

ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ МЕТАНИЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Л. А. Мерзиеевский, В. М. Титов,
Ю. И. Фадеенко, Г. А. Швецов
(Новосибирск)

Интерес к разработке и изучению методов высокоскоростного (единицы — десятки километров в секунду) метания твердых тел имеет как чисто научную, так и практическую основу. Соударение тел с высокими скоростями позволяет исследовать поведение веществ в достижимых при этом экстремальных условиях — при высоких давлениях, плотностях, температурах. Появление и развитие космической техники обусловило необходимость проведения оценок повреждений элементов конструкций при ударах метеоритов, что потребовало лабораторного моделирования метеоритного удара. Кроме перечисленных, развитие данного направления стимулирует еще ряд научных и технических проблем, среди которых следует отметить задачу подпитки термоядерного реактора топливом. Полное представление об уровне развития методов метания к 1979 г. может дать библиографический указатель [1]. Укажем также обзоры [2—6], в каждом из которых проблемы ускорения макрочастиц до высоких скоростей рассматриваются с точки зрения конкретной задачи, решаемой с помощью высокоскоростного метания.

Работы по исследованию высокоскоростного соударения твердых тел в целях разработки противометеоритной защиты в Институте гидродинамики СО АН СССР начаты в 1958 г. по инициативе и под руководством академика М. А. Лаврентьева [7]. Являясь одним из создателей гидродинамической теории кумуляции, М. А. Лаврентьев обратил внимание исследователей на возможность использования кумулятивных процессов для решения задачи ускорения макрочастиц до высоких скоростей. В развитие этих идей создан и опробован ряд ускоряющих устройств, принципы работы которых и полученные с их помощью результаты излагаются ниже (краткий итог в свое время подведен в [7]).

Напомним о некоторых требованиях, которым должна удовлетворять высокоскоростная частица с точки зрения моделирования и предсказания последствий метеоритного удара. Скорости соударения с космическим аппаратом метеоритов, принадлежащих солнечной системе, могут изменяться в диапазоне от нуля до 80—90 км/с. Единого мнения о функции распределения метеоритов по скоростям в настоящее время не существует [2]. По данным различных авторов, максимум функции распределения находится в районе 20—40 км/с. Более определенно представление о распределении спорадических метеоритов по массам, для аналитического описания которого в настоящее время принимается зависимость [2, 8]:

$$N(m) = Am^{-\alpha}.$$

Здесь $N(m)$ — число метеоритов массой m ; A , $\alpha > 0$ — постоянные. Значения A могут сильно изменяться в зависимости от зоны космического пространства (открытый космос, окрестность планеты); с хорошей точностью $\alpha \approx 1$. Пользуясь имеющимися данными [2, 8, 9] и исходя из средних размеров поверхности космического аппарата и длительности его полета, можно установить верхнюю границу массы метеоритов, с которыми еще возможно столкновение (естественно с определенной долей вероятности). При этих условиях оценки дают $m \sim 1$ г.

Еще одним требованием корректной постановки модельного эксперимента является полная контролируемость его условий, в том числе таких параметров ударяющей частицы, как ее форма, размеры и агрегатное состояние непосредственно в момент встречи с мишенью. С учетом возмож-

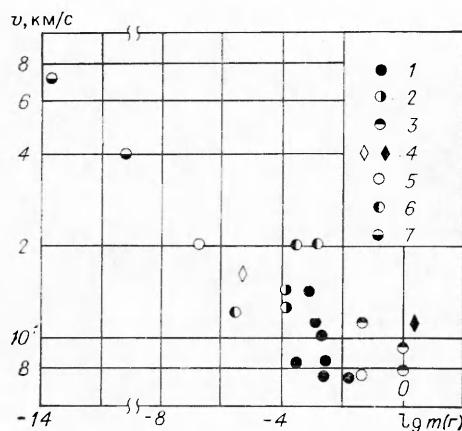


Рис. 1. Параметры высокоскоростных частиц, достигнутые в экспериментах.

1 — газокумулятивные заряды [10—12]; 2 — ускоритель на жидком водороде [13]; 3 — легкогазовые пушки [14]; 4—7 — рельсотронные [15—16], электротермические [17—18], электроплазменные [19, 20], электростатические [21, 22] ускорители. 1—3 и 4 относятся к контролируемым условиям экспериментов.

ностей современных измерительных методик и техники нижнее значение $m \sim 10^{-4}$ г, что соответствует размерам частиц не менее десятых долей миллиметра. Кроме перечисленного, желательно, чтобы установка или устройство имели «лабораторный» характер и размеры.

С точки зрения изложенных в лабораторных условиях диапазон разнообразных методов ускорения твердых тел. Данные приведены на рис. 1. Отражены наивысшие и типичные значения скоростей частиц. На диаграмме не представлены результаты, достигнутые при механическом, аблационном разгоне, ускорении твердых частиц магнитным полем, пучком заряженных частиц и некоторыми другими способами [5]. Это сделано с учетом того, что полученные таким путем результаты либо уступают данным рис. 1, либо отсутствует строгий контроль параметров ускоренных частиц. Исключение сделано для электростатических ускорителей, с помощью которых достигнуты наивысшие на сегодняшний день скорости метания: микронные железные частицы ускорены до 40 км/с [21], такие же частицы диаметром $\sim 0,1$ мкм — до 70 км/с [22], частицы из гексаборида лантана (LaB_6) диаметром $\sim 0,05—1$ мкм — до 112 км/с [23], пылевидные частицы из карбонильного железа — до 160 км/с [24].

Как следует из рис. 1, в лабораторных условиях удается воспроизвести лишь незначительную часть представляющей интерес области значений масс и скоростей метеоритов. При этом выделяются два наиболее конкурентоспособных метода разгона: с помощью легкогазовых пушек и газокумулятивных зарядов. Именно с их помощью получены современные представления об основных закономерностях высокоскоростного соударения и разработаны системы противометеоритной защиты космических аппаратов. К несомненным достоинствам легкогазовых пушек относятся стабильность и прогнозируемость их работы, простота в оснащении стационарными измерительными комплексами, возможность легко разнообразить форму ускоряемых тел. К сожалению, даже для достижения нижнего диапазона метеоритных скоростей необходимо создание дорогостоящих установок весьма значительного размера, достаточно сложных в эксплуатации. На стороне метода ускорения с применением газокумулятивных зарядов взрывчатого вещества (ВВ) его простота и адаптируемость к лабораторным условиям (в сочетании с взрывными камерами), малая стоимость, возможность легко изменять размеры ускорителей и ускоряемых частиц. Разработанные методы диагностики позволяют и в этом случае проводить прецизионный контроль условий соударения. По существу, взрывные методы (газокумулятивные заряды и ускоритель на водороде) полностью перекрывают весь диапазон скоростей и масс частиц, освоенных другими методами в приложении к коррекционному физическому эксперименту.

Обращает на себя внимание, что в поисках путей увеличения скорости метаемых макрочастиц исследователи в последние годы все чаще приходят к использованию электромагнитной энергии. Изучению возможностей электродинамических ускорителей твердых тел и анализу физических процессов, происходящих в них, были посвящены три международные конференции [25—27]. Ожидается, что именно на этом пути воз-

можно существенное повышение скорости метания для тел достаточно большой массы.

Кроме ускорения компактных тел большое внимание исследователей уделяется метанию плоских ударников (пластины). Один из аспектов этой задачи в приложении к сварке взрывом детально рассмотрен в [28] и в данной работе не обсуждается. Здесь затрагивается только вопрос о плоском метании пластины, удар которой является одним из основных методов создания экстремальных нагрузок при построении ударных адиабат конденсированных веществ.

Рассмотрим некоторые принципы создания высокоскоростных потоков, пригодных для ускорения твердых тел, и ряд конкретных метательных устройств, сконструированных и используемых в Институте гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО АН СССР.

Метание продуктами детонации конденсированных ВВ

Взрывные ускорительные системы получили широкое распространение ввиду их относительной простоты и высокой эффективности. В простейших вариантах тела разгоняются расширяющимися продуктами детонации конденсированного ВВ. Разлет продуктов — изоэнтропический процесс, поэтому, считая газ политропным, получаем, что максимальная скорость разлета

$$u_{\max} = 2c/(\gamma - 1),$$

где c — скорость звука в сжатых продуктах; γ — показатель адиабаты. Так как $c = \gamma \cdot D/(\gamma + 1)$ (D — скорость детонации), то верхняя оценка скорости при прямом ускорении продуктами детонации

$$u_{\max} = 2\gamma D/(\gamma^2 - 1). \quad (1)$$

Для типичного конденсированного ВВ $D \leq 8$ км/с, $\gamma \approx 3$, следовательно, $v \leq 6$ км/с. В отдельных случаях за счет применения более мощных ВВ величина скорости может быть повышенна.

Чаще всего при метании пластин необходимо максимально точно обеспечить условия плоского соударения. Для этого в заряде ВВ создается плоская детонационная волна, параллельная торцу, к которому прилегает метаемая пластина. Пластина может находиться в непосредственном контакте с ВВ или отделяться от него тонким воздушным зазором. В последнем случае величина зазора примерно равна толщине пластины и его назначение состоит в предотвращении нагрева и откола. Исследования показали, что при условиях метания, близких к одномерным, изменение ширины воздушного промежутка в указанных пределах не оказывает влияния на конечную скорость пластины.

Схема типичного устройства для метания пластин приведена на рис. 2. Детали конкретных устройств отрабатываются экспериментально. С помощью таких устройств в [29] изучалось пробивание пластин цилиндрическими ударниками, в [30—32] осуществлялось нагружение металлических образцов плоскими ударными и квазизоэнтропическими волнами. При этом стальные пластины толщиной $\delta = 1$ мм разгонялись до 3,95 и 4,6 км/с, в случае $\delta = 2$ мм $v = 3,9$ км/с, а при $\delta = 2,8$ и 3,05 мм — до $v = 2,5$ км/с. Пластины из дюралиюминия толщиной 2 мм ускорялись до 4,6 и 5,1 км/с, а с $\delta = 8$ мм до 2,4 и 3,6 км/с. Короче того, в [32] металась двухслойная пластина из дюралиюминия и титана толщиной 4,8 и 2 мм соответственно со скоростью 3,6 км/с. Этими

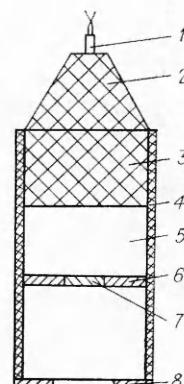


Рис. 2. Взрывной ускоритель для метания пластин.
1 — детонатор; 2 — генератор плоской детонационной волны; 3 — основной заряд ВВ; 4 — оболочка; 5 — воздушный зазор; 6 — обтюратор; 7 — метаемая пластина; 8 — отсекатель осколков обтюратора.

примерами не исчерпывается многообразие результатов, достигнутых с помощью данного типа ускорителей, однако уже они наглядно свидетельствуют о широком спектре возможностей таких взрывных систем.

Дальнейшее развитие метода возможно на пути использования явления кумуляции ударных волн в слоистых средах. В [33] предложен и апробирован принцип построения слоистой системы (реально — набор пластин из разных материалов), позволяющий увеличивать массовую скорость (а следовательно, и скорость метания) слоев по мере уменьшения их акустического импеданса. Экспериментально показано, что даже в простейшем случае набора из двух-трех пластин скорость метания может быть повышена в 1,5–2 раза.

Практически не изменяя параметров устройства, изображенного на рис. 2, можно перейти к метанию компактных цилиндрических ударников. В [34] диаметр метаемой пластины γ был уменьшен до ее толщины (10 мм). Авторы ставили целью понижение скорости метания, что достигалось увеличением воздушного зазора. Дюралюминиевый цилиндр устойчиво, с незначительными деформациями, метался со скоростями 1,9–2 км/с. Для сравнения укажем, что при отсутствии зазора стальной цилиндр диаметром и высотой 4 мм ускорялся до $v = 3$ км/с [35].

Ввиду неопределенности формы реальных метеоритов моделирование их воздействия связывается с шаровыми частицами, тем более, что эта форма наиболее выгодна с точки зрения разгона в газовом потоке. Задача о движении шарика, ускоряемого продуктами детонации плоского слоя ВВ, решалась в [36]. Установлено, что в первом приближении скорость метания определяется только D и параметром, характеризующим отношение удельных масс разгоняющего потока газа и метаемого тела $\beta = l\rho/d\rho_0$, где l , ρ — длина и плотность натекающего на шар потока газа, d , ρ_0 — диаметр и плотность шара. В дальнейшем оказалось, что β — один из важнейших параметров в любых схемах струйного метания. Более точные, чем использованные в [36], выражения для описания асимптотики разлета продуктов детонации получены в [37]. С их помощью численно решена задача о метании шара, расположенного на достаточном удалении от плоского заряда ВВ. Результаты сравнивались с данными соответствующих экспериментов; наблюдается их удовлетворительное согласие.

Из самых общих соображений ясно, что скорость метания возрастает с увеличением β . В лабораторных условиях, ограничивающих размеры заряда, величина β должна повышаться в первую очередь за счет уменьшения d . Действительно, использование простого разлета продуктов детонации оказалось наиболее эффективным для ускорения микрочастиц ($d = 0,2 \div 0,05$ мм). Так, в простейшем случае, когда микрочастицы помещались на торце цилиндрического заряда из ТГ 50/50, для никромовых ($\rho_0 = 8$ г/см³) шариков с $d \approx 0,16$ мм получено $v = 4$ км/с [38]. Такой же заряд с цилиндрической кумулятивной выемкой ускоряет 100–120-микронные никромовые шарики до $v \approx 8,4$ км/с. Используя принципы кумуляции для повышения скорости, плотности и длины разгоняющего потока газа (более глубокие цилиндрические выемки, принудительное инициирование с более высокой, чем D , скоростью, формирование цилиндрической ДВ, сходящейся к поверхности кумулятивной выемки и т. д.), удалось создать устройства, реализующие широкий спектр скоростей никромовых частиц. Устройства применялись для изучения пробивания металлических преград [35]; самые мелкие ($d \approx 0,05$ мм) частицы ускорялись до $v = 13,2$ км/с. Основной недостаток реализованных методов — невозможность контроля параметров частицы после окончания разгона. Это побудило к поиску путей метания более крупных частиц, в результате которого были созданы газокумулятивные заряды.

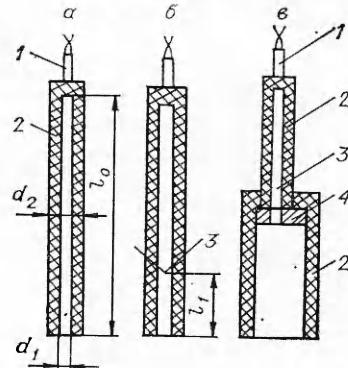
Принципы работы газокумулятивного заряда и основные параметры газокумулятивных струй

Схема цилиндрического заряда с кумулятивной полостью изображена на рис. 3, а. Полость может быть вакуумирована или заполнена воздухом, криогенной жидкостью и т. д. Процесс детонации стационарен. В зависимости от заполнения полости меняется характер газодинамического течения.

При детонации трубчатого заряда ВВ в воздухе в его полости при кумуляции продуктов детонации образуется ударная волна (УВ), распространяющаяся вдоль канала со скоростью, приблизительно на 75% для плотных ВВ и на 65% для веществ малой плотности, превышающей скорость детонации ВВ [39, 41]. На участке длиной в несколько десятков диаметров полости (десятков калибров) скорость этой волны почти постоянна. Далее УВ затухает из-за потери при взаимодействии со стенками заряда. Затухание может быть вызвано уменьшением притока энергии к волне в результате эрозионного утоньшения стенок или преждевременного частичного разложения ВВ. Установлено, что заряды из плотных ВВ с поверхности канала не инициируются; для зарядов малой плотности этот эффект наблюдается в отдельных опытах, причем со значительной задержкой относительно момента прохождения УВ. Если ВВ способно детонировать в двух режимах — высокоскоростном и низкоскоростном, то разности между скоростями фронтов УВ (течения газа в полости) и детонации в обоих этих режимах почти одинаковы.

В настоящее время не известно ни одного экспериментального факта, который бы противоречил предположению о кумулятивном механизме образования течения в полости цилиндрического заряда, однако не-посредственно зарегистрировать картину истечения продуктов детонации из зоны кумуляции до сих пор не удавалось¹. Последнее обстоятельство приводит к тому, что некоторые авторы рассматривают схему формирования течения в полости заряда, отличную от кумулятивной. Так, в [43] течение в полости рассматривается по аналогии с «канальным эффектом» — образованием течения в радиальном зазоре между стенкой трубы (шпура) и зарядом ВВ [44]. Предполагается, что сходящиеся на оси заряда продукты детонации образуют своеобразный поршень, который, выталкивая из полости находящийся в ней газ, порождает течение газа и УВ. Такая газодинамическая модель не может объяснить регистрируемые величины скорости УВ, поэтому делается предположение об инициировании частиц ВВ на стенках канала ударно-нагретым газом, что приводит к притоку энергии и увеличению скорости течения в канале. Последнее предположение противоречит результатам [40].

Исследование газокумулятивных зарядов ВВ с целью выяснения основных физических процессов, происходящих при детонации, измерение основных параметров образующегося высокоскоростного газового потока и изучение возможности его использования для ускорения макрочастиц до высоких скоростей начаты в Институте гидродинамики СО АН СССР в 1961 г. [10]. Эксперименты по изучению детонации удлиненных зарядов описаны в работе [41]. Обнаружено, что при длине заряда более 200 калибров во время затухания первичной УВ в области между ее фронтом и фронтом детонации образуется вторая УВ, которая по-



*Rис. 3. Газокумулятивные заряды ВВ.
1 — детонатор; 2 — трубчатый заряд ВВ; 3 — ускоряемое
тело; 4 — инертная линза.*

¹ Рентгеновские снимки газовой струи, вытекающей из конической полости заряда, не имеющего облицовки, приведены в [42].

является примерно на 100-м калибре. При затухании второй УВ образуется третья (в области 160—240 калибров). По-видимому, можно предполагать, что этот процесс затухания и возникновения новых УВ будет продолжаться и при дальнейшем увеличении длины заряда, однако экспериментально это не подтверждено.

Методические трудности, как уже отмечалось выше, не позволили до сих пор доказать предположение о кумулятивном механизме образования течения в полости цилиндрического заряда прямыми наблюдениями зоны формирования кумулятивной струи. В связи с этим в [45] выполнено численное моделирование явления. Рассматривалось неуставновившееся осесимметричное течение продуктов детонации (ПД) вблизи детонационного фронта для заряда, изображенного на рис. 3, а, заключенного в жесткую трубу. Предполагалось, что фронт детонации плоский, перпендикулярный оси заряда и распространяется с постоянной скоростью D ; полость заряда вакуумирована, истечение ПД из зоны склонования сверхзвуковое; взаимодействие струи со стенками непрореагировавшего ВВ не учитывалось. Двумерный расчет проводился с момента выхода детонации на внутренний торец инициирующей шапки.

Рассчитанная картина течения качественно одинакова для различных соотношений d_1 и d_2 и характеризуется наличием точки разветвления потока, свойственной классическому кумулятивному течению при обжатии конической оболочки продуктами взрыва. Разворот потоков газа, образующих «струю» и «пест», в направлении параллельном оси заряда, происходит в косых УВ. Ударная волна, возникающая при отражении струи от стенки полости, и дальнейшая ее реверберация вызывают торможение струи и повышение статического давления в полости, величина которого зависит от геометрических параметров заряда. Авторы [45] предполагают, что это явление, а также наличие взаимодействия и загрузки струи эрозированным со стенок полости ВВ, возможно, и является причиной возникновения в полости канальных УВ [41]. Во всех вариантах расчета отмечена тенденция к установлению стационарного режима течения в полости заряда.

Зависимости скорости УВ от геометрических размеров заряда ВВ, пройденного расстояния и давления газа в полости исследованы в [11, 41, 46]. На рис. 4 [46] представлены зависимости скорости УВ в канале от отношения расстояния x к внутреннему диаметру d_1 . По-видимому, начальный участок движения связан с установлением процесса. Максимальная скорость движения фронта в воздухе при нормальном давлении (кривая 2) для $d_2/d_1 = 2,4$, $25d_1 \geq l_0 \geq 7d_1$, составляет для заряда ВВ из ТГ 50/50 13,5 км/с и приходится приблизительно на $x/d_1 = 15 \div 20$. При давлении 1 Торр (рис. 4, 1) скорость возрастает до 18 км/с.

Зависимость $U(d_2/d_1)$ ($d_1 = 5, 10, 20$ мм; $x/d_1 = 20$) приведена на рис. 5 [46]. С увеличением толщины стенки ВВ скорость фронта повышается, достигая максимального значения при $d_2/d_1 \approx 3$. Оболочка заметно влияет на скорость струи лишь при относительно небольших толщинах стенки заряда ВВ [11, 46]. Для заряда ВВ из ТГ 50/50 ($d_1 = 10$ мм, $d_2/d_1 = 2,4$, $l_0 = 25d_1$) среднее значение плотности струи со-

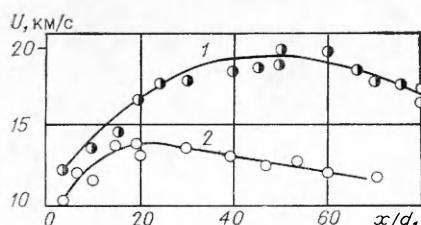


Рис. 4. Скорость ударной волны в канале газокумулятивного заряда.
1 — при нормальном давлении; 2 — при давлении 1 Торр.

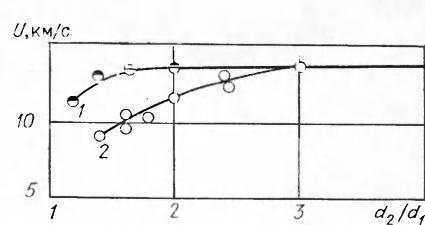


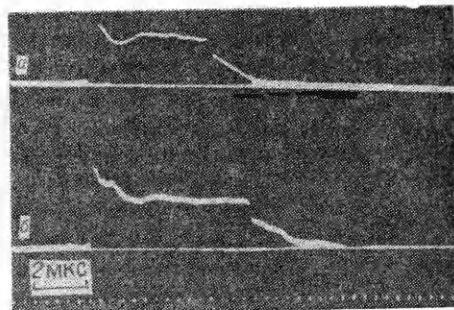
Рис. 5. Зависимость максимума скорости ударной волны от толщины заряда.
1 — заряд ВВ в инертной оболочке; 2 — заряд без оболочки.

Рис. 6. Профиль массовой скорости.
а) нормальное давление; б) при давлении
1 Торр.

ставляет $0,17\text{--}0,20 \text{ г}/\text{см}^3$ [47]. Отмечено неоднородное распределение плотности по сечению и длине струи, однако этот вопрос достаточно не изучен.

Массовая скорость в струе определялась по величине ЭДС, наводимой при движении ионизованного газа в поперечном однородном магнитном поле [48]. На рис. 6 приведены осциллограммы двух опытов при $d_1 = 5 \text{ мм}$, $d_2/d_1 = 2,4$, $x/d_1 = 22,5$. При $d_1 = 10, 15, 20 \text{ мм}$ амплитуда и длительность сигналов подобно растут. Массовая скорость в области плато равна 10 (рис. 6, 1) и $10,9 \text{ км}/\text{с}$ (рис. 6, 2). Скорость фронта в обоих случаях хорошо согласуется с данными оптических измерений (см. рис. 5). Зависимость массовой скорости от d_2/d_1 (включая влияние оболочки) аналогична изображенной на рис. 5.

Коэффициент преобразования энергии ВВ в кинетическую энергию газокумулятивной струи η определен по данным о разгоне твердых частиц газокумулятивной струей. Результаты экспериментов показывают, что величина η может быть доведена до 40% [46]. Проведенные опыты позволяют, основываясь на эквивалентности зарядов в оболочке и без оболочки, сделать вывод, что существует некоторый активный слой ВВ, который определяет формирование и величину энергии газокумулятивной струи. Наружный слой ВВ по отношению к этому слою является, по существу, инертной оболочкой. Зависимость η от длины заряда приведена в работе [49].



Ускорение твердых частиц с помощью газокумулятивных зарядов ВВ

Газокумулятивный заряд для метания твердых частиц представляет собой трубчатый заряд ВВ, инициируемый с одного из концов вспомогательной шашкой; метаемое тело помещается на оси канала на расстоянии l_1 от выходного отверстия (см. рис. 3, б). Образующаяся при детонации газокумулятивная струя ускоряет тело. Для того чтобы скорость тела была сопоставима со скоростью струи, необходимо выполнить условие [10]

$$\beta \geqslant 1. \quad (2)$$

Конструктивные параметры зарядов подбирались опытным путем с учетом зависимостей газодинамических параметров струи от геометрических размеров заряда ВВ и проходенного расстояния. Основные условия, определяющие эффективность ускорения, сформулированы из следующих соображений [10, 11]: 1) должно выполняться условие (2). Из зависимостей, представленных на рис. 4, 5, следует, что для достижения максимальной скорости необходимо выбирать заряд при $l_0/d_1 < 20 \div 25$ и $d_2/d_1 \geqslant 2,4 \div 3$; 2) чтобы тело не разрушалось, должно выполняться условие [50]

$$\rho u^2 \leqslant a\sigma, \quad (3)$$

где u — скорость струи; σ — предел прочности материала; a — постоянная, зависящая от свойств материала; 3) тело должно выйти из канала раньше, чем к торцу заряда ВВ придет детонационная волна; 4) размер шара, при котором возмущения потока не разрушают стенки канала, определяется условием $d \leqslant 0,25d_1$.

Простые заряды, изображенные на рис. 3, б, оказалось целесообразным применять при разгоне частиц до $v \simeq D$. При разгоне до более высоких

соких скоростей выгоднее применять составные заряды (см. рис. 3, *в*). В результате проведенных исследований разработаны заряды для метания тел миллиметровых размеров с $v = 3 \div 12$ км/с. Максимальные скорости (до 14 км/с) получены при разгоне в вакууме никромовых шариков фракции 80—100 мкм [10]. Недостаток разработанных зарядов состоит в низком КПД: отношение масс ВВ и метаемого тела составляет $10^4 \div 10^6$. Для метания стальных шаров массой 1—2 г масса заряда ВВ составляла 10—100 кг. Если поместить заряд в инертную оболочку, массу ВВ можно уменьшить в 4 и более раз [11]. При разгоне относительно непрочных тел (стекло, керамика) для сохранения их целостности прибегали к профилированию стенки заряда [10].

В работе [12] описаны эксперименты по ускорению газокумулятивными струями стеклянных частиц с целью создания методики имитации в лабораторных условиях удара каменных метеоритов. Диаметр частиц из оптического стекла (крон) изменялся от 1,56 до 5,2 мм; $v_{\max} = 7,8$ км/с; сохранность частиц в экспериментах 50 \div 80 %.

Ускорение при истечении импульсно-нагруженных сжиженных газов

Поиски путей увеличения скорости метания с помощью высокоскоростных газовых струй привели к идеи использования разлета сильно сжатых сжиженных газов при их испарении в волне разрежения [51]. При этом, как и ранее, необходимо руководствоваться установленными условиями, по которым для того, чтобы скорость метаемой частицы была сопоставима со скоростью потока, должны выполняться условия (2), (3). Из них следует, что необходимо стремиться к созданию потока малой плотности и значительной длины. Простейшая энтропийная оценка [52] показывает, что параметры, необходимые для испарения сжатых жидкых азота и водорода при разгрузке, легко достижимы при ударном или взрывном нагружении. Потоки газа, возникающие при испарении этих жидкостей, изучены в [51—56] в случае нагружения плоской, сходящейся цилиндрической и сферической УВ. Особое внимание уделялось водороду, обладающему малой молекулярной массой и малой плотностью в жидкой фазе. Это позволяло надеяться, что в случае обжатия ампулы с жидким водородом при детонации цилиндрического заряда ВВ произойдет полное захлопывание ампулы, в результате чего реализуется режим «квазиодномерного выдавливания» [51], при котором сходящиеся стенки ампулы играют роль конического поршня, движущегося со скоростью D . Тогда максимальная скорость истечения газа равна $D + u_{\max}$, где u_{\max} определяется по (1).

Для азота в случае цилиндрической геометрии заряда достигнуты величины давления $p \sim 280$ кбар и $u \simeq 20 \div 28$ км/с. Для водорода в аналогичных условиях в УВ $p \sim 90$ кбар, а в сферическом случае $p \sim 210$ кбар, что дает при разете в камеру низкого ($\sim 0,1$ Торр) давления массовую скорость границы расширяющегося водорода $\sim 46,5$ км/с. Поток разлетающегося газа сильно неоднороден, имеет в высокоскоростной головной части низкую плотность ($\sim 10^{-4}$ г/см³) и ограниченную длину. Строго говоря, режим «квазиодномерного выдавливания» при цилиндрическом обжатии ампул с жидким водородом не реализуется [54]. Основным препятствием для его формирования, по-видимому, является пограничный слой в конусе сходящейся облицовки.

Полученные результаты послужили основой для создания взрывного ускорителя микрочастиц на жидком водороде [56]. Устройство состоит из инжектора газового потока, ствола и баллистической трассы, вакуумируемых до 1 Торр (рис. 7).

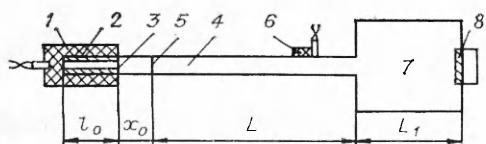


Рис. 7. Взрывной ускоритель на жидком водороде.

В качестве инжекторов использовались системы цилиндрического [53, 54] и полусферического [55] ударного сжатия жидкого водорода. В первом случае трубчатый заряд 1 литого ТГ 50/50 с внешним диаметром 60 мм, толщиной 18 мм и длиной l_0 обжимает стальную ампулу 2 с толщиной стенки 2 мм, заполненную водородом. Для увеличения эффективности передачи энергии заряд помещался в дюралевый корпус. От канала ствола 4 сжиженный газ отделялся стальной диафрагмой 3 толщиной 20 мкм. Полусферический инжектор повторяет описанный в [55], при этом начальная часть ствола выполнялась с расширением в диафрагменной части в виде конуса. Тепловая связь низкотемпературной части установки от находящейся при нормальной температуре выполнена при помощи втулки из оргстекла, уплотнявшейся эпоксидной смолой.

На расстоянии x_0 от диафрагмы на легкой подвеске помещалось 3–5 частиц (рис. 7, 5): стеклянные ($d = 0,48$ мм) и стальные шарики с $d = 0,68$ мм. Взрывной отсекатель 6 (накладной заряд ВВ, инициируемый с необходимой временной задержкой) разрушает ствол после прохождения частиц, исключая попадание на мишень 8 низкоскоростных осколков разрушаемых деталей установки. В баллистической трассе 7 (в проведенных экспериментах $L_1 = 1$ м) газовый поток разгружается, в результате чего его воздействием на мишень можно пренебречь. Средняя скорость частиц v_1 определялась на базе $L + L_1$. Для определения скорости частицы в момент соударения вычислялась поправка Δv , так что $v = v_1 + \Delta v$.

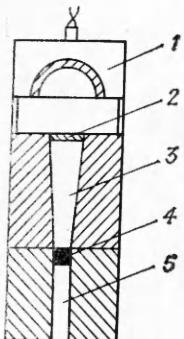
Несмотря на то что экспериментальные параметры сжатия в случае полусферического инжектора выше, более эффективным для метания частиц оказался цилиндрический инжектор. Это связано в первую очередь с существенной неоднородностью потока, создаваемого сходящейся полусферической волной [55]. С использованием сферического инжектора стеклянные частицы ускорены до $v_1 = 6,2$ км/с, при цилиндрическом стальных частицы — до $v_1 = 7,1$ км/с, что соответствует $v = 8,7$ км/с. В последней постановке для стеклянных частиц получены в зависимости от l_0 значения $v_1 = 10 \div 12$ км/с ($v = 11 \div 14$ км/с), но при максимальных скоростях частицы разрушаются. Стабильные результаты получены в случае $l_0 = 35$ см, $x_0 = 24$ см, $L = 1$ м, когда $v_1 = 10,9$ км/с, $v = 12,4$ км/с. При этом около 60% ускоряемых частиц не разрушается и может быть использовано для изучения высокоскоростного соударения.

Анализ работы устройства показывает, что ввиду малой плотности высокоскоростной части разгоняющих струй и существенного уменьшения скорости газового потока по мере проникания частицы в струю конструкция наиболее эффективна для разгона относительно легких частиц малого размера. Просматриваются дополнительные возможности для повышения скорости метания уже в данном типе ускорителя: использования более прочных, в особенности с точки зрения сопротивления тепловому удару, стеклянных частиц, применение в инжекторах более мощных ВВ с повышенной скоростью детонации. В целом, данный способ разгона, не выводя на новый, по сравнению с другими способами, уровень достигнутых скоростей метания, позволяет перейти к моделированию удара каменных метеоритов. Это обстоятельство весьма важно, так как подавляющая часть метеоритов (80–90% по различным оценкам) камнеподобна. В реализованной методике не удалось учесть абляцию частиц в процессе разгона, что является ее недостатком.

Поиск путей ускорения макрочастиц в устройствах с кумуляцией энергии

Идея М. А. Лаврентьева об использовании кумуляции для высокоскоростного метания твердых тел получила оригинальное развитие в работах [57, 58]. Предложена и апробирована конструкция своеобразной легкогазовой пушки, в которой в качестве поршня, сжимающего рабочий

Рис. 8. Ускоритель, использующий кумулятивную струю.



газ, используется металлическая кумулятивная струя. В простейшей постановке процесс такого ускорения можно рассматривать как задачу о движении в трубе двух поршней, разделенных в начальный момент слоем газа с начальным давлением p_0 и показателем адиабаты γ . Считая сжатие газа адиабатическим и пренебрегая его массой, нетрудно записать уравнения движения каждого поршня (струи и метаемого тела). Интегрируя их при естественных начальных условиях и проводя несложные выкладки, получаем оценку максимальной скорости, которую может приобрести метаемое тело при условии, что его масса много меньше массы кумулятивной струи:

$$v = v_c + \sqrt{v_c^2 + \frac{2p_0V_0}{M(\gamma - 1)}}. \quad (4)$$

Здесь v_c — скорость кумулятивной струи; p_0 , V_0 — начальное давление и объем рабочего газа; M — масса ускоряемого тела. Даже в случае $v_c \gg \frac{2p_0V_0}{M(\gamma - 1)}$ может достигаться величина $v \simeq 2v_c$.

Для проверки работоспособности этого принципа ускорения проведены эксперименты с устройством, показанным на рис. 8. Кумулятивный заряд 1 с полусферической, облицованной дюралюминиевой облицовкой, выемкой устанавливался на некотором расстоянии от стальной диафрагмы 2 на входе в камеру сжатия 3 соосно с ней. В камере сжатия p_0 варьировалось от одного до нескольких десятков атмосфер. Стальной цилиндр 4 массой $\sim 0,3$ г при длине 4 и диаметре 3 мм закреплялся в начале ствола 5, длина которого не превышала 60 мм. В экспериментах зафиксирована $v \simeq 3$ км/с, т. е. даже меньше скорости струи $v_c \simeq \simeq 4,8$ км/с. Основная причина столь значительного отклонения достигнутой скорости от оценки (4) состоит, по-видимому, в недостаточной длине ствола. Расчет показывает, что ускоряемое тело при реализованных параметрах установки покидает ствол задолго до завершения фазы сжатия рабочего газа. Напомним, что в обычных легкогазовых пушках относительная длина ствола составляет 200—300 калибров, что более чем на порядок больше, чем в данном устройстве.

Дальнейшее развитие принципа состояло в попытке использования кумулятивной струи в качестве ударника по слоистой композиции тел, в которой осуществляется кумуляция скорости [58]. Для этого в цилиндрический канал, высверленный в массивной обойме, помещался набор плотно упакованных цилиндров из металлов с различным акустическим импедансом. Размер обоймы исключал приход боковой разгрузки во все время прохождения УВ по набору цилиндров. Удар по цилинду с максимальным акустическим импедансом наносился кумулятивной струей, создаваемой зарядом ТГ 50/50 с медной конической облицовкой с углом раствора 60° . Эксперименты выполнялись с трех- или четырехэлементной слоистой системой с коэффициентом отношения акустических импедансов $\sim 1,23$ — $1,25$. Во входном сечении использовались цилиндры из никеля, в выходном — из цинка или алюминиевого сплава. Масса цилиндров уменьшалась от первого к последующему элементу с постоянным коэффициентом, равным в разных опытах 1,5—2. Результаты опытов показали, что цинковые элементы ускорялись до $v = 3,9 \div 4,0$ км/с, что составило 1,1—1,15 от скорости головной части кумулятивной струи. Скорость элементов из алюминиевого сплава значительно выше, однако точного ее измерения провести не удалось. Таким образом, приведенные экспериментальные результаты показали возможность таких применений кумулятивной струи для высокоскоростного метания твердых тел в лабораторных условиях.

Предприняты попытки использовать для высокоскоростного метания твердых частиц взрывную систему с кумуляцией энергии при сжатии газа в условиях остроугольной геометрии (генераторы Бойтенко) [59—61]. Эти генераторы — уникальные устройства с точки зрения получения сильных ударных волн. Так, с их помощью легко получить скорости УВ в воздухе при атмосферном давлении ~ 40 — 45 км/с [61]. Эксперименты по ускорению стальных шаров показали, что уже при скорости УВ 18 км/с условие (3) не выполнялось и это приводило к разрушению тела [48]. Из измерений массовой скорости, проведенных в [48], следует также, что при лабораторных размерах генератора длительность газового потока при $U > 10$ км/с относительно мала. Некоторое улучшение параметров потока (в смысле длительности) наблюдается при вводе дополнительной порции газа в камеру перед сжатием (струя продуктов детонации), однако U УВ при этом снижается до 14—15 км/с и становится сопоставимой со скоростью потока в газокумулятивном заряде ВВ.

Рельсотронные ускорители макрочастиц

Схема рельсотронного ускорителя твердых тел приведена на рис. 9. При протекании тока в цепи металлическая фольга взрывается, образуется плазма, которая, ускоряясь под действием протекающего в цепи тока, ускоряет тело. Ожидается, что использование электромагнитных сил для ускорения макрочастиц позволит получить скорости, значительно превышающие достигнутые другими методами. Появились работы, авторы которых рассматривали возможность и обсуждали проекты устройств для ускорения частиц массой порядка 1 г до скоростей 12 [62], 15 [63, 64], 20 [65] и 25 км/с [63, 65, 66] (более подробно см. [25—27]).

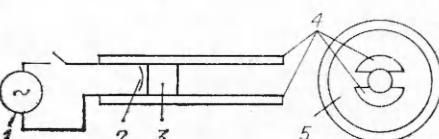
В [67—73] приведены результаты исследований возможностей рельсотронного метода ускорения макрочастиц. Основное внимание уделялось выяснению его предельных возможностей и конкурентоспособности с другими методами ускорения твердых тел, в частности, с ускорением частиц с помощью газокумулятивных зарядов ВВ.

В [67] анализируется работа рельсотронного ускорителя твердых тел с питанием от взрывного МГД-генератора [46]. В комбинированной электрогазодинамической схеме при максимальном токе 400 кА, длине ускорителя 0,9 м и массе тела 1,3 г в воздухе при атмосферном давлении стабильно регистрировались скорости 4,5—5 км/с. С увеличением тока до 500 кА при модернизации ускорителя удалось получить максимальные значения скорости (с частичным разрушением тела) 7,4 км/ [71].

В [68] исследованы энергетические характеристики рельсотронного ускорителя с питанием от магнитокумулятивного генератора. Получены формулы, позволяющие описать работу устройства. Определены параметры генератора и ускорителя, обеспечивающие максимальную скорость и предельный КПД преобразования электромагнитной энергии в кинетическую энергию тела. В [69] сформулированы требования к взрывомагнитному генератору как источнику энергии для питания рельсотронного ускорителя твердых тел. Отработаны конструкции одиночного и трехэлементного генератора для обеспечения равноускоренного движения тела в канале ускорителя. Применение магнитокумулятивных генераторов позволяет обеспечить «управляемое» (т. е. с требуемой эпюкой магнитного давления) ускорение твердых тел при их движении в канале ускорителя.

Рис. 9. Схема рельсотронного ускорителя твердых тел.

1 — источник энергии; 2 — металлическая фольга; 3 — ускоряемое диэлектрическое тело; 4 — электроды; 5 — изоляторы.



Изучению физических факторов, ограничивающих возможности рельсотронного метода ускорения, посвящены работы [70—73]. Анализ общих энергетических соотношений показал [72], что независимо от формы импульса тока отношение кинетической энергии ускоряемого тела $E_k(t)$ к омическим потерям $E_0(t)$ в предположении, что активное сопротивление цепи R_0 остается постоянным в процессе работы ускорителя, находится из выражения

$$E_k/E_0 = v/v_x,$$

где $v_x = 4R_0/\lambda$ — характеристическая скорость, при которой $E_k(t) = E_0(t)$; λ — погонная индуктивность рельсотрона. При $\lambda = 2,5 \cdot 10^{-7}$ Гн/м, $R_0 = 2,5 \cdot 10^{-3}$ Ом и $R_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ Ом (что соответствует типичным условиям экспериментов [68, 69]) $v_x = 40$ и 80 км/с соответственно. Приведенные оценки v_x показывают, что при $v \leq 5 \div 10$ км/с $E_0(t) \gg E_k(t)$.

В [73] решена задача о критической плотности тока, при которой в результате теплового воздействия на электроды протекающего в цепи тока и плазменного поршня температура поверхности электродов достигнет температуры плавления. Получены формулы, позволяющие оценить критическую плотность тока через параметры ускорителя, плазмы и материала электродов. Показано, что обеспечить эффективное ускорение тела, не превысив критическую плотность тока, по-видимому, не представляется возможным. Однако в этом случае температура электродов будет больше температуры плавления (возможно также и температуры кипения), начнется эрозия электродов, и картина протекающих в ускорителе физических процессов существенно изменится.

Влияние эрозии электродов на работу рельсотронных ускорителей твердых тел рассмотрено в [70], где показано, что учет присоединенной за счет эрозии массы существенно ограничивает максимальные скорости тела. Приведены оценки предельных скоростей для двух механизмов эрозии: 1) при бомбардировке электродов ионным током; 2) от джоулева оплавления электродов.

При втором механизме эрозии предельная скорость v_{max} макрочастицы и время τ , за которое присоединенная масса станет равной массе ускоряемой частицы, находятся из уравнений

$$v_{max} = \frac{\lambda h}{2\chi R_1}, \quad \tau = \frac{mh}{\chi I_0^2 R_1}.$$

Здесь h — скрытая теплота испарения; R_1 — сопротивление плазменного сгустка; I_0 — протекающий в цепи ток; χ — численный коэффициент, характеризующий электроэррозионную стойкость электродов. Для медных электродов $\chi = 0,1$ [70, 71]. При $\chi = 0,1$, $h = 4,7 \cdot 10^6$ Дж/кг, $R_1 = 10^{-3}$ Ом, $m = 10^{-3}$ г, $I_0 = 4 \cdot 10^5$ А $v_{max} = 5,9$ км/с, $\tau = 300$ мкс. Из этих оценок следует, что поиск материалов, обладающих высокой электроэррозионной стойкостью, — важная задача. Насколько удастся уменьшить влияние эрозии электродов в настоящее время, не ясно, так как яркостная температура плазмы достигает 25 000—30 000 К [71].

Проведенные в [71] эксперименты по ускорению макрочастиц качественно подтверждают выводы о существенном (может быть определяющем) влиянии эрозии электродов на работу ускорителя. В опытах ускорялись частицы массой 0,2 и 1,3 г. Стабильно с сохранением тела удавалось получить $v = 5,3 \div 5,5$ км/с, $v_{max} = 6,0$ км/с, однако частицы при этом разрушались. На рис. 10 приведены v — x -диаграммы, показывающие характерное изменение скорости по длине ускорителя в экспериментах с частицами массой 0,2 г. Из графика следует, что скорости тела, вычисленные по эпюре тока в предположении постоянной ускоряемой массы и измеренные в экспериментах, отличаются как на начальном участке, так и после $x \sim 300$ мм. Отличие на начальном участке связано с «добавкой» к скорости тела, обусловленной газодинамическим ускорением макрочастицы плазмой, образующейся при взрыве фольги.

Рис. 10. Разгон тела в рельсotronном ускорителе.

1—4 — измерение v индуктивными датчиками; 5 — оптическим методом; 6 — расчет.

Величина «газодинамической добавки» составляет $\sim 0,5$ км/с. Начиная с некоторых значений x индуктивные датчики начинают показывать уменьшение скорости тела в канале ускорителя. Оптическая же регистрация свидетельствует, что никакого уменьшения скорости нет, но практически нет и электродинамического ускорения после точки x^* . Аналогичная зависимость изменения скорости в канале ускорителя зарегистрирована и в экспериментах по ускорению частицы массой 1,3 г [71]. Авторы [71] считают, что причина ограничения скорости состоит в сильной эрозии электродов под действием протекающего в цепи тока и теплового воздействия плазмы. Испарившийся с электродов металл шунтирует ток, текущий непосредственно за ускоряемым телом, и ускорение тела под действием электромагнитных сил прекращается.

Таким образом, проведенные в [70—72] исследования показали, что при оценке потенциальных возможностей рельсотронных ускорителей макрочастиц необходимо учитывать сопротивление цепи и эрозию электродов. Учет этих факторов приводит, как и следовало ожидать, к ухудшению коэффициента преобразования энергии источника в кинетическую энергию тела и к уменьшению предельных значений скорости. Так как практически от этих нежелательных факторов трудно избавиться, полученные аналитические решения позволяют наметить пути уменьшения их влияния. Достигнутый уровень $v_{\max} = 6$ км/с в граммовом диапазоне масс представляет интерес для ряда задач по высокоскоростному взаимодействию твердых тел. В зависимости от условий экспериментов рельсотронный ускоритель макрочастиц может быть альтернативой применения легкогазовым пушкам или взрывным системам.

Заключение

Изложенные результаты показывают, что разработанные в Институте гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО АН СССР методы ускорения твердых тел позволяют достаточно полно удовлетворить потребности исследователей как в плане изучения свойств и поведения веществ при экстремальных нагрузках, так и для моделирования метеоритного удара в нижнем интервале метеоритных скоростей. При этом простые взрывные ускорители, основанные на принципах кумуляции, по достигнутым параметрам не уступают, а в ряде случаев превосходят достижения других методов в контролируемых физических экспериментах. Определенные надежды на продвижение в верхний диапазон метеоритных скоростей связываются с разработкой электродинамических ускорителей твердых тел, однако и здесь, как показывают проведенные исследования, надеяться на быстрый и легкий успех не приходится.

ЛИТЕРАТУРА

- Ю. И. Фадеенко. Высокоскоростной удар. Библиографический указатель отечественной и иностранной литературы. Новосибирск, 1967, вып. 1; 1972, вып. 2; 1976, вып. 3; 1979, вып. 4.
- К. Л. Леконт.— В кн.: Физика быстропротекающих процессов. Т. 2. М.: Мир, 1971.
- А. Кейбл.— В кн.: Высокоскоростные ударные явления. М.: Мир, 1973.
- Дж. Линхарт.— В кн.: Физика высоких плотностей энергии. М.: Мир, 1974.
- Б. М. Манзон. УФН, 1981, 134, 4, 611.

6. В. М. Титов, Г. А. Швецов. Динамика сплошной среды. Вып. 78, Новосибирск, 1986.
7. М. А. Лаврентьев, В. М. Титов, Ю. И. Фадеенко и др.— В кн.: Фундаментальные исследования (физико-математические и технические науки). Новосибирск: Наука, 1977.
8. Ф. Уиппл. ВРТ, 1965, 4, 97.
9. J. S. Dohnanyi. Icarus, 1972, 17, 1.
10. В. М. Титов, Ю. И. Фадеенко, Н. С. Титова. Докл. АН СССР, 1968, 180, 5, 1054.
11. В. М. Титов, Г. А. Швецов. ФГВ, 1970, 6, 3, 401.
12. В. П. Урушкин, П. Н. Горшков, В. М. Титов. ФГВ, 1977, 13, 3, 439.
13. В. В. Сильвестров. ФГВ, 1979, 15, 6, 104.
14. Н. А. Златин, А. П. Красильщиков, Г. И. Мишин и др. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974.
15. Д. Р. Сол. РТК, 1970, 8, 7, 69.
16. C. M. Fowler, D. R. Peterson, J. F. Kerrisk e. a.— In: Ultrahigh Magnetic Fields. M.: Nauka, 1984.
17. F. S. Posever, F. L. Rich, C. N. Scully. J. Spacecraft and Rockets, 1965, 2, 5, 738.
18. H. J. Bomelburg. J. Appl. Phys., 1959, 30, 9, 1467.
19. E. B. Igenbergs, E. L. Shriner. J. Appl. Phys., 1973, 44, 5, 1, 2177.
20. E. B. Igenbergs, B. Cour — Polois, E. Fisher e. a. Appl. Opt., 1975, 14, 10, 2542.
21. S. Auer. AIAA J., 1971, 9, 3, 516.
22. Д. Г. Беккер, Дж. Ф. Фрюхтеннихт и др. Приборы для научных исследований, 1965, 10, 86.
23. J. F. Früchtenicht, D. G. Becker. Astrophys. J., 1971, 166, 3, 1, 717.
24. G. S. Mumford. Sky and Telescope, 1969, 37, 6, 360.
25. Proc. of the Conf. on Electromagnetic Guns and Launchers. IEEE Trans. on Magnetics, 1982, MAG-18, 1.
26. Proc. of the 2-nd Symp. on Electromagnetic Launch Technology. IEEE Trans. on Magnetics, 1984, MAG-20, 2.
27. Proc. of the 3-nd Symp. on Electromagnetic Launch Technology. USA, Austin, April 21—24, 1986.
28. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980.
29. Л. А. Меркиевский, В. М. Титов. ПМТФ, 1975, 5, 102.
30. С. А. Бордзиловский, С. М. Карабанов, В. М. Титов. ФГВ, 1974, 10, 2, 265.
31. С. А. Бордзиловский, Н. Н. Горшков. ФГВ, 1977, 13, 442, 3, 442.
32. С. А. Бордзиловский, С. М. Карабанов. ФГВ, 1986, 22, 3, 131.
33. В. И. Лаптев, Ю. А. Тришин. ПМТФ, 1974, 6, 128.
34. С. А. Бордзиловский, С. М. Карабанов. ФГВ, 1986, 22, 5, 111.
35. В. М. Титов, Ю. И. Фадеенко. Космические исследования, 1972, 10, 4, 589.
36. Ю. И. Фадеенко. ПМТФ, 1963, 6, 113.
37. Л. А. Меркиевский, В. А. Филимонов. ПМТФ, 1977, 2, 43.
38. Ю. И. Фадеенко. ПМТФ, 1964, 5, 118.
39. D. W. Woodhead. Nature, 1947, 160, 4071, 644.
40. D. W. Woodhead, H. Titman. Explosivstoffe, 1965, 13, 5, 113; 6, 141.
41. А. С. Загуменнов, Н. С. Титова, Ю. И. Фадеенко и др. ПМТФ, 1969, 2, 79.
42. Р. Шалль.— В кн.: Физика быстропротекающих процессов. Т. 2. М.: Мир, 1971.
43. К. Юханссон, П. Персон. Детонация взрывчатых веществ. М.: Мир, 1973.
44. А. И. Гольбиндер, В. Ф. Тышевич.— В кн.: Теория взрывчатых веществ. М.: Высш. шк., 1967.
45. В. Ф. Лобанов, Ю. И. Фадеенко. ФГВ, 1974, 10, 1, 119.
46. В. М. Титов, Г. А. Швецов. ФГВ, 1980, 16, 5, 47.
47. В. В. Сильвестров, В. П. Урушкин. Динамика сплошной среды. Вып. 7. Новосибирск, 1971.
48. Г. В. Пряхин, В. М. Титов, Г. А. Швецов. ПМТФ, 1971, 3, 137.
49. И. А. Стадниченко, В. М. Титов, В. П. Чистяков и др. ФГВ, 1982, 18, 3, 84.
50. В. Ф. Лобанов, Ю. И. Фадеенко. Динамика сплошной среды. Вып. 7. Новосибирск, 1971.
51. В. М. Титов. Там же.
52. В. В. Сильвестров, В. М. Титов, В. П. Урушкин. Там же.
53. V. M. Titov, V. V. Silvestrov. Proc. IX-th Inter. Shock. Tube Symp., Stanford, 1973.
54. В. В. Сильвестров, Н. Н. Горшков, В. М. Титов и др. ФГВ, 1975, 11, 5, 786.
55. В. В. Сильвестров, В. М. Титов. Там же, 4, 655.

56. В. В. Сильвестров. ФГВ, 1979, 15, 6, 104.
 57. Ю. А. Тришин. ПМТФ, 1980, 5, 145.
 58. Ю. А. Тришин, А. Г. Фоминых. Динамика сплошной среды. Вып. 62. Новосибирск, 1983.
 59. А. Е. Войтенко. Докл. АН СССР, 1964, 158, 6, 1278.
 60. А. Е. Войтенко. ПМТФ, 1966, 4, 112.
 61. А. Е. Войтенко. ЖТФ, 1966, 30, 5, 1, 178.
 62. R. S. Hawke, W. J. Nellis e. a. Ibid. 26, 291.
 63. W. E. Fox, C. E. Cummings e. a. Ibid. 26, 249.
 64. S. Usuba, K. Kondo, A. Sawaoka.— In: Shock waves in condensed matter, 1983.
 65. R. S. Hawke, A. C. Brooks e. a. Tech. Rep. UCRL-85298, 1981.
 66. C. M. Fowler, D. R. Peterson, R. C. Hawke e. a.— In: Shock waves in condensed matter, 1981.
 67. Г. А. Швецов, В. М. Титов, Ю. Л. Башкатов и др. ФГВ, 1984, 20, 3, 111.
 68. Ю. Л. Башкатов, Г. А. Швецов. Динамика сплошной среды. Вып. 75. Новосибирск, 1986.
 69. А. Г. Анисимов, Ю. Л. Башкатов, Г. А. Швецов. ФГВ, 1986, 22, 4, 76.
 70. Г. А. Швецов, В. М. Титов, А. Г. Анисимов и др. Рельсотронные ускорители макрочастиц. Ч. I. Общие характеристики. Доклад на IV Международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. США, Санта-Фе, 14—17 июля 1986 г.
 71. Г. А. Швецов, В. М. Титов, А. Г. Анисимов и др. То же. Ч. II.
 72. Ю. Л. Башкатов, Г. А. Швецов. ПМТФ, 1987, 2.
 73. В. П. Чистяков, Г. А. Швецов. ПМТФ, 1987, 6.
-