными накопителями // Там же.
8. Бриджмен П. В. Новейшие работы в области высоких давлений. — М.: ИЛ, 1948.
9. Твердые тела под высоким давлением. — М.: Мир, 1966.
10. Javaraman A. Diamond anvil cell and high-pressure physical investigations // Rev. Mod. Phys. — 1983. — V. 55, N 1.
11. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Физматгиз, 1963.

12. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений // УФН.— 1965.— Т. 85, вып. 2.
13. Килер Р. Электропроводность конденсированных сред при высоких давлениях // Физика высоких плотностей энергии.— М.: Мир, 1974.
14. Duvall G. E., Graham R. A. Phase transitions under shock-wave loading // Rev. Mod. Phys.— 1977.— V. 49, N 3.
15. Davison L., Graham R. A. Shock compression of solids // Phys. Rep.— 1979.— V. 55, N 4.
16. Маккуин Р., Марш С., Тейлор Дж. и др. Уравнение состояния твердых тел по результатам исследований ударных волн // Высокоскоростные ударные явления.— М.: Мир, 1973.
17. Styris D. L., Duvall G. E. Electrical conductivity of materials under shock compression (a review) // High Temp.— High Pres.— 1970.— V. 2, N 5.
18. Ершов А. П., Зубков П. И., Лукьянчиков Л. А. Об измерениях профиля электропроводности во фронте детонации конденсированных ВВ // ФГВ.— 1974.— № 6.
19. Канель Г. И. Применение манганиновых датчиков для измерения давлений при ударном сжатии конденсированных сред.— Черногоровка, 1973.— (Препр./ОИХМ).
20. Якушев В. В. Электрические измерения в динамическом эксперименте // ФГВ.— 1978.— № 2.
21. Бриш А. А., Тарасов М. С., Цукерман В. А. Электропроводность диэлектриков в сильных ударных волнах // ЖЭТФ.— 1960.— Т. 38, вып. 1.
22. Кулешова Л. В. Электропроводность нитрида бора, хлористого калия и фторопласта-4 за фронтом ударных волн // ФТТ.— 1969.— Т. 11, вып. 5.
23. Набатов С. С., Дремин А. Н., Постнов В. И. и др. Измерения электропроводности серы при динамическом сжатии до 400 кбар // Письма в ЖТФ.— 1979.— Т. 5, вып. 3.
24. Постнов В. И., Ананьева Л. А., Дремин А. Н. и др. Электропроводность и сжимаемость серы при ударном сжатии // ФГВ.— 1986.— № 4.
25. Mashimo T., Kimura Y., Nagayama K. Precise measurement of the electrical conductivity of silicon under shock compression.— Kumamoto University, 1984.
26. Алдер Б. Физические эксперименты с сильными ударными волнами // Твердые тела под высоким давлением.— М.: Мир, 1966.
27. Гилев С. Д., Трубачев А. М. Измерение высокой проводимости кремния в ударных волнах // Фундаментальные проблемы физики ударных волн: Тез. докл. Всесоюз. школы-семинара.— Черногоровка, 1987.— Т.1.— Ч.1.
28. Гилев С. Д., Трубачев А. М. Измерение высокой электропроводности кремния в ударных волнах // ПМТФ.— 1988.— № 6.
29. Minomura S., Drickamer H. G. Pressure induced phase transitions in silicon, germanium and some III—V compounds // J. Phys. Chem. Solids.— 1962.— V. 23.— P. 451.
30. Rosenberg G. Resistivity measurements in silicon compressed by shock waves // J. Phys. Chem. Solids.— 1980.— V. 41.— P. 561.
31. Bundy F. P., Kasper J. S. Electrical behaviour of sodium — silicon clathrates at very high pressures // High Temp.— High Pres.— 1970.— V. 2.— P. 429.
32. Баканова А. А., Дудолов И. П., Сугулов Ю. М. Электронные переходы в гафнии, европии и иттербии при высоких давлениях // ФТТ.— 1969.— Т. 11, вып. 7.
33. Мотт Н. Ф. Переходы металл — изолятор.— М.: Наука, 1979.
34. Drickamer H. G., Frank C. W. Electronic transitions and the high pressure chemistry and physics of solids.— L., 1973.
35. McWhan D. B., Rice T. M., Schmidt P. H. Metal-semiconductor transition in ytterbium and strontium at high pressure // Phys. Rev.— 1969.— V. 177, N 3.
36. Павловский М. Н. Электросопротивление ударно-сжатого иттербия // ЖЭТФ.— 1977.— Т. 73, № 1.
37. Carter W. J., Fritz J. N., Marsh S. P. et al. Hugoniot equation of state of the lanthanides // J. Phys. Chem. Solids.— 1975.— V. 36.— P. 741.
38. Хвостов Ю. Б. Изучение физики ударных волн в пористых материалах // Отчет ИФЗ им. О. Ю. Шмидта.— М., 1984.
39. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича.— М.: Наука, 1975.
40. Simons G. A., Legner H. H. An analytic model for the shock Hugoniot in porous materials // J. Appl. Phys.— 1982.— V. 53, N 2.
41. Фортов В. Е., Дремин А. Н., Леонтьев А. А. Оценка параметров критической точки // ТВТ.— 1975.— Т. 13, вып. 5.
42. Теплотехнический справочник/Под ред. В. Н. Юрепева, П. Д. Лебедева.— М.: Энергия, 1975.— Т. 1.
43. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела.— М.: Наука, 1978.
44. Таблицы физических величин: Справочник/Под ред. И. К. Кикоина.— М.: Атомиздат, 1976.
45. Термические константы веществ: Справочник/Под ред. В. П. Глушко, В. А. Медведева, В. И. Алексеева и др.— М.: ВИНТИ, 1970.
46. А. с. 762706 СССР. Магнитокумулятивный генератор/Е. И. Биченков, Н. Г. Скоробогатых, А. М. Трубачев.— Оубл. в БИ, 1982, № 1.
47. Биченков Е. И., Гилев С. Д., Трубачев А. М. МК-генераторы с использованием перехода полупроводникового материала в проводящее состояние // ПМТФ.— 1980.— № 5.

48. Гилев С. Д., Трубочев А. М. Получение сильных магнитных полей ударными волнами в веществе // Письма в ЖТФ.— 1982.— Т. 8, вып. 15.
49. Гилев С. Д., Трубочев А. М. Получение сильных магнитных полей МК-генераторами на пористом веществе // ПМТФ.— 1983.— № 5.
50. Nagayama K. New method of magnetic flux compression by means of the propagation of shock-induced metallic transition in semiconductors // Appl. Phys. Lett.— 1981.— V. 38, N 2.
51. Nagayama K., Oka T., Mashimo T. Experimental study of a new mechanism of magnetic flux cumulation by the propagation of shock-compressed conductive region in silicon // J. Appl. Phys.— 1982.— V. 53, N 4.
52. Биченков Е. И., Гилев С. Д., Трубочев А. М. Ударно-волновые МК-генераторы // Сверхсильные магнитные поля: Тр. 3-й Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей.— М.: Наука, 1984.
53. Bichenkov E. I., Gilev S. D., Riabchun A. M. et al. Shock wave method for generation of megagauss magnetic fields // Megagauss Technology and Pulsed Power Applications: Proc. 4th Intern. Conf. on Megagauss Magnetic Fields Generation.— N. Y.; L., 1987.
54. Биченков Е. И., Гилев С. Д., Рябчун А. М. и др. Ударно-волновой метод генерации мегагауссных магнитных полей // ПМТФ.— 1987.— № 3.
55. Nagayama K., Mashimo T. Explosive-driven magnetic flux cumulation by the propagation of shock-compressed conductive region in highly porous metal powders // J. Appl. Phys.— 1987.— V. 61, N 10.
56. Сахаров А. Д., Людаев Р. З., Смирнов Е. И. и др. Магнитная кумуляция // ДАН СССР.— 1965.— Т. 165, № 1.
57. Fowler C. M., Caird R. S., Carn W. B. Production of very high magnetic fields by explosion // J. Appl. Phys.— 1960.— V. 31, N 3.
58. Павловский А. И., Колокольчиков Н. П., Долотенко М. И. и др. Каскадный магнитокумулятивный генератор сверхсильных магнитных полей // Сверхсильные магнитные поля: Тр. 3-й Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей.— М.: Наука, 1984.
59. Pavlovskii A. I., Bykov A. I., Dolotenko M. I. et al. Limiting value of reproducible magnetic field in cascade generator MC-1 // Megagauss Technology and Pulsed Power Applications: Proc. 4th Intern. Conf. on Megagauss Magnetic Fields Generation.— N. Y.; L., 1987.

Поступила 3/VIII 1988 г.

УДК 538.4 + 533.95

СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ПЛАЗМЕННОГО ПОРШНЯ В РЕЛЬСОТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

А. Г. Анисимов, Ю. Л. Башкатов, Г. А. Швецов

(Новосибирск)

В последние годы, начиная с работы [1], значительное внимание исследователей уделяется изучению возможностей ускорения в рельсотронных ускорителях диэлектрических твердых тел плазменным поршнем. Ожидается, что эта схема позволит снять тепловые ограничения на скорость металлических частиц и получить скорости, значительно превышающие достигнутый экспериментальный уровень [2]. Появились работы, авторы которых рассматривали возможность и обсуждали проекты устройств для ускорения частиц массой порядка грамма до скоростей 12 [3], 15 [4, 5], 20 [6, 7], 25 [4, 6, 8], 50 км/с [9] и др. Следует, однако, заметить, что, несмотря на почти десятилетний период с выхода публикации [1] и значительные усилия, существенного прогресса в технике получения высоких скоростей не достигнуто. Экспериментальные результаты представляются весьма скромными и находятся на уровне результатов [4].

В настоящее время общепризнано, что основные причины, ограничивающие достижение высоких скоростей макрочастиц в рельсотронных ускорителях с плазменным поршнем, связаны с эрозией стенок канала под действием мощного теплового потока от движущегося плазменного поршня и протекающего в цепи тока. Анализ критической плотности тока, при которой температура поверхности электродов достигает температуры плавления, показывает [10], что обеспечить эффективное ускорение тела и избежать эрозии электродов, по-видимому, не представляется возможным. Эффект эрозии электродов сказывается различным образом. Наличие дополнительной массы приводит к появлению «предельных» значений скорости ускоряемой частицы независимо от механизма эрозии [10], перераспределению тока в плазменном поршне и к отставанию последнего от ускоряемого тела [11]. В числе причин, которые могут привести к отставанию плазменного поршня от ускоряемого тела, в [11] выделяется дунтирование тока, текущего непосредственно за ускоряемым телом, испарившимся электродов металлом (вторичные пробой).

Полной ясности в связи между эрозией электродов и вторичными пробоями нет, хотя косвенные эксперименты позволяют, на наш взгляд, делать заключение о