

Г.В.ИВАНЕНКОВ, С.А.ПИКУЗ, Т.А.ШЕЛКОВЕНКО, В.М.РОМАНОВА, И.В.ГЛАЗЫРИН, О.Г.КОТОВА, А.Н.СЛЕСАРЕВА

ПРЕПРИНТ



ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ ПО МОДЕЛИРОВАНИЮ ПРОЦЕССОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПРОВОЛОЧЕК

ЧАСТЬ 1 ОСНОВНЫЕ ПРОЦЕССЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКОВ В ВАКУУМЕ

ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

ПО МОДЕЛИРОВАНИЮ ПРОЦЕССОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПРОВОЛОЧЕК

ЧАСТЬ 1

Г.В. Иваненков, С.А. Пикуз, Т.А. Шелковенко, В.М. Романова, И.В. Глазырин^{*}, О.Г. Котова^{*}, А.Н. Слесарева^{*}

* РФЯЦ ВНИИТФ им. Е.И. Забабахина

ОСНОВНЫЕ ПРОЦЕССЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКОВ В ВАКУУМЕ

АННОТАЦИЯ

В обзоре, написанном совместно в рамках реализации Проекта МНТЦ № 2151 сотрудниками ФИАН и РФЯЦ ВНИИ технической физики, дан анализ современного состояния исследований в области МГД расчетов электрического взрыва металлических проволочек, обзор существующих моделей и положенных в их основу способов описания свойств вещества. Выделены следующие процессы, сопровождающие взрыв: нагрев металла в твердом состоянии, плавление, нагрев жидкого металла до начала интенсивного испарения, развитие крупномасштабных неустойчивостей с нарушением формы проводника, парообразование, нарушение механизма электрической проводимости, возникновение метастабильных состояний. В обзор включены данные скоростной рентгенографии, полученные с применением Х-пинча. В данном препринте представлена первая часть обзора.

введение

В последние десятилетия происходит бурное развитие физики высоких плотностей энергий. Воздействие на вещество сильных ударных волн, интенсивных потоков лазерного излучения, пучков электронов и ионов, процессы в различных пинчевых устройствах и магнитокумулятивных генераторах, соударение быстро летящих тел – вот далеко не полный перечень примеров концентрации энергии в плотных средах. Практические применения связаны с современными исследованиями в области энергетики, инерциального термоядерного синтеза, космической техники. Теплофизические, электрические, оптические и иные свойства сред с высокой плотностью введенной в их объем энергии важны для изучения экстремальных состояний вещества при высоких давлениях и температуре. В частности, в гео- и астрофизике давление в центре Земли – 5 Мбар, в недрах больших планет – 50 Мбар, в центре Солнца – 1 Гбар. Многие теоретические аспекты их изучения были рассмотрены в основополагающей книге [1]. В большинстве своем объекты физики высоких плотностей энергий, оказываясь весьма сложными для строгих теоретических исследований, трудно поддаются такому анализу. Экспериментальные методы используют широкий спектр импульсных устройств [2], таких как взрывы, ударные волны, магнитная кумуляция, мощные лазеры и импульсные генераторы тока. В числе их надо указать драйверы быстрых Z-пинчей. В исследованиях по УТС и генерации рентгена наряду с лазерным методом они позволяют получать состояния вещества, близкие к тем, что наблюдались ранее в ядерных взрывах. В инерциальном синтезе важны наносекундные разряды через взрывающиеся тонкие металлические проволочки, образующие разные типы нагрузок - от простых одиночных проволочек до сложных многопроволочных лайнеров. Полученные результаты поставили мощные пинчи в разряд наиболее перспективных драйверов инерциального термоядерного синтеза. Полномасштабные работы с многопроволочными нагрузками ведутся на наиболее крупных установках в США (Z и Saturn в Сандии и др.), России (Ангара-5 и С-300 в Курчатовском институте, СНОП-5, ГИТ-3, ГИТ-5 в ИСЭ в Томске) и других странах. В ряде центров, таких как Империал Колледж в Великобритании, Корнельский университет в США, ФИАН в России, на существенно меньших установках Magpie, ХР, БИН проводятся эксперименты по моделированию сжатия подобных нагрузок на отдельных фрагментах и отработке диагностик.

Широкие исследования электрического взрыва проводников (ЭВП) ведутся уже немало лет. С 50-ых годов прошлого века [3,4] (впервые ЭВП осуществлен в конце XVIII века) они прошли длинную цепь развития от применения медленных емкостных накопителей энергии до мощных генераторов Маркса импульсов высоких напряжений. История этого дана в книге [5]. Нынешний бум связан с существенным увеличением с десятков до сотен числа проволочек, взрываемых в лайнере. Это позволило Лаборатории Сандия получить на установке Z мощности 40 ТВт рекордный сегодня выход излучения > 2 МДж (> 200 ТВт), что оправдало надежды на создание мощного импульсного источника мягкого рентгена. Но эффективность разряда оказалась ниже ожидаемой. Предположения о вложении в начале разряда энергии, достаточной для полного испарения металла, не подтвердилось: реально испарялась лишь малая часть металла, что сказывалось на последующем сжатии образующейся плазменной оболочки к оси. Оставшаяся высокоимпедансная масса долго сохраняла первоначальное положение. Хотя это и стабилизировало, в какой-то мере, плазму (чего, возможно, не хватало в газовых лайнерах), но вместо цилиндрической оболочки отдельные проволочки формировали вытянутые к оси языки плазмы. Это выдвинуло проблему "холодного старта" разряда, трудность решения которой заключается в обязательном рассмотрении сразу четырех различных термодинамических состояний объекта.

В настоящем обзоре, написанном в рамках выполнения Проекта МНТЦ № 2151, отражены сведения о процессах, учет которых необходим при создании физических моделей "холодного старта" разряда через взрывающиеся тонкие металлические проволочки и последующей МГД эволюции системы, состоящей из плотного керна и окружающей его плазменной короны. Цель заключена в создании математических моделей, способных дать качественно полную картину разряда при проведении необходимых для интерпретации эксперимента широкодиапазонных расчетов. Описание существующих моделей также включено в обзор.

Собранный в обзоре материал связан с решением следующих основных задач Проекта:

- Изучение природы начальной стадии электрического взрыва металлических проволочек.
 - Разработка предварительной модели процесса электрического взрыва одиночной тонкой металлической проволочки.
- Экспериментальные и теоретические исследования метастабильных состояний в системе жидкость-пар при взрыве металла.
 - Определение характерных времен и пространственных масштабов метастабильных состояний металлических жидкости и пара в процессе взрыва проволочек.
 - о Изучение транспортных свойств и уравнения состояния вещества керна.
- Компьютерное моделирование радиационной динамики взрывающихся проволочек в диапазоне времен от старта разряда до образования и сжатия горячей плотной плазмы.
 - Создание численной МГД модели развития разряда в системе плазменная корона жидко-паровой керн по завершении стадии старта.

1. ОСНОВНЫЕ ПРОЦЕССЫ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ ЭВП В ВАКУУМЕ

Явление ЭВП представляет процесс резкого расширения вещества в ходе интенсивного джоулева нагрева объема металла импульсом электрического тока. В электротехнической диагностике оно проявляется в резком росте омического сопротивления, в оптике отмечается вспышка света. В целом ЭВП – весьма сложное физическое явление, связанное с рядом принципиальных изменений физического состояния вещества. В его исследованиях используются импульсные накопители различных типов. Это – емкостные и индуктивные накопители, магнитокумулятивные генераторы, мощные генераторы импульсов высоких напряжений и др. В зависимости от их вида длительность импульса тока может составлять от 10^{-4} с до 10^{-8} с, а мощность – более 10 ТВт. В ходе быстрого нагрева происходят фазовые превращения твердого металла в жидкий, далее – в пар, и затем – в плазму. В конечной фазе достигаются температуры от ≈1 эВ до ≈1 кэВ и плотности, часто превосходящие твердое тело.

В числе важнейших этапов развития ЭВП можно выделить:

- нагрев металла в твердом состоянии;
- плавление;
- нагрев металла в жидком состоянии;
- интенсивное парообразование, которое может происходить как на поверхности, так и в объеме вещества (с этим тесно связано образование поперечных к направлению протекающего тока страт – чередование слоев вещества с различной плотностью);
- стадия собственно взрыва, сопровождающаяся сложными гидродинамическими (ГД) явлениями с резким расширением вещества и нарушением механизма электрической проводимости;
- ионизация, шунтирующий разряд в парах продуктов ЭВП и последующие процессы, охватывающие как возникающую внешнюю плазму короны, так и вещество керна, сохраняющееся длительное время.

Все эти процессы тесно взаимосвязаны и нередко сильно влияют друг на друга. К тому же, в условиях ЭВП они, как правило, мало изучены. Поэтому вряд ли можно надеяться на появление достаточно простых и, в то же время, универсальных физических моделей ЭВП.

В настоящее время имеется ряд попыток как-то классифицировать типы ЭВП. За основу принято брать соотношение времен развития МГД неустойчивостей и нарушения механизма электрической проводимости (см. книгу [5]). В свою очередь, это отношение определяется скоростью ввода энергии, физическими свойствами и геометрическими размерами проводника. Первая подобная классификация ЭВП была дана У. Чейсом [3]. Он различал медленный режим ЭВП с типичной скоростью ввода энергии < 0.1 кДж/г·нс, в противном же случае – быстрый. При темпе > 10^2 кДж/г·нс возникает сверхбыстрый режим (скиновый режим, взрывная абляция). Для сравнения отметим, что 1 кДж/г·нс соответствует скорости вложения энергии $10^{-2}A$ эВ/атом·нс ($A = m_i/m_p$ – атомный вес элемента). Ниже мы дадим свою трактов-ку подобной классификации.

1.1 Классификация ЭВП

Необходимые масштабы времен определим следующим образом:

- $\tau_{\rm MHD} = r_{\rm w}/(c_{\rm A}^2 + c_{\rm s}^2)^{1/2}$ МГД оценка времени развития перетяжки по радиусу проволочки и скорости магнитного звука (для больших и малых отношений магнитного и термодинамического давлений она переходит в известные пределы $r_{\rm w}/c_{\rm A}$ и $r_{\rm w}/c_{\rm s}$ времен магнитного сжатия и проникновения фронта разрежения к оси проволочки);
- $\tau_{\Lambda} = \rho c_s^2 \sigma / j^2$ верхняя оценка времени, необходимого для омического введения энергии сублимации $\Lambda_s \approx m_i c_s^2$ на каждый атом металла.

В качестве скорости звука здесь фигурирует ее «холодное» значение $c_s = (2Z_a\varepsilon_F/3m_i)^{1/2}$, где Z_a – валентность металла, ε_F – энергия Ферми свободных электронов. Величина c_A есть альвеновская скорость, посчитанная по значению магнитного поля на поверхности металла: $c_A = (2I/cr_w)/(4\pi\rho)^{1/2}$. Далее опустим несущественные численные множители, а масштаб τ_{MHD} далее будем брать как max(r_w/c_A , r_w/c_s).

Действия на проводник сил магнитного поля тока и давления вещества противоположны по направлению. Переход от преобладания первых к доминированию вторых связан с одновременным выполнением соотношений $c_A = c_s$ и $\tau_{MHD} = \tau_{\Lambda}$. Отсюда найдем граничные значения плотности тока и радиуса:

$$j_* = \rho^{1/2} c_s^2 \sigma / c$$
, $r_* = c^2 / c_s \sigma$. (*)

Они позволяют выделить следующие области параметров разрядов через проволочки:

- 1) $c_A > c_s$ и $r_w/c_A < \tau_A$ доминирование магнитных сил сжатия при токах $j < j_*$ в толстых проволочках с $r_w > r_*$;
- 2) $c_A < c_s$ и $r_w/c_s > \tau_A$ обратная ситуация с преобладанием термодинамического давления в тонких проволочках;
- 3) $c_A < c_s$ и $r_w/c_s < \tau_\Lambda$ ограничивают сверху значения параметров $j r_w < \rho^{1/2} c_s c$ и $j^2 r_w < \rho^{1/2} c_s^2 \sigma/c$;
- 4) $c_{\rm A} > c_{\rm s}$ и $r_{\rm w}/c_{\rm A} > \tau_{\Lambda}$ то же, но ограничение теперь снизу.

Режимы ЭВП, возникающие в двух первых случаях, различны по природе. В первом случае сжатие жидкого металла обгоняет ввод в него тепла, ведя к кумуляции вводимой в проводник энергии. Это – медленный ЭВП. Во втором случае область расширения металла локализована вблизи поверхности, а центр способен перегреться выше кипения, и в его объеме может начаться бурный рост зародышей пара. Это – быстрый ЭВП. Из-за скорого расширения, или, наоборот, медленного сжатия, взрыв невозможен в третьем и четвертом случаях.

Проанализируем выражения (*). Записав второе из них как $r_*^2 \sigma/c^2 = r_*/c_s$, получим утверждение о равенстве масштаба τ_{MHD} и времени $\tau_s = r_w^2 \sigma/c^2$ диффузионного проникновения магнитного поля в объем проволочки. Поэтому величина r_w/r_* характеризует отношение этих времен, и в соотношение двух принятых нами масштабов времени нужно ввести третий. В быстром ЭВП можно различать два типа реализации условия $r_w/c_s > \tau_s$, когда $\tau_s < \tau_\Lambda < r_w/c_s$ либо $\tau_\Lambda < \tau_s < r_w/c_s$. В первом из них поле и ток быстро проникают в объем металла, и далее ЭВП развивается по описанному выше сценарию. Во втором же такое проникновение не успевает завершиться к моменту взрыва, тепло выделяется лишь внутри скин-слоя, и возникают условия, необходимые для скинового режима. Но еще нужно иметь плотность тока, достаточно большую для возникновения скинового режима. В условиях медленного ЭВП $r_w/c_A < \tau_s$, где также имеет две возможности реализации $r_w/c_A < \tau_s < \tau_\Lambda < r_s$, плотность тока недостаточна для скинового режима.

Медленный режим ЭВП

В медленном режиме ЭВП магнитное давление превышает термодинамическое, и развитие МГД неустойчивости, возникающее по завершении плавления, опережает ввод энергии. Резкие рост омического сопротивления и расширение здесь вызваны ГД процессом дробления проводника на разлетающиеся макроскопические капли жидкого металла. Причины данного явления связаны с действием капиллярных сил на неровной поверхности ([6], см. также обзор [7]). С развитием сильных изгибов поверхности близкие участки приобретают разные скорости, и в нелинейной стадии происходит распад жидкого проводника на капли. Важно, что затравочные неоднородности типа расширения-сжатия сечения проволочки появляются при вводе энергии еще до завершения плавления.

Ход такого процесса сильно зависит от диаметра проводника d_w , и при большой толщине полное разрушение не происходит. Например, проволочка с $d_w = 77$ мкм распадается на капельки, а при $d_w = 100$ мкм – только оплавляется. Такое различие объясняется тем, что с ростом диаметра увеличивается время деформации поверхности проволочки, и для больших d_w капиллярные силы перестают преобладать над магнитными. Заметим, что вопрос о природе сил, разрушающих проводник, не столь уж прост. Так, в книге [5] говорится, что от ЭВП следует отличать разрушение проволочек, вызванное развитием МГД неустойчивостей винтового типа (моды $m \ge 1$), а также ГД неустойчивостей, связанных с силами поверхностного натяжения в расплавленных проволочках. Хотя осциллограммы тока и напряжения здесь подобны ЭВП, все же отсутствует характерная вспышка света, а при наличии внешней среды – также и ударной волны. Только наличие моды m = 0 МГД неустойчивости (перетяжки) порождает полный набор эффектов медленного ЭВП. Но реально одними лишь МГД эффектами нельзя объяснить природу столь сложного процесса. Возникшие путем дробления капли жидкого металла разбрызгиваются, в промежутках между ними возникают электрические дуги, и капли испаряются за счет поступления выделенной в дугах энергии. Другой эффект появления перетяжек заключается в дальнейшей неоднородности ввода энергии в объем проводника, усиливающегося в сужениях и, наоборот, ослабляющегося в расширениях. Это интенсифицирует испарение в сужениях и обусловливает рост здесь омического сопротивления. В высокоимпедансных слоях образованного пара сильные электрические поля могут порождать дуговые разряды, инициируя процесс образования страт. В настоящее время высказаны несколько точек зрения относительно причин разрушения проводника. Помимо всегда присутствующих исходных неоднородностей таковыми принято считать сила поверхностного натяжения [8], неоднородности, возникающие в самом процессе сжатия металла [9], развитие МГД неустойчивости [10].

Авторы статьи [11] подробно исследовали ход медленного ЭВП на различных стадиях разрушения проводника, отключая воздействие на металл электрического и магнитного полей протекающего по нему тока. Это достигалось резким прерыванием тока на различных стадиях взрыва. Критерием в [11] служило отношение $K = \Delta Q_1 / \Delta Q_0$ изменения заряда емкостного накопителя в случае отключения тока к той же величине без выключения. В проведенных экспериментах *K* менялось от 0.77 до 1. При этом были выделены три диапазона значений *K*, в каждом из которых процесс разрушения проволочек (диаметр $d_w = 500$ мкм) обладал характерными особенностями:

1) При $K = 0.77 \div 0.83$ вдоль проволочки формируются перетяжки, что вызвано следующими причинами:

- непродолжительное воздействие магнитных сил;
- развитие больших осевых сил давления в нагреваемой проволочке;
- неравномерное распределение механических напряжений из-за осевой неоднородности нагрева.

Последнюю из них авторы считают превалирующей в потере устойчивости: наиболее деформированы те части проволочки, где позже происходят объемное вскипание и переход металла сначала в пенообразное, а потом – в капельно-паровое состояние. Надо сказать, что деформация взрываемой проволочки наблюдалась лишь тогда, когда введенная в нее энергия была ниже необходимой для интенсивного испарения [3]. Тем не менее, хотя и локально, в этих условиях все же наблюдалось объемное вскипание. Объяснить это можно неравномерностью по объему выделения энергии: оно локализуется вблизи мелких пор и дефектов в металле, где и происходит сначала более раннее плавление, а затем – и интенсивное испарение.

2) При более позднем отключении тока на стадиях взрыва с $K = 0.83 \div 0.89$ число таких перегретых точек возрастает, а их распределение по длине проволочки становится более равномерным. Поэтому зарождение в объеме и расширение пузырьков пара, превращение металла в пену, а затем – в аэрозоль, происходят вполне равномерно по длине проволоки. Дальнейшее интенсивное расширение вещества опережает развитие изгибов поверхности.

3) Наконец, при K > 0.89 из-за перегорания части жидкометаллических пленок, отделяющих области пара в пене друг от друга, могут возникать поперечные структуры (страты).

Тем самым, объемное вскипание играет важную роль в разрушении проводника в ходе ЭВП. Качественная картина испарения, изложенная выше, полностью согласуется с экспериментом, описанным в статье [12]. В ней исследовались нагрев и испарение медных и латунных проволочек с диаметрами $d_w = 1$ и 0.78 мм. Максимальная скорость ввода энергии составляла $0.25 \cdot 10^{-3}$ кДж/г·нс. По мере нагревания количество поперечных паровых слоев возрастало, и образец дробился на поперечные слои конденсированного вещества. Эксперимент показал, что при достижении материалом температуры кипения скорость испарения была относительно мала (к моменту максимума напряжения испарятся около 15% вещества). Образование парового слоя начиналось в сечении с наибольшей температурой. В этом месте изза роста сопротивления скорости повышения температуры и испарения увеличивались, а это вело к резкому притоку энергии от магнитного поля и, как следствие, вызывало быстрое уменьшение сечения. Далее в этом сечении развивалась сильноточная электрическая дуга. Большое давление пара в таком слое вызывала расширение сечения и уплотнение в соседних с ним областях. Протекая по всей длине проволочки, этот процесс порождал почти периодическую слоистую структуру продуктов взрыва.

Медленно ввести энергию в металл можно и без развития МГД неустойчивостей. Так, в работе [13] исследовался взрыв W проволочек диаметра $d_w = 2r_w \sim 10$ мкм при скорости ввода энергии 10 Дж/г·нс. Авторы использовали оценку $\tau_{MHD} = r_w/c_A$ времени развития перетяжки (МГД моды m = 0; высшие, винтовые, моды $m \ge 1$ медленнее), взяв максимальное значение инкремента. Здесь $c_A = B_s (4\pi\rho)^{-1/2}$ – альвеновская скорость, $B_s = 2I/cr_w$ – магнитное поле на поверхности проволочки, ρ – плотность. Если за время τ в проводник удается ввести энергию, близкую к энергии сублимации, то неустойчивость развиться не успеет. Это подтвердили фотоснимки, показавшие практически однородное свечение проволочки.

Быстрый режим ЭВП

В быстром ЭВП магнитное давление ниже термодинамического, и развитие МГД неустойчивостей замедленно. Реализуется такой режим, если время ввода энергии т короче гидродинамического $\tau_{MHD} = r_w/c_s$. Иначе говоря, волна разгрузки, идущая с поверхности, не должна проникнуть к оси проволочки. Тогда сердцевина проволочки перегреется выше температуры кипения, и объем возникшей метастабильной жидкости вскипит. Представления о подобном механизме берут начало с работ [14], где развитие инициирующих взрыв процессов отнесено к окрестности спинодали (граница метастабильной области). Как следствие, вещество резко расширится, и нарушится физический механизм электрической проводимости. В противном случае, при $\tau > \tau_{MHD}$, металл будет плавно испаряться, без взрыва, но с ростом импеданса.

Таким образом, поведения вещества в быстром режиме ЭВП связано с физическими законами в области экстремальных состояний. При этом возможны несколько путей превращения жидкого металла в пар. Так, если давление все время выше значения на жидкостной ветви бинодали, непрерывное понижение плотности металла идет без разделения на фазы. Реально такой однородный переход осуществим при наличии окружающей проволочку плотной среды. В противном случае, вещество разделяется на фазы различной плотности в процессе поверхностного испарения и объемного вскипания.

В статье [15] исследовался ЭВП на той стадии плавления, когда время процесса плавления было много ниже характерного времени релаксации температуры. Процесс плавления начинался на внешней поверхности проводника, после чего основное тепло выделялось внутри и нагревало выше точки плавления твердую центральную часть проволочки. После отключения тока процесс плавления не прекращался, а шел за счет притока тепла к внешним слоям

из перегретых внутренних областей. В зоне расплава были обнаружены вкрапления металла, не претерпевшие фазового превращения. Таким образом, при быстром нагреве проводник может оказаться одновременно в нескольких агрегатных состояниях, причем центральная его часть может быть перегрета значительно выше температуры плавления.

Для таких важных целей, как измерение термодинамических параметров экстремального состояния вещества, важно обеспечить однородность нагреваемого проводника вплоть до резкого роста сопротивления. Этому отвечают условия быстрого ЭВП; они позволяют так подобрать величину плотности тока $j = I / \pi r_w^2$ и радиус проводника r_w , когда нагрев металла может обогнать рост неоднородностей. Основные причины их развития связаны с быстрым тепловым расширением, скин-эффектом и действием пондеромоторных сил, созданных протекающим по проводнику током [7].

Первая из этих причин проанализирована в [16]. Неоднородное радиальное распределение давления возникает, если время нагрева $\tau < \tau_{\rm HD}$ – времени распространение упругого возмущения в глубь проволочки. Фиксируя значения параметров состояния исследуемого металла, степень их неоднородности по сечению проволочки можно характеризовать величиной $r_{\rm w} j^2$; чем она ниже, тем меньше неоднородность. Поэтому радиальные неоднородности проявляются тем сильнее, чем больше исходный радиус проводника и плотность тока.

Роль скин-эффекта можно оценить, сравнив толщину $\delta = c(\tau / 4\pi\sigma)^{1/2}$ области протекания тока с радиусом проводника r_w . Время τ определяет длительность нагрева. Поскольку при фиксированных параметрах состояния металла $\tau \sim j^{-2}$, условие $r_w << \delta$ равносильно требованию малости величины $r_w j$, что качественно родственно предыдущему.

Амперова пондеромоторная сила, созданная протекающим по проводнику током, вызывают появление в нем радиально неоднородного давления. В квазистационарном режиме с однородным распределением тока по сечению круглой проволочки давление квадратично нарастает от нуля на поверхности до максимума $\pi r_w^2 j^2/c^2$ на оси. Здесь вновь возникает требование малости величины $r_w j$.

Среди явлений, сопровождающих быстрый ЭВП, важен шунтирующий разряд, вспыхивающий вдоль поверхности проводника. Его появлению помогает повышение электрического напряжение вдоль проволочки и температуры. В опытах с тугоплавкими металлами в вакууме шунтирующий разряд вспыхивает в продуктах испарения еще до начала плавления, если же взрыв идет в окружающей среде, то это происходит области жидкого состояния, тем дальше от ее начала, чем выше внешнее давление.

Сверхбыстрый скиновый режим ЭВП

В быстром режиме ЭВП проводник не успевает заметно изменить свою форму в процессе перехода из жидкого состояния в пар, и темп энерговыделения в металле ограничен скоростью диффузии магнитного поля. Если время I/\dot{I} нарастания тока в проводнике существенно ниже времени скинирования $\tau_s = 4\pi\sigma r_w^2/c^2$, то ЭВП развивается неоднородно по объему: ток и энерговыделение локализуются во внешних слоях металла. Это позволяет интенсифицировать процесс испарения, заменив поверхностный механизм объемным путем взрывного вскипания перегретой жидкости в тонком слое абляции. В ходе последовательного взрыва токонесущих слоев вблизи границы металла образуется практически непроводящий пар, выталкивающий ток перед собой. Возникает распространяющаяся в глубь проводника волна диффузии поля, вслед за которой движется фронт потери металлической проводимости; глубинные области остаются холодными. Постепенный при слабых токах этот процесс при сильных токах развивается в режиме обострения: интенсивная абляция на границе металла и пара выталкивает ток в металл, проводимость которого улучшается по мере снижения температуры. Скорость формирующейся волны тока превышает скорость диффузии поля при постоянной проводимости, что и дало основание назвать такой режим сверхбыстрым.

1.2 Скоростная рентгеновская радиография взрывающихся проволочек

Возможность преобразования в ходе ЭВП электромагнитной энергии в иные виды (излучения, тепловых и ударных волн) весьма важна во многих приложениях, например, – создание мощных источников ультрафиолетового и рентгеновского излучения, накачки газовых лазеров и т.д. [3,4,17-20]. Быстрый нагрев вещества взрываемых проволочек до высоких температур T > 1 эВ позволяет изучать его физические свойства и условия переходов «металл – плазма» [3,4,17]. Эксперименты с ЭВП, начиная с 50-х годов, отражены в обзорах [5,21].

С помощью современных высоковольтных генераторов можно вести эксперименты с плотными Z-пинчами, излучающая плазма которых нагревается мегаамперными импульсами тока тераваттной мощности. Среди многих типов применяемых нагрузок наивысшие параметры плазмы обеспечиваются в разрядах через металлические проволочки – как через одиночные нити, так и через многопроволочные лайнеры или X-пинчи. Это позволяет использовать такие разряды в качестве источников жёсткого УФ и мягкого рентгеновского излучения, что расширяет возможности спектроскопии многозарядных ионов, рентгеновской оптики и литографии. Применение этих источников в работах по управляемому синтезу, лабораторному моделированию действия мощных рентгеновских импульсов и по созданию инверсной среды для коротковолновых лазеров отражено в работах [5,18,20-23].

Недавние успехи в достижении экстремально высокой плотности энергии в Z-пинчевых разрядах через Al, Ti и W проволочные лайнеры на установке Z в Национальной лаборатории Cандия (Альбукерк, CША) [24,25], вызвали большой интерес в связи с открывшимися перспективами использования их как источников рентгена в инерциальном удержании плазмы и родственных приложений [26,27]. Стадии взрыва в Z-пинчевых экспериментах предшествуют процессы расширения проволочки, десорбции и формирования плазмы, инициированной 50–100 наносекундным предъимпульсом тока (до 1 кА на проволочку), имеющимся перед основным импульсом. В экспериментах, описанных ниже, моделировалась ситуация с током, отвечавшим предъимпульсу тока через одну проволочку в многопроволочном лайнере. Исследовалось его влияние на состояние и взрыв отдельных проволочек. Эксперименты были выполнены на установке XP в Корнельском университете (Итака, США).

Надо сказать, что для понимания экспериментов в Сандии несколько групп пытается моделировать в меньшем масштабе ход процесса ЭВП, в частности, «холодного старта» [28,29]. До сих пор, однако, было получено очень мало данных о начальной стадии взрыва проволочки. В наносекундных взрывах как одиночных проволочек, так и многопроволочных нагрузок, надёжно установлено лишь наличие долгоживущей плотной сердцевины – керна, окружённой плазмой низкой плотности – короной [30,31]. Само же физическое состояние материала керна и протекающие в нём процессы пока еще во многом остаются предметом догадок.

В Корнельском университете было проведено два типа экспериментов по изучению взрыва проволочек. Это, во-первых, «эксперименты с малыми токами», в которых условия существования предъимпульса на мощных ускорителях (таких как Z, Saturn, Ангара и Magpie) моделировались с помощью небольшого генератора LC1 (ток 4.5 кА, время нарастания 350 нс). А во-вторых, – это моделирование взрыва одиночной проволочки с помощью генератора XP (450 кА, 100 нс) – «эксперименты с большим током».

Диагностика

Х-пинч как источник в радиографии прямого проецирования

Основная техника диагностики в описанных ниже экспериментах – скоростная радиография ЭВП методом прямого проецирования с использованием Х-пинча как точечного источника рентгеновского излучения [32, 33]. Х-пинч – один из вариантов Z-пинча, в котором 2 или более тонкие проволочки диаметром 5–50 мкм перекрещиваются так, чтобы образовать конфи-

гурацию в форме буквы X с касанием в одной общей точке. При взрыве такой нагрузки импульсом тока в плазме, формирующейся в окрестности перекрестия, устойчиво возникает Zпинч длиной в несколько сотен микрон. В нем возникает маленький и яркий короткоживущий (время жизни < 10 пс) источник рентгеновского излучения.

В определённых условиях размер источника настолько мал, что можно использовать X-пинч в качестве источника подсветки в проекционной радиографии (без применения камеры-обскуры), как показано на Рис. 1. Теневое изображение тест-объекта или взорванной проволоч-



Рис. 1. (а) Схема проекционной радиографии, изображающая рентгеновский источник, изучаемый объект и кассету с плёнкой. Показано также расположение 12.5 мм титанового фильтра и рентгеночувствительной фотоплёнки. (б) График относительной спектральной чувствительности для одного из наборов плёнок, построенный с учётом влияния титанового фильтра (12.5 мм) и порядка плёнок в кассете.

ки непосредственно фиксировалось на рентгеночувствительную плёнку, как это схематически показано на Рис. 1. При использовании трёх плёнок в каждом выстреле получались изображения в трёх различных диапазонах рентгеновского излучения (в соответствии с кривыми спектральной чувствительности, приведёнными на Рис. 16). Изображения тест-объек-тов и плазмы взорванных проволочек, формируемые излучением в диапазоне 3–5 кэВ, демонстрируют пространственную структуру с разрешением, ограниченным лишь дифракцией. Иногда на изображениях заметна также рефракция, а при скользящем падении – еще и отражение изображающих рентгеновских лучей. В экспериментах, описанных в данном обзоре, в качестве нагрузки импульсного генератора ХР обычно использовались два параллельных Хпинча [30], и в каждом выстреле вспыхивали два источника подсветки для рентгеновского зондирования. Типичные изображаемые объекты этих экспериментов – проволочные Zпинчи, помещённые в цепь обратного токопровода (в экспериментах с большим током), проволочки, взрываемые независимым импульсным источником тока (в экспериментах с малым током) и тест-объекты для проверки методики. Геометрия эксперимента была такова, что угол, под которым получались два рентгеновских изображения объекта, составлял 20÷30°.

Пространственное разрешение метода для объектов такого рода в основном зависит от размера (возможно, и структуры) самой яркой области рентгеновского источника, геометрии формирования изображения и длины волны. Все факторы, влияющие на пространственное и временное разрешение, рассмотрены в работах [34–36]. Поскольку все они крайне важны при применении X-пинчей в методе проекционной радиографии, ниже мы кратко их обсудим.

Как это видно на Рис. 2, здесь, несомненно, имеют место эффекты рефракции, отражения и дифракции. Обычно в экспериментах по изучению взрывающихся проволочек используется увеличение в 4–10 раз, и пространственное разрешение, ограниченное дифракцией, составляет 3–6 мкм (Рис. 2а). Чтобы уменьшить дифракционный предел, радиографию статических тест-объектов производят с увеличением 90–120, помещая тест-объект близко к источнику (Х-пинчу). Снимки 8-микронной стеклянной нити и 7.5-микронной вольфрамовой проволочки приведены на Рис. 26. Эти изображения призваны демонстрировать влияние рефракции, отражения и дифракции рентгеновских лучей. Пространственное разрешение этих изображений, полученных на фотоплёнке Кодак DEF в излучении с энергией квантов 3÷5 кэВ от Nb

25-микронного Х-пинча, составляет 1.3÷2 мкм, что соответствует волновому пределу. Более подробное описание влияния длины волны излучения дано в работах [37,38].



Рис. 2. (а) Схема, поясняющая изменение изображения объекта в результате дифракции, рефракции и отражения. (б) Изображения 7.5-микронной W проволочки и 8-микронной стеклянной нити, полученные с помощью рентгеновской радиографии с большим увеличением (~93), а также денситограммы этих объектов, показывающие действие дифракции, рефракции и отражения рентгеновских лучей.



Масштабы и структура интегрального по времени излучения Х-пинчей из различных материалов изучалось с помощью камеры-обскуры с апертурой 5 мкм и линейных брэгг-френелевских линз [39,40]. Брэгг-френелевские линзы показали, что 5-кэвное излучение исходило из источников размеров меньших, чем пространственное разрешение диагностики – 6 и 3 мкм, соответственно. Косвенное свидетельство того, что размер источника для ряда Х-пинчей был < 1 мкм, содержится в том, что 1–2-микронное разрешение в методе проекционной радиографии, использующим Х-пинч как источник 3–5 кэвного излучения, было получено при большем увеличении [34].

На основе наших экспериментов, обобщённых в работах [33,34], заключаем, что в самых миниатюрных Х-пинчевых рентгеновских источниках, позволяющих получать самые качественные изображения, преобладает непрерывное, а не линейчатое, излучение. Интенсивное узкополосное линейчатое излучение связано с яркими точками эмиссии, которые обычно имеют размер > 1 мкм, что предопределяет пространственное разрешение ниже нескольких микрон. Опытным путём были определено, что лучшими материалами для Х-пинча в проекционной радиографии высокого разрешения являются те, у которых скорость расширения меньше, а точка кипения выше, – такие как Мо, Pd, Nb, а также, если отфильтровать интенсивное линейчатое излучение, Ti, Ni-Cr (сплав 20% Cr и 80% Ni), Ta, W и Pt.

Временное разрешение радиографии непосредственно зависит от длительности рентгеновской вспышки. Чтобы определить эту длительность, использовались быстрые алмазные фотопроводящие диоды (PCD) в комбинации с фильтрами из Be, Ti и/или Al с энергиями отсечки 1.5–6 кэВ. Сигналы записывались цифровым осциллографом Tektronix 694C (~ 10 Gs/c). Длительность рентгеновского импульса зависела от энергии отсечки и уменьшалась с ее увеличением. Вдобавок, измеренная продолжительность рентгеновской вспышки при больших энергиях излучения оказалась меньше, чем 0.25 нс, что является эффективным временем разрешения диагностической системы.

Для улучшения временного разрешения в экспериментах применялась рентгеновская стриккамера Kentech, обеспечившая 10-пикосекундное временное разрешение [41]. При прямом методе измерения длительности рентгеновского импульса излучение X-пинча непосредственно засвечивало фотокатод стрик-камеры, пройдя несколько фильтров, схематически изображённых на Рис. 3д, и далее – щель размера 125 мкм на 3 см. Таким путем были протестированы X-пинчи из Al, Ti, Ni-Cr, Mo и W. Результаты, опубликованные в работе [41], показали длительность рентгеновского импульса от 10 до 400 пс – в зависимости от материала проволочек и энергии отсечки фильтра. Было показано, что Мо Х-пинчи, чаще всего использовавшиеся в экспериментах, дают яркий источник рентгена субмикронного размера в диапазоне энергий 2.5–5 кэВ за Ті фильтром толщиной 12.5 мм; спектр представляет собой непрерывный континуум с несколькими *L*-оболочечными линиями с длительностью свечения 30–100 пс. Х-пинчи из Мо, обычно по два в параллель с расстоянием 2 см между ними, взрывались на установке XP с пиковым током 400–450 кА. Схема проекционной радиографии позволяла получать два изображения в каждом выстреле с интервалом между ними от 0 до 20 нс в зависимости от размера используемых проволочек. Регистрирующие плёнки (по 3 в каждой стопке) давали по три рентгеновских изображения тестируемых проволочек в каждом выстреле.

Оптические диагностики

Для получения временных шлирен- и интерферометрических изображений использовался 4х нс импульс второй гармоники Nd:YAG лазера ($\lambda = 532$ нм, критическая плотность плазмы $4 \cdot 10^{21}$ cm⁻³). Оптическая схема показана на Рис. 3. Ее интерференционная часть построена на основе оригинального сдвигового интерферометра на воздушном клине, и подробно описана в работе [42]. Этот интерферометр основан на расщеплении пучков с помощью двух прямоугольных призм. Небольшой воздушный зазор, отделяющий вторую призму от первой, образует воздушный клин (толщина зазора изменяется сверху вниз). Единственный лазерный пучок сфокусирован вблизи зазора, и два первых отражения от длинной стороны каждой призмы формируют два когерентных виртуальных источника, необходимые для работы интерферометра. Сдвиг между двумя изображениями объекта в детекторе, ориентация и частота полос настраиваются независимо путём изменения толщины и угла воздушного зазора, а также



Рис. 3. Схематическое изображение оптической системы на основе гранато-неодимового лазера. Вторая гармоника пучка Nd:YAG лазера (532 нм) проходила через пространственный модовый фильтр; диаметр пучка расширялся до 3 см, а затем пучок расщеплялся на три с помощью клина. Один из пучков оптически задерживался на 50 нс, и все три направлялись в экспериментальную камеру под углами 1.43° друг к другу. От двух из этих трёх пучков часть отщеплялась в сдвиговый интерферометр на воздушном клине. Оставшиеся пучки генерировали шлирен-изображения. На схеме плёнки обозначены следующим образом: (а) темнопольное и (б) задержанное на 50 нс светлопольное шлирен-изображения с экраном в виде проволочки; (г) первый и (д) второй, задержанный на 50 нс, интерференционный каналы.

положения в нём лазерного фокуса. Эта простая и легко настраиваемая схема успешно и надёжно работала в экспериментах по взрыву проволочек. Лазерный импульс разбивался на несколько пучков, часть из которых после оптической задержки позволяла получать последовательные изображения проволочного взрыва с временным сдвигом до 50 нс. Регистрация лазерных изображений велась на плёнку Ilford HP5 400 с последующей оцифровкой с помощью сканера Nikon LS-2000 с разрешением 2700 dpi. Дифракционное ограничение пространственного разрешения шлирен-изображений было около 20 мкм.

Результаты экспериментов с большими токами

В экспериментах с большим током проволочки длиной 1.5 см взрывались в цепи обратного токопровода генератора. Ток 470 кА, достигаемый в цепи нагрузки, протекал по секциям об-

ратного токопровода, как показано на Рис. 4. Проволочка-объект (или многопроволочная нагрузка из 2–8 проволочек) помещалась между одной из трёх цилиндрических секций и анодом, ток через неё имел пиковую амплитуду 90÷120 кА (Рис. 3б). Расстояние от просвечивающего Х-пинча до объекта составляло ≈ 5 см. Другие секции обратного токопровода соединялись с анодом обычными толстыми стержнями. Ток всех трёх секций независимо измерялся поясами Роговского (Рис. 4б, в). На Рис. 4в, где приведена главная часть тока, можно заметить, что токи через нагрузку сдвинуты по времени на 10 нс по сравнению с другими токами. Эта временная задержка 10÷15 нс характерна для всех нагрузок в этих экспериментах.

Подсвечивающие Х-пинчи, обычно из Мо проволочек диаметром 17÷30 мкм, натягивались в параллель между двумя основными электродами генератора. В типичном тест-эксперименте рентгеновские изображения создавались обоими источниками (Рис. 4б). Основные результаты экспериментов с большими токами были обсуждены в работах [43–47]. Здесь же представлены лишь самые важные особенности взрыва проволочек и простых проволочных лайнеров. Ряд результатов, полученных с токами через нагрузку в 80–120 кА, приведен на Рис. 5 и 6. На первом из них показаны два (а, б) изображения взрыва Ni проволочки диаметром 25 мкм, полученные в одном выстреле. Весь объём керна заполнен пеной, видны отдельные пузыри, а на изображении, полученном на 51-й нс, в нескольких местах поверхности заметны выбросы жидкого металла. Фронт ударной волны поначалу находился вблизи границы керна. Затем он распространился к оси, разрушая структуру пены, а после отражения ударной волны позади её фронта оставалась почти однородная среда. Подобные изображения наблюдались также при взрыве Си проволочки (Рис. 5д), но здесь керн был толще. Аналогичная картина наблюдается также для других материалов проволочек, например, для W и Au [44].

У многопроволочных нагрузок крупномасштабные возмущения границ кернов много меньше, и развитие их во времени замедленно. В качестве примера на Рис. 6 приведена теневая фотография взрыва четырёх вольфрамовых проволочек. Здесь, по сути, возмущений вдоль кернов практически нет, но внешние керны приблизительно на 20÷25% толще внутренних, превышая вдвое размер исходных проволочек. Плазма короны в области между проволочными остовами очень нестабильна; наблюдается ярко выраженная зубчатоподобная структура – преимущественно около внутренних кернов. Измерения плотности плазмы (описаны в [43]), выполненные с помощью калибрированного ступенчатого вольфрамового ослабителя, показали, что в начале разряда, вплоть до 25÷35 нс, корональная плазма не наблюдалась (порог чувствительности метода составлял несколько процентов от исходной массы); затем она становилась заметной и к 45-60-й нс достигала 30-50% первоначальной массы нагрузки. Следует заметить, что согласно оптическим измерениям, как давним [47], самым последним [48], поведение короны в межкерновых зазорах резко меняется по прошествии, примерно, трети длительности разряда. Поначалу плазма достаточно равномерно заполняла разрядный промежуток с плотностью 10¹⁸÷10¹⁹ см⁻³, но после 30÷40 нс возникали резко очерченные плотные струи, направленные от остовов проволочек к центру разряда.

Процесс взрыва проволочки может быть описан следующим образом. В начале взрыва из-за несовершенств материала и температурной зависимости проводимости тепловыделение идёт неоднородно [3,18]. Расплавленная центральная часть неравномерно прогревается до температуры, превышающей точку кипения, и объёмно вскипает. Ход процесса зависит от материала проволочки; важную роль имеют такие параметры, как начальная проводимость, температуры плавления и кипения, степень неоднородности и чистоты материала. По мере развития пенной структуры и пузырей электрическое сопротивление керна растёт. В то же время окружающий пар, чья масса увеличивается, расширяется вплоть до достижения «пробойного» уровня плотности. Важно также исходное состояние поверхности. Как только происходит электрический пробой, образующаяся корона перехватывает скинирующегося ток, и омический нагрев керна прекращается, а накопленная энергия распределяется между жидкостью и паром. Керн как бы консервируется в состоянии со структурой пенного столба. Если



Рис. 5. Рентгеновские тенеграммы разрядов через Ni и Cu проволочки.

бы энергия, вложенная к моменту ухода тока, была достаточна для полного испарения материи, пенная структура должна была бы быстро разрушиться, а на месте керна сформироваться паровой или, если энергия ещё выше, плазменный канал. Возможно, это и происходит в случае быстрого роста тока в легкоплавких хорошо проводящих проволочках.

Дальнейшая судьба керна зависит от того, является ли нагрузка одно- или же многопроволочной. В последнем случае не возникает волна сжатия, направленная к центру керна, и он нагревается лишь за счёт излучения короны; жидкость вскипает; пузыри достигают границы и прорывают её, выбрасывая струи пара в корону. Но сам керн остаётся стабильным, слегка расширяясь и испаряясь с поверхности. Процесс в однопроволочной нагрузке иной: в то время как корона ожидает прихода волны сжатия из короны, пузыри пара приходят в квазиравновесие с окружающей жидкостью, медленно перемещаясь под действием градиента давления по направлению к поверхности керна. Затем структура фронта ударной волны в керне проявляется. Модулированная перетяжками короны граница ударной волны проникает в керн неравномерно и, сужаясь по ширине из-за большого перепада плотности, взаимодействует с пузырями. Горячее вещество за фронтом сжатия интенсивно излучает, и теперь это определяет структуру фронта в области шириной, равной росселандову свободному пробегу квантов. Кванты по-разному взаимодействуют с жидкостью и с паром, и наличие пузырей вводит дополнительную специфику в радиационную структуру фронта: излучение может греть лишь плотную жидкость, оставляя температуру прозрачного пара пузырей почти неизменной. Но затем давление в пузыре становится ниже, чем в кипящей жидкости. Очевидно, что это вызовет схлопывание маленьких пузырей, но судьба тех, что больше ширины фронта, может оказаться иной: волна сильного сжатия, достигая их границы, возбуждает волну разрежения, распространяющуюся внутрь жидкости и интенсифицирующую испарение. Если энтропия адиабаты разгрузки ниже её значения в критической точке, сохранится, как это видно на одном из рисунков, чёткая межфазовая граница. По мере продвижения фронта в глубь возникнет также омический нагрев жидкого металла, что и дальше поддержит испарение. Таким образом, пузыри будут интенсивно расти в направлении поверхности керна и, в конечном счёте, прорвут её.

Как итог, перечислим установленные экспериментально факты:

- 1) возникновение перегретого неравновесного состояния при быстром вводе энергии в проводник;
- 2) образование гетерогенной структуры керн-корона;
- 3) объёмное вскипание жидкости керна и переход вещества керна в квазиравновесное пенообразное состояние;
- 4) динамическое взаимодействие керна и короны.

Временные и пространственные характеристики соответствующих стадий сильно зависят от параметров исходной нагрузки и скорости первоначального ввода энергии, т.е. главным образом, от формы тока.

Большой интерес к начальной стадии ЭВП (начиная с холодного старта) связан с тем, что именно на этом этапе создаются условия, определяющие всю дальнейшую динамику сжатия проволочных лайнеров. Для дальнейшего понимания процесса ЭВП необходимо измерить параметры тока через нагрузку и вклад энергии в проволочку, а также получить изображения различных стадий процесса. С этой целью была создана специальная установка; ниже представлены результаты выполненных на ней экспериментов.

Эксперименты с малыми токами. Описание и результаты

Большая часть экспериментов с малым током, описанных в [49–52], проводилась с проволочками длиной 1 см и диаметром от 7.5 до 25 мкм (от Al до Au), служившими нагрузкой 4.5 кА импульсного генератора. Напомним, что в этих экспериментах изучалась фаза взрыва многопроволочной нагрузки в Z-пинчевых экспериментах. Перед образованием Z-пинча происходили нагрев и взрыв проволочек, и формирование плазмы начиналось еще на 50–100 нс нарастания тока от 0 до 1 кА через каждую проволочку во время предъимпульса. Подобным же образом, в экспериментах с 64-проволочным лайнером [29] (генератор Magpie, Империал колледж) ток нарастал с нуля до 1 кА через проволочку примерно за 40 нс.

Ток создавался импульсным генератором LC1, построенного на основе низкоиндуктивного конденсатора емкости 75 нФ. При разряде конденсатора, заряжавшегося до 15 кВ, на корот-козамкнутую цепь возникал затухающий синусоидальный импульс тока с четвертью периода 350 нс, амплитудой тока 4.5 кА и временем затухания (в *е* раз) 4.25 мкс (Рис. 7). Датчиком тока через проволочную нагрузку служил пояс Роговского. Все эксперименты, описанные ниже, проводились при давлении < 10^4 Top.

Рентгеновские изображения взрывов проволочки получались при различных временных задержках от начала импульса тока; в качестве источника использовался Мо Х-пинч [49], питаемый генератором ХР. Изображения фиксировались на рентгеночувствительную плёнку, помещённую в светонепроницаемую камеру за 12.5 мм Ті фильтром. На Рис. 8 показана экспериментальная схема получения рентгенограмм; увеличение, как правило, составляло 4.2:1.





Рис. 13. (а) Зависимость максимального диаметра керна от времени для 25-микронных Ag проволочек с изоляцией и без нее. Данные получены из теневых рентгеновских и интеферометрических изображений. (б) Диаметр взорванной W проволочки в зависимости от времени. Для неизолированных 25-микронных W проволочек приведён максимальный диаметр. Для проволочек с 5-микронным слоем изоляции средний диаметр получен подобно Рис. 12.

В экспериментах, представленных ниже (Рис. 9-16), изучались взрывы проволочек из самых разных материалов: Al, Ti, Fe, Cu, Zn, Nb, Mo, Ag, W, Au, Pt.

Изучение взрыва 1–3 проволочек [43,51] в условиях, имитирующих предъимпульс больших установок, показало, что скорость расширения проволочек и его равномерность существенно зависят от количества энергии, вложенной в проволочку во время короткой (100 нс) стадии омического нагрева. Эта стадия оканчивается резким падением напряжения на проволочке, что, очевидно, связано с формированием плазмы. Эксперименты показали, что у 25-микронных W и Ag проволочек омический нагрев можно затянуть путем нанесения тонкого изолирующего покрытия на поверхность проволочек [50, 51]. Дополнительная энергия, которая была вложена в изолированные таким путем проволочки, явилась причиной существенного увеличения скорости расширения плотной сердцевины.

Основным материалом в этих исследованиях был вольфрам, поскольку именно его чаще всего используют в многопроволочных лайнерах: из него легко изготавливать проволочки малого диаметра, вплоть до 4 мкм, он имеет высокую прочность на разрыв, а также вполне подходит для генерации кэВ-ного рентгеновского излучения. Однако наши первые работы показали, что тепловая энергия, введенная в W проволочку – лишь небольшая доля той энергии, которая потребна для её полного испарения (Табл. 1). Как следствие, проволочка расширяется сравнительно медленно и неравномерно. Наоборот, энергия, выделяющаяся при омическом нагреве Ад проволочек, практически достигает значения, требуемого для их полного испарения, и расширение идёт быстро и равномерно. Из-за столь разительного контраста с W мы сделали Ад проволочки основным материалом в этих экспериментах. Кроме того, как материал с промежуточным атомным номером, серебро хорошо подходит для использования в диагностике теневого проецирования. На ранней стадии взрыва плотная сердцевина пропускает достаточное количество рентгеновского излучения, что делает возможными количественные измерения плотности; позднее, при развитии взрыва, когда керн расширяется более чем в 50 раз относительно первоначального диаметра, большая часть исходной массы всё ещё чувствует рентгеновское излучение. Примеры экспериментальных результатов, полученные с помощью вышеописанной диагностики, представлены на Рис. 9-13 для 25микронных Ag и W проволочек.

Как правило, среди многих протестированных материалов проволочки с хорошей проводимостью и низкой температурой плавления формируют при взрыве более равномерный и быстро расширяющийся столб. Таким образом, динамика керна у W, Pt, Mo и Ti проволочек совершенно иная, нежели у Al, Cu, Ag и Au проволочек, и большинство материалов можно разделить по принадлежности к одной из этих групп. Более того, изолирующее покрытие продлевает фазу теплового нагрева для проволочек из обеих групп, ускоряя расширения керна. Более ранние эксперименты также показывали, что у покрытых маслом или прогретых проволочек отодвигается срыв напряжения, в результате чего вклад энергии в керн увеличивается, и расширение происходит быстрее (см. Рис. 16). Данные, содержащиеся в цитированных выше статьях, могут быть полезны при проверке компьютерных кодов, которые разрабатываются в настоящее время для описания взрыва проволочки начиная с холодного старта.

Используя высокоразрешающую технику теневого рентгеновского проецирования, мы обнаружили сложную мелкомасштабную (типичный размер ~ 30 мкм) структуру кернов взрывающихся проволочек, как в случае одиночных, так и многопроволочных нагрузок при диаметре 7.5–25 мкм; протекакавшие токи за 1 мкс достигали в 2–5 кА. Радиография показала особенности, говорящие о том, что керн в результате взрывного объёмного кипения превращается в пенообразную паро-жидкостную смесь. Ряд экспериментальных результатов представлен на Рис. 14 и 15 – для одиночной проволочки и на Рис. 16 – для двух.

Большая часть энергии, введенной в проволочку, высвобождается в течение начальных 50 нс, когда ток через каждую проволочку составляет лишь несколько сотен ампер (существование многофазной начальной стадии при ЭВП, правда, совершенно иной морфологии, было



Рис. 14. Теневое рентгеновское изображение катодного участка взорванной 11.5-мкм W проволочки с изоляцией толщины 2.2 мкм, демонстрирующее резкие аксиальные изменения в расширении плотной сердцевины. Виден также зазор около катодной части тенеграммы, а также выброшенные куски изоляции.



Рис. 15. Примеры рентгеновских тенеграмм из двух тест-экспериментов с W проволочками исходного диаметра 7.5 мкм и длиной 1.04 см в указанные моменты с начала разряда. (а) без предварительного прогрева; (б) с прогревом. Показан также увеличенный участок прогретой проволочки (в), который выглядит как жидкостно-паровая пена, и две денситограммы указанных областей (г) и (д). Абсолютная ошибка на (г) и (д) оценивается как 25%.



Рис. 16. (а) Теневое рентгеновское изображение двух взорванных 25мкм Ті проволочек, полученное при *t* = 11 мкс. Видно, что почти всей длине область проволочки от анода до катода заполнена каплями размером 50–55 мкм в диаметре. (б) Рентгеновская тенеграмма центральной части двух взорванных 12,7-мкм Al проволочек, полученная в момент времени t = 235 нс. Видны плотные стратифицированные слои и большая щель с резко очерченными краями. За исключением области щели, обе проволочки всюду расширились равномерно.

Табл. 1. Минимальное и максимальное значения вложенной энергии, определённые экспериментально по измеренным току и напряжению. Продолжительность фазы омического вложения энергии в проволочку оценивается как 62 нс от начала импульса тока. Оценка полной энергии, пошедшей на нагрев от комнатной температуры до начала плавления проволочки, плюс скрытая теплота плавления, дана в колонке 4. В колонка 5 дана оценка всей энергии, требуемой для полного испарения проволочки, при нагреве от комнатной температуры, включая скрытую теплоту испарения. Колонка 6 содержит значение экспериментально измеренной вложенной энергии, выраженной в процентах от энергии испарения. Скорость расширения керна, измеренная с помощью X-пинчевой радиографии, дана в последней колонке. Звёздочка в колонке 3 указывает, что данные для этих проволочек взяты из трёх разных экспериментов.

Wire diameter and material	Resistive phase duration (ns)	Measured energy deposition range (mJ)	Energy to melt the wire (mJ)	Energy to vaporize the wire (mJ)	Percent of vaporization energy deposited	Expansion rate of core diameter (cm/µs)
12.7 µm Al	34	23-38	3.7	41.6	55-91%	0.20 ± 0.01
25 μm Ti	31	26*	27	277	9%	~0.03
25 µm Fe	39	60°	41	251	24%	
25 μm Cu	71	88-112	28	237	37-47%	0.08 to 0.12
25 μm Cu (5 μm insul.)	93	330-470	28	237	139-198%	0.41 to 0.51
25 µm Zn	52	53-74	12.2	82.3	64-90%	0.24 to 0.6
25 μm Nb	40	55*	42.6	324	17%	-
25 μm Mo	43	47°	44	299	16%	~0.03
25 μm Ag	70	76-112	20	138	55-81%	0.45 ± 0.04
25 µm Ag (1 µm insul.)	85	310 - 420	20	138	225-304%	1.03 ± 0.05
25 µm Ag (5 µm insul.)	72	120-165	20	138	87-120%	0.51 ± 0.06
7.5 μm W	23	8-11*	5.6	39	21-28%	-
11.5 µm W	29	$12 - 19^*$	13.2	91.7	13-21%	~0.013
11.5 µm W	39	43-48*	13.2	91.7	47-52%	~0.2
(2.2 μm insul.)						
12.5 µm W	32	$22 - 45^*$	15.6	108	20-42%	-
25 μm W	43	35-62	42	432	8 - 14%	0.029 ± 0.004
25 μm W (5 μm insul.)	65-80	120-210	42	432	28 - 49%	0.16 ± 0.02
25 μm Pt	44	48-53	36.5	275	17-19%	-
12.7 µm Au	31	21°	5.6	44	48%	
20 µm Au	50	55-80	14.4	113	49-71%	0.12 to 0.14
25 μm Au	64	79-94	22.5	176	45-53%	0.26 to 0.30

обнаружено У. Чейсом при фотографировании микросекундных разрядов в 1959 г. [17]). В экспериментах по взрыву W, Mo, Ni-Cr, Ti проволочек сохранение жидкой фазы демонстрировало то, что даже после падения тока до нуля вдоль первоначального положения проволочки оставался столбик из капель. Наоборот, на месте проволочек из Al, Au, Cu и Ag, – металлов с высокой проводимостью и относительно низкой температурой плавления, формируется полностью испарённый и более однородно расширенный столбик; очевидно, энергии, высвободившейся в течение критических первых 50 нс импульса тока, достаточно для завершения короткой многофазной стадии. Наши результаты демонстрируют, что моделирование ЭВП должно включать достаточно полный набор свойств металлов, а также учитывать образование вокруг проволочки плазмы из десорбированных газов и испарённого материала.

Заключение

В первой части обзора были описаны отличительные особенности взрыва одиночных и многопроволочных (2–8 проволочек) нагрузок в различных условиях экспериментирования с источниками импульсов тока. В качестве заключения отметим основные черты быстрого ЭВП, имеющие место для любых видов нагрузок и цепи тока:

- Существование многофазных состояний типично в начальной стадии взрыва любых проволочных нагрузок генератора импульсов тока, как из одной, так и многих проволочек. В любых условиях развития быстрого ЭВП формируются плотный керн и плазменная корона. Вследствие взрывного объёмного вскипания керн превращается в пенообразную смесь пара и жидкости.
- Для всех видов нагрузок продолжительность предвзрыной фазы омического нагрева зависит от материала проволочки и параметров тока. В экспериментах с большим током (100–200 кА/проволочка, время нарастания тока 50 нс) омическая фаза занимает 10–15 нс, с малым током (1–4 кА/проволочка, 350 нс) около 50–100 нс. Эта фаза заканчивает-

ся резким падением напряжения на нагрузке, связанным, возможно, с образованием плазмы при шунтирующем пробое короны.

- Как правило, хорошо проводящие металлы с низкой температурой плавления при взрыве формируют более равномерный и быстро расширяющийся столб вещества проволочки. Динамика керна для W, Pt, Mo и Ti проволочек совсем не похожа на наблюдаемую у Al, Cu, Ag и Au. По этому признаку все материалы могут быть отнесены к одной из этих двух групп. Энергия, вложенная в ходе быстрого ЭВП, определяется проводимостью металла, и ее отношение к энергии сублимации существенно для определения этих групп.
- Динамические процессы после взрыва связаны с существованием структуры керн-корона и протекают по-разному, в зависимости от типа нагрузки генератора тока. Но в любом случае, ток преимущественно переносится плазмой короны, а последняя динамически взаимодействует с веществом керна. В короне происходит выделение джоулева тепла, на нее же действуют пондеромоторные силы тока, сжимая ее на керн в 1-проволочной нагрузке и Х-пинче, и снося к оси – в многопроволочной сборке. Керн же еще долго остается в холодном состоянии, пока его не разрушает взаимодействие с горячей короной.
- Особое место среди проволочных нагрузок в экспериментах занимает Х-пинч. Он выступает не только как один из объектов исследования, но и как важный инструмент диагностики – миниатюрный источник коротких вспышек мягкого рентгеновского излучения. Фотографирование объектов в его лучах позволяет определять элементы структуры с высоким пространственным (до 1 мкм и даже ниже) и временным (10–100 пс) разрешением.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука. 1966.

- [2] П. Кальдирола, Г. Кнопфель (ред.). Физика высоких плотностей энергий. М.: Мир, 1974.
- [3] W.G. Chace, H.K. Moor, editors. *Exploding wires*. N.Y.: Plenum press. V.1, 1959; V.2, 1964; V.3, 1965; V.4, 1968.

[4] F.D. Bennet. *High temperature exploding wires*. In: *Progress in high-temperature physics and chemistry*, N-Y, Pergamon Press, 2, 1-63, 1968.

[5] В.А. Бурцев, Н.В. Калинин, А.В. Лучинский. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. Энергоатомиздат: 1990.

- [6] С.В. Лебедев. ЖЭТФ. Т. 32, с. 199 (1957).
- [7] А.И. Савватимский, С.В. Лебедев. УФН. Т. 144, с. 215 (1984).
- [8] W.M. Conn. Zs. Angew. Phys. Bd. 7, S. 656 (1955).
- [9] И.Ф. Кварцхава, А.А. Плютто, А.А. Чернов, В.В. Бондаренко. ЖЭТФ. Т. 30, с. 42 (1956).

[10] К.Б. Абрамова, В.П. Валицкий, Ю.В. Вандакулов, Н.А. Златин, Б.П. Перегуд. ДАН СССР. Т. 167, с. 778 (1966); К.Б. Абрамова, Н.А. Златин, Б.П. Перегуд. ЖЭТФ. Т. 69, с. 2007 (1975).

- [11] Н.В. Гревцев, В.Д. Золотухин, Ю.М. Кашурников, В.А. Летягин. *ПМТФ*. № 2, с. 85 (1974).
- [12] В.М. Кульгавчук, Г.А. Новоскольцева. ЖТФ. Т. 36, с. 549 (1966).
- [13] А.П. Байков, А.М. Искольдский, Ю.Е. Нестерихин. ЖТФ. Т. 43, с. 136 (1973).
- [14] М.М. Мартынюк. ЖТФ. Т. 44, № 6, с. 1262 (1974); ЖТФ. Т. 48, № 7, с. 1482 (1978).
- [15] А.П. Байков, А.Ф. Шестак. Письма в ЖТФ. Т. 5, с. 1355 (1979).
- [16] В.В. Иванов. Теплофиз. выс. температур. Т. 21, с. 146 (1983).
- [17] W.G. Chace. *Phys. Fluids.* V. 2, p. 230 (1959).
- [18] А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе. *Физика сильноточных электроразрядных источников света*. М.: Атомиздат, 1976.
- [19] Н.Н. Столович. Электровзрывные преобразователи энергии. Минск: Наука и техника, 1983.

[20] Г.В. Иваненков, А.И. Самохин. *Наносекундный взрыв проволочек в вакуумном диоде сильноточ*ного ускорителя. Препринт № 80. М.: ФИАН, 1984.

[21] Б.Л. Борович, В.С. Зуев, В.А. Катулин, Л.Д. Михеев, Ф.А. Николаев, О.Ю. Носач, В.Б. Розанов. Радиотехника. М.: ВИНИТИ, 1978.

[22] Ф.А. Николаев, В.Б. Розанов, Ю.П. Свириденко. Тр. ФИАН. Т. 76, с. 36 (1974).

[23] В.А. Бойко, С.М. Захаров, А.А. Коломенский и др. Письма в ЖТФ. Т. 8, с. 129 (1982).

[24] R.B. Spielman, C. Deeney, G.A. Chandler, M.R. Douglas, D.L. Fehl, M.K. Matzen, D.H. McDaniel,

T.J. Nash, J.L. Porter, T.W.L. Sanford, J.F. Seaman, W.A. Stygar, K.W. Struve, S.P. Breeze, J.S. McGurn,

J.A. Torres, D.M. Zagar, T.L. Gilliland, D.O. Jobe, J.L. McKenney, R.C. Mock, M. Vargas, T. Wagoner, and D.L. Peterson. *Phys. Plasmas.* V. 5, p. 2105 (1998).

[25] C. Deeney, C.A. Coverdale, M.R. Douglas, T.J. Nash, R.B. Spielman, K.W. Struve, K.G. Whitney, J.W. Thornhill, J.P. Apruzese, R.W. Clark, J. Davis, F.N. Beg, and J. Ruiz-Camacho. *Phys. Plasmas.* V. 6, p. 2081 (1999).

[26] T.W.L. Sanford, R.E. Olson, R.L. Bowers, G.A. Chandler, M.S. Derzon, D.E. Hebron, R.J. Leeper, R.C. Mock, T.J. Nash, D.L. Peterson, L.E. Ruggles, W.W. Simpson, K.W. Struve, and R.A. Vesey. *Phys. Rev. Lett.* V. 83, p. 551 (1999).

[27] T.J. Nash, M.S. Derzon, G.A. Chandler, R. Leeper, D. Fehl, J. Lash, C. Ruiz, G. Cooper, J. F. Seaman, J. S. McGurn, S. Lazier, J. Torres, D. O. Jobe, T. Gilliland, M. Hurst, R. Mock, P. Ryan, D. Nielson, J. Armijo, J. McKenney, R. Hawn, D. Hebron, J.J. McFarlane, D. Peterson, R. Bowers, W. Matsuka, and D. D. Ryutov. *Phys. Plasmas.* V. 6, p. 2023 (1999).

[28] D. B. Reisman et al. Bull. Am. Phys. Soc. V. 43, p. 1909 (1998).

[29] S.V. Lebedev et al. Phys. Rev. Lett. V. 81, p. 4152 (1998).

[30] D.H. Kalantar, and D.A. Hammer. Phys. Rev. Lett. V. 71, p. 3806 (1993).

[31] Г.В. Иваненков, А.Р. Мингалеев, С.А. Пикуз, В.М. Романова, В. Степневски В., Д. Хаммер, Т.А. Шелковенко. ЖЭТФ. Т. 114, с. 1216 (1998) [JETP 87, 663, 1998].

[32] Захаров С.М., Иваненков Г.В., Коломенский А.А. и др. *Письма в ЖТФ*. Т. 8, с. 1060 (1982) [Sov. *Tech. Phys. Lett.* 8, 456, 1982].

[33] T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, A. R. Mingaleev, and D. A. Hammer. *Rev. Sci. Instrum.* V. 70, p. 667 (1999).

[34] T.A. Shelkovenko, D.B. Sinars, S.A. Pikuz, K.M. Chandler, and D.A. Hammer. *Rev. Sci. Instrum.* V. 72, p. 667 (2001).

[35] D.B. Sinars, S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, K.M. Chandler, D.A. Hammer. *Rev. Sci. Inst.* V. 73, p. 2948 (2001).

[36] T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz, D.B. Sinars, K.M. Chandler, D.A. Hammer. *Proc. of SPIE*. G.A. Kyrala, J-C Gauthier, editors. V. 4, p. 180 (2001).

[37] S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, D.B. Sinars, D.A. Hammer, S.V. Lebedev, S.N. Bland, Yu. Skobelev, J.A. Abdallah, C.J. Fontes, and H.L Zhang. *JQSRT*. V. 71, p. 581 (2001).

[38] S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, D.B. Sinars, K.M. Chandler, D.A. Hammer. *Proc. of SPIE*. G.A. Kyrala, J-C Gauthier, editors. V. 4, p. 234 (2001).

[39] A.I. Erko, V.V. Aristov, and B. Vidal. Diffraction X-ray Optics. IOP, Bristol, 1996, Chap. 4.

[40] Yu.A. Agafonov et al. Sov. Tech. Phys. Lett. V. 18, p. 533 (1992).

[41] S.A. Pikuz, D.B. Sinars, T.A. Shelkovenko, K.M. Chandler, D.A. Hammer, I.Yu.Skobelev, G.V. Ivanenkov, and W. Stepniewski. *PRL*. V. 89, No. 3, 035003(4) (2002).

[42] S.A. Pikuz, V.M. Romanova, N.V. Baryshnikov, Min Hu, B.R. Kusse, D.B. Sinars, T.A. Shelkovenko, D.A. Hammer. *Rev. Sci. Instr.* V. 72, p.1098 (2001).

[43] S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, A.R. Mingaleev, and D.A. Hammer, and H.P. Neves. *Phys. Plasmas.* V. 6, p. 4272 (1999).

[44] S.A. Pikuz, G.V. Ivanenkov, T.A. Shelkovenko, D. Hammer. JETP Lett. V. 69, p. 377 (1999).

[45] Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Greenly J.B., Dimant Y.S., Hammer D.A. *Phys. Rev. Lett.* V. 83, p. 4313 (1999).

[46] С.Ю. Гуськов, Г.В. Иваненков, А.Р. Мингалеев, В.В. Никишин, С.А. Пикуз, В.Б. Розанов, В. Степневски, В.Ф. Тишкин, Т.А. Шелковенко, Д.А. Хаммер. *Физика плазмы*. Т. 26, с. 797 (2000)

[Plasma Physics Reports. 26, 745, 2000].

[47] G.V. Ivanenkov, A.N. Lebedev, S.A. Pikuz, and S.M. Zakharov. *Preprint No. 210*, P. N. Lebedev Physics Institute, 1989.

[48] D. Mosher, J.R. Boller, P.P. Hinshelwood et al. Bull. Am. Phys. Soc. V. 43, p. 1642 (1998).

[49] D.B. Sinars, T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz, J.B. Greenly, D.A. Hammer. *Phys. Plasmas*. V. 7, p. 1555 (2000).

[50] D.B. Sinars, T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz, Min Hu, V.M. Romanova, K.M. Chandler, J.B. Greenly, D.A. Hammer, B.R. Kusse. *Phys. Plasma*. V. 7, p. 429 (2000).

[51] D.B. Sinars, Min Hu, K.M. Chandler, T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz, J.B. Greenly, D.A. Hammer, B.R. Kusse. *Phys. Plasmas.* V. 8, p. 216 (2001).

[52] K.M. Chandler, D.A. Hammer, D.B. Sinars, S.A. Pikuz and T.A. Shelkovenko. *IEEE Trans. Plasma Sci.* V. 30, p. 577 (2002).

[53] Мартынюк М.М., Пантелейчук О.Г. Теплофиз. выс. температур. Т. 14, с. 1201 (1976).

[54] Vorob'ev V.S., Malyshenko S.P. ЖЭТФ, 1997, т. 111, с. 2016; Phys. Rev. E., 1997, v. 56, p. 3959; В.С. Воробьев, С.П. Малышенко, С.И. Ткаченко, В.Е. Фортов. Письма в ЖЭТФ, т. 75, с. 445 (2002) (JETP Letters, v. 75, p. 373).

[55] С.Б. Кормер, А.И. Фунтиков, В.Д. Урлин, А.Н. Колесникова. ЖЭТФ. Т. 42, с. 686 (1962).

[56] Л.В. Альтшулер, А.В. Бушман, В.Е. Фортов, И.И. Шарипджанов. Сб.: *Численные методы меха*ники сплошной среды. Т. 7, № 1, с. 5 (1976).

[57] Д.А. Киржниц. УФН. Т.104, с. 489 (1971).

[58] Д.А. Киржниц, Ю.Е. Лозовик, Г.В. Шпатаковская. УФН. Т.117, с. 3 (1975); S. Lundqvist, N.H. March, editors. *Theory of the inhomogeniouselectron gas*. N.Y.: Plenum press. 1983; Г.В. Синько. Сб.: *Математическое моделирование*. Физико-химические свойства вещества. С. 197. М.: Наука, 1987.

[59] Н.Н. Калиткин. *Математическое моделирование*. Сб.: *Физико-химические свойства вещества*. С. 114. М.: Наука, 1987; А.Ф. Никифоров, В.Г. Новиков, В.Б. Уваров. Там же, с. 162.

[60] А.Ф. Никифоров, В.Г. Новиков, В.Б. Уваров. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы. М.: Физ.-мат. лит. 2000.

[61] Ю.А. Котов, А.В. Лучинский. Сб.: Физика и техника мощных импульсных систем. С. 189, 1987.

[62] С.Н. Колгатин, А.В. Хачатурьянц. Теплофиз. выс. температур. Т. 20, с. 1750 (1982).

[63] М.М. Баско. Теплофиз. выс. температур. Т. 23, с. 483 (1985).

[64] А.В. Бушман, И.В. Ломоносов, В.Е. Фортов. Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергий. Черноголовка: ИХФЧ РАН. 1992.

[65] В.Е. Фортов, И.Т. Якубов. Неидеальная плазма. М.: Атомэнергоиздат. 1994.

[66] А.Т. Сапожников, П.Д. Гершук, Е.Л. Малышкина, Е.Е. Миронова, Л.Н. Шахова. *ВАНТ*, сер. Математическое моделирование физических процессов. 1991. Вып.1.

[67] J. Tersoff. Phys. Rev. B. V.37, p. 6991 (1988).

[68] M.S. Dew, M.I. Baskes. Phys. Rev. B. V. 29, p. 6443.

[69] M.I. Baskes. Phys. Rev. B. V. 46, p. 2727 (1992).

[70] J.D. Kress, S. Mazevet, L.A. Collins. In Proc.: *Shock Compression of Condensed Matter*-2001, edited by M.D. Furnish et. al., AIP Conference Proceedings 620, NY, 2002, p. 91; P. Blottiau, S. Mazevet, J.D. Johnson, J.D. Kress, L.A. Collins. In Proc.: *Fifth International Symposium on High Dynamic Pressures*. Saint-Malo, France 2003, V. 2, p.227; M.P. Desjarlaist, R.W. Lemke. In Proc.: *Fifth International Symposium on High Dynamic Pressures*. Saint-Malo, France 2003, V. 2, p.227; M.P. Desjarlaist, R.W. Lemke. In Proc.: *Fifth International Symposium on High Dynamic Pressures*. Saint-Malo, France 2003, V. 2, p. 231; B.B. Дремов, M.A. Воробьева. *Химическая физика*. Т. 19, № 2, с. 82 (2000).

[71] V.V. Dremov, M.A. Vorob'eva. In: *Proc. of the 22nd International Symposium on Shock Waves*. Imperial College, London, 1999, p. 73.

[72] B.L. Holian. *Phys. Rev. A.* V. 37, p. 2562. (1988); B.L. Holian, P.S. Lomdahl. *Science*. V. 280, p. 2085 (2000); K. Kadau, T.C. Germann, P.S. Lomdahl, B.L. Holian. *Science*. V. 296, p.1681 (2002); T.C. Germann, B.L. Holian, P.S. Lomdahl. In: *Shock Compression in Condensed Matter*-1999, edited by M.D. Furnish, L.C. Chhabildas and R. S. Hixson, AIP Conference Proceedings 505, NY, 2000, p. 297; V.V. Dremov, S.A. Sapozhnikov, M.A. Smirnova. In Proc.: *Fifth International Symposium on High Dynamic Pressures*, Saint-Malo, France 2003, V.1, p.331.

[73] К.Ф. Гребенкин, А.Л. Жеребцов, А.Л. Кутепов, В.В. Попова. Труды VI Забабахинских научных чтений. Снежинск, 2001.

- [74] В.П. Скрипов. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972.
- [75] В.П. Скрипов, А.В. Скрипов. УФН. Т. 128, с. 193 (1979).
- [76] А.Ф. Андреев. ЖЭТФ. Т. 45, с. 2064 (1963).
- [77] Я.И. Френкель. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975.
- [78] А.П. Гринин, Ф.М. Куни, А.К. Щекин. Теоретич. и математ. физ. Т. 52, с. 127 (1982).
- [79] И.М. Лифшиц, В.В. Слезов. ЖЭТФ. Т. 35, с. 479 (1958); J.M. Lifshitz, V.V. Slyozov. J. Phys. Chem. Sol. V. 19, р. 35 (1961).
- [80] В.Г. Бойко, Ч.-Й. Могель, В.М. Сысоев, А.В. Чалый. УФН. Т. 161, с. 77 (1991).
- [81] Н.Б.Волков. ЖТФ. Т.49, № 9, с. 2000 (1979).
- [82] И.М. Беспалов, А.Я. Полищук. Письма в ЖТФ. Т. 15, № 2, с. 4 (1989).
- [83] G.R. Gathers. Thermophys. No. 4, p. 209 (1983).
- [84] R.M. More, Y.T. Lee. Phys. Fluids. V. 5, No 27, p. 1273 (1984).
- [85] A.W. DeSilva, J.D. Katsouros. Phys. Rev. E. V. 57, No 5, p. 5945 (1998).
- [86] R. Redmer. *Phys. Rev. E.* V. 59, No 1, p. 1073 (1999); S. Kuhlbrodt, R. Redmer. *Phys. Rev. E.* V. 62 (2000).
- [87] M.P. Desjarlais. Contrib. Plasma Phys. V. 41, No 2-3, p. 267 (2001).
- [88] A. Likalter. Physica Scripta. V. 54, p. 644 (1996).
- [89] А.В. Лучинский, В.В.Лоскутов. Одномерная магнито-радиационно-гидродинамическая модель электромагнитного ускорения быстрых лайнеров. Препринт № 4, СО АН СССР, Томский филиал, 1986.
- [90] S. Kirkpatrick. Rev. Mod. Phys. V. 45, p. 574 (1973).
- [91] С.И. Брагинский. *Вопросы теории плазмы*. Вып. 1, с. 205. М.: Атомиздат, 1963 (Braginsky S.I. In: *Reviews of Plasma Physics*, edited by M. A. Leontovich. Consultants Bureau, New York, 1980. V. 1).
- [92] В. М. Жданов. Явления переноса в многокомонентной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1982.
- [93] В.И. Держиев, А.Ю. Захаров, Г.И. Рамендик. ЖТФ. Т.48, № 9, с.1877 (1978).
- [94] И.Г. Бейгман, Л.А. Вайнштейн, А.В. Виноградов. Астроном. журн. Т. 46, с. 985 (1969).
- [95] В.С. Волокитин, И.О. Голосной, Н.Н. Калиткин. Изв. ВУЗов, сер. "Физика". 1995, No 4, с. 11.

[96] Б.Н. Четверушкин. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985.

[97] Ю.В. Афанасьев, Е.Н. Гамалий, В.Б. Розанов. Тр. ФИАН. Т. 132, с. 10 (1982).

[98] G.D. Tsakiris, K. Eidman. J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer. V. 38, p. 353 (1987); E. Minguez, R.

Munoz, R. Ruiz, Y. Yague. Laser and Particle Beams. V. 17, p.799 (1999).

[99] Н.Ю. Орлов. *Физика плазмы*. Т. 25, с. 700 (1999); Н.Ю. Орлов, В.Е. Фортов. *Физика плазмы*. Т. 27, с. 45 (2001).

- [100] Ю.Д. Бакулин, В.Ф. Куропатенко, А.В. Лучинский. ЖТФ. Т. 46, № 9, с. 1963 (1976).
- [101] В.Н. Доровский, А.М. Искольдский, Е.И. Роменский. ПМТФ. № 4, с. 10 (1982).
- [102] С.К. Годунов, Н.С. Козин, Е.И. Роменский. ПМТФ. № 2 (1974).

[103] С.К. Годунов, В.В. Денисенко и др. ПМТФ. № 5 (1975).

[104] А.М. Искольдский, Е.И. Роменский. ПМТФ. № 2 (1984).

[105] L. Baker. Appl. Phys. V. 51, No 3, p. 1439 (1980).

[106] T.L. Burgess. *Technical report*. Lawrence Livermore Laboratory, 1976.

[107] N. Chace, M. Ernstene, A. Tollestrup, F.N. Webb. In: [1], V. 2. Plenum, New York, 1962.

[108] Р.Б. Бакшт, И.М. Дацко, А.Ф. Коростылев, В.В. Лоскутов, А.В. Лучинский, А.А. Чертов. Физика плазмы. Т. 9, с. 1224 (1983).

[109] T.W.L. Sanford, G.O. Allshouse, B.M. Marder et al. Phys. Rev. Lett. V. 77, p. 5063 (1996).

[110] J.P. Chittenden, S.V. Lebedev, A.R. Bell et all. Phys. Rev. Lett. V. 83, p. 100 (1999).

[111] J.P. Chittenden, R. Aliaga-Rossel, S.V. Lebedev et al. Phys. Plasmas. V. 4, p. 4309 (1997).

[112] С.И. Ткаченко, К.В. Хищенко, В.С. Воробьев, П.Р. Левашов, И.В. Ломоносов, В.Е. Фортов. *Теплофиз. выс. температур.* Т. 39, с. 728 (2001).

[113] Г. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.

[114] В.П. Князев, Г.А. Шнеерсон. ЖТФ. Т. 40, № 2, с. 360 (1970).

[115] Г.А. Шнеерсон. Письма в ЖТФ. Т. 23, № 11, с. 10 (1997).

[116] T.W. Hussey, N.F. Roderick, R. Faehl. J. Appl. Phys. Lett. V. 33, p. 230 (1978).

[117] В.Ф. Дьяченко. Ж. вычисл. матем. и мат. физ. Т. 5, с. 680 (1965).

[118] M.W. Evans, F.H. Harlow. Los Alamos Sci. Lab. Rept. LA-2139. Los Alamos: 1957.

[119] О.М. Белоцерковский, Ю. М. Давыдов. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.

[120] В.Ф. Дьяченко, В.С. Имшенник. *Вопросы теории плазмы*. Вып. 8, с. 164. М.: Атомиздат, 1974 [In *Reviews of Plasma Physics*, edited by M. A. Leontovich. Consultants Bureau, New York, 1980. V. 8].

[121] K. Jach, E. Wlodarczyk J. Tech. Phys. (Polish). V. 27, p. 85 (1986).

[122] K. Jach, editor. *Komputerowe modelowanie dynamicznych odzialywan cial metoda punktow swobodnych* (In Polish). Warsaw: PWN, 2001.

[123] Г.В. Иваненков, В. Степневски. Физика плазмы. Т. 22, с. 528 (1996) [*Plasma Physics Reports.* 22, 479, 1996].

[124] А. Бартник, Г.В. Иваненков, Л. Карпински, А.Р. Мингалеев, С.А. Пикуз, В.Степневски., Т.А. Шелковенко, К. Ях. *Квантовая электроника*. Т. 33, с. 230 (1994) [*Quantum Electronics*. 24, 169, 1994].

[125] G.V. Ivanenkov, and W. Stepniewski. J. Moscow Phys. Soc. V. 9, p. 337 (1999).

[126] Г.В. Иваненков, В.Степневски. Физика плазмы. Т. 26, с. 24 (2000) [*Plasma Physics Reports*. 26, 21, 2000].

[127] С.А. Пикуз, Г.В. Иваненков, Т.А. Шелковенко, Д. Хаммер. *Письма в ЖЭТФ*. Т. 69, с. 349 (1999) [*JETP Lett.* 69, 377, 1999].

[128] С.Ю. Гуськов, Г.В. Иваненков, А.Р. Мингалеев, С.А. Пикуз, Д. Хаммер, Т.А. Шелковенко. *Письма в ЖЭТФ*. Т. 67, с. 531 (1998) [*JETP Lett.* 67, 559, 1998].

[129] G.V. Ivanenkov, A.R. Mingaleev, S.A. Pikuz, V.M. Romanova, W. Stepniewski, D.A. Hammer, T.A. Shelkovenko. In: *Dense Z-pinches*, Proc. 4-th Int. Conf., Vancouver: 1997. N.Y.: AIP, p. 253.

[130] Г.В. Иваненков, В.Степневски. *Физика плазмы*. Т. 28, с. 499 (2002) (*Plasma Physics Reports*, 2002, v. 28, p. 457).

[131] W. Stepniewski, M. Scholz, B. Bienkowska et all. *Problems of Atomic Science and Technology*. Series Plasma Physics. 2002, v. 8, No. 5, p. 72.

[132] И.Г. Бейгман, Л.А. Вайнштейн, А.В. Виноградов. Астроном. журн. Т. 46, с. 985 (1969).

[133] В.Л. Гинзбург, В.П. Шабанский. *ДАН СССР*. Т. 100. С.445 (1954); В.П. Шабанский. *ЖЭТФ*. Т. 27, с. 147 (1954); И.М. Лифшиц, М.И. Каганов, Л.В. Танатаров. *ЖЭТФ*. Т. 31, с. 232 (1956).

[134] Г.В. Иваненков, С.А. Пикуз, Д.Б. Синарс и др. Физика плазмы. Т. 26, с. 927 (2000) [Plasma Physics Reports. 26, 868, 2000].

[135] Г.В. Иваненков, В. Степневски. Физика плазмы. Т. 28, с. 886. (2002) [Plasma Physics Reports. 28, 814, 2002].