

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

621.384.6+533.9

**УСКОРЕНИЕ МАКРОЧАСТИЦ  
ДЛЯ УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА****Б. М. Манзон**

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение	611
1. Требуемые параметры ускоряемых макрочастиц	612
а) Необходимые скорости и размеры крупинок топлива, инжектируемых в термоядерные реакторы с магнитным удержанием (612). б) Условие осуществления малого термоядерного взрыва при высокоскоростном соударении (613).	
2. Методы ускорения	614
а) Центрифуги (615). б) Электростатическое ускорение макрочастиц (616). в) Ускорение в магнитном поле (617). г) Ускорение пучком заряженных частиц (619). д) Газовые пушки (624). е) Взрывные ускорители (624). ж) Электротермические ускорители (625). з) Ускорение потоком плазмы или газа (627). и) Абляционные ускорители (629).	
3. Применение методов ускорения для целей УТС	633
а) Ускорение для подпитки термоядерных реакторов (633). б) Ускорение для получения термоядерного микровзрыва (635).	
Цитированная литература	637

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время успешно развиваются два подхода к проблеме управляемого термоядерного синтеза (УТС): с одной стороны — создание квазистационарного термоядерного реактора с магнитным удержанием плазмы, с другой — создание реактора с инерционным удержанием плазмы, когда выделение термоядерной энергии из небольшой сильно нагретой частички термоядерного топлива происходит за время ее гидродинамического разлета.

Одной из задач в проблеме осуществления термоядерного реактора с магнитным удержанием является задача подпитки реактора топливом, выгорающим в процессе реакции. Наиболее перспективным методом подпитки в настоящее время считается вбрасывание с необходимой частотой в зону реакции таблеток термоядерного топлива. Согласно теоретическим расчетам<sup>1</sup>, для проникания крупинки топлива на необходимую глубину в плазму действующего термоядерного реактора мощностью  $\approx 5$  ГВт сферическая крупинка с размером порядка 1 мм должна иметь скорость порядка  $10^6$  см/с. Получение таких скоростей для хрупких дейтериевых крупинок — сложная задача.

Одним из методов получения термоядерного микровзрыва с целью осуществления термоядерного реактора с инерционным удержанием является импульсный нагрев при высокоскоростном соударении макрочастицы с мишенью, когда частица или мишень изготовлены из термоядерного вещества<sup>2,3</sup>. Для получения положительного энергетического выхода,

согласно оценкам, приведенным в работах <sup>2,3</sup>, размер ускоряемой крупинки должен быть порядка 1 мм при скорости порядка  $10^8$  см/с.

Уже из этих примеров видно, что ускорение макрочастиц представляет существенный интерес для физики высокотемпературной плазмы. Проблема ускорения макрочастиц до скоростей  $10^7 - 10^8$  см/с впервые была поставлена в статье Г. А. Аскарьяна и Е. М. Мороза <sup>4</sup>.

В настоящей работе излагается современное состояние методов получения высоких скоростей макрочастиц и обсуждается возможность применения их к указанным задачам УТС.

## 1. ТРЕБУЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ УСКОРЯЕМЫХ МАКРОЧАСТИЦ

Прежде, чем приступить к изложению моделей, лежащих в основе оценок упомянутых значений параметров ускоряемых макрочастиц, укажем, из каких физических соображений получены эти оценки.

Для оптимального использования инжектируемого в реактор топлива время полного испарения крупинки топлива должно быть порядка времени ее пролета через горячую плазму реактора. Из этого условия и определяется скорость инжектируемых крупинок. Размер крупинки определяется требованием малости числа атомов в ней по сравнению с числом атомов в плазме реактора, а частота вбрасывания — скоростью выгорания топлива.

Скорость макрочастиц, необходимая для осуществления термоядерного микровзрыва, определяется из условия достижения термоядерных температур при соударении с мишенью, а размер — из условия достаточно большого времени разлета плазмы, необходимого для достижения положительного энергетического баланса (энергия, затрачиваемая на ускорение, должна быть меньше выделяемой в процессе термоядерной реакции).

### а) Необходимые скорости и размеры крупинок топлива, инжектируемых в термоядерные реакторы с магнитным удержанием

В действующем термоядерном реакторе с магнитным удержанием мощностью 5 ГВт, согласно расчетам <sup>5</sup>, в секунду вступает в реакцию синтеза  $\approx 0,01$  г DT-топлива. При 3% выгорании для стационарного поддержания реакции необходимо инжектировать  $\approx 0,4$  г/с DT-смеси или  $10^{23}$  ат/с. При прямой инжекции в реактор пучка нейтралов или кластеров требуются большие энергетические затраты ( $\approx 100$  Кэв/молекулу), что не выгодно. Гораздо выгоднее вбрасывать крупинки твердого топлива (требуемая энергия по оценкам <sup>6</sup> составляет порядка 1 эв/молекулу). В связи с этим в проекты будущих термоядерных реакторов включены устройства для вбрасывания крупинок твердого топлива. Размеры крупинок ограничены условием малости числа атомов в крупинке по сравнению с числом атомов, содержащихся в реакторе. При  $N_n/N_p \approx 0,1$  (для 5 ГВт реактора) необходимый размер крупинок  $^5 1 \text{ мм} \leq r_0 \leq 5 \text{ мм}$  при частоте вбрасывания  $\approx 100$  крупинок в секунду. Скорость частиц определяется необходимой глубиной проникания  $R \approx 1$  м в зону реакции.

Согласно расчетам <sup>1</sup> определяющим процессом, приводящим к испарению крупинки, является взаимодействие с тепловыми электронами (крупинка прозрачна для нейтронов и фотонов тормозного излучения, скорость передачи энергии  $D^+$  в 60 раз, а  $\alpha$ -частицами — в 3—5 раз меньше, чем потоком электронов). Теплота сублимации твердого DT (или  $D_2$ ) мала <sup>7</sup> ( $\Lambda \approx 0,01$  эв/ат), и при потоке энергии, переносимом элек-

тронами <sup>5</sup>,  $q_e \approx 3 \cdot 10^{16}$  эрг/с · см<sup>2</sup> крупинка испарилась бы очень быстро, если бы не ряд препятствующих этому эффектов экранировки.

Во-первых, это рассмотренная в работах <sup>1,8</sup> экранировка крупинки слоем холодной плазмы, эффективно поглощающим энергию электронов; это приводит к тому, что поток энергии, достигающий раздела фаз, гораздо меньше потока вдали от крупинки. Большая часть этого потока уходит на ионизацию и нагрев паров, аблируемых с поверхности крупинки.

Во-вторых, это электростатическая экранировка <sup>9</sup>, связанная с тем, что крупинка заряжается отрицательно из-за разности потоков ионов и электронов на ее поверхности:

$$\frac{q_e}{q_1} \sim \left( \frac{T_e}{T_1} \right)^{3/2} \left( \frac{m_1}{m_e} \right)^{1/2} \sim \left( \frac{m_1}{m_e} \right)^{1/2} \text{ при } T_e \approx T_1.$$

Магнитная экранировка крупинки <sup>10, 11</sup> связана с высокой проводимостью плазменного облака, образующегося вокруг крупинки. В одной из моделей <sup>10</sup> предполагается, что это облако раздвигает силовые линии, образуя диамагнитный «пузырь», что препятствует попаданию электронов, движущихся вдоль силовых линий на поверхность крупинки. Такая модель справедлива при больших  $\beta = 2n_e kT / (H^2 / 8\pi)$ . В другой модели <sup>11</sup>, более применимой для малых  $\beta$ , названной «магнитное сопло», предполагается, что плазма расширяется преимущественно вдоль силовых линий. Магнитное поле в этой модели считается захваченным внутри «магнитного сопла», и перенос энергии происходит через его концы.

Учет всех этих эффектов приводит к следующей оценке для времени испарения крупинки с размером 0,1—0,5 см в действующем реакторе мощностью 5 Гвт с магнитным полем  $B = 30$  кГс, плотностью  $n_e = 3 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и температурой  $T_e = 10$  кэв:  $\tau_{\text{и}} \approx 10^{-4} - 10^{-3}$  с.

Для того, чтобы глубина проникания крупинки в плазму была порядка размера плазмы  $R \approx 1$  м, скорость вбрасывания  $V$  должна быть  $V \approx R / \tau_{\text{и}} \approx 10^6 - 10^5$  см/с.

Забегая вперед, отметим, что получение скоростей  $\approx 10^5$  см/с для дейтериевых крупинок не представляет особых трудностей; гораздо сложнее получить скорости  $\approx 10^6$  см/с. В связи с этим необходимы скорейшие эксперименты для уточнения необходимых параметров ускоряемых крупинок.

#### б) У с л о в и е о с у щ е с т в л е н и я м а л о г о т е р м о я д е р н о г о в з р ы в а п р и в ы с о к о с к о р о с т н о м с о у д а р е н и и

Предположим, что сферическая макрочастица радиусом  $r_0$ , летящая со скоростью  $V$ , сталкивается с мишенью из конденсированного термоядерного вещества ( $D_2$  или  $DT$ ) <sup>2, 3</sup>. Если скорость  $V$  макрочастицы много больше нормальной скорости звука  $v_s$  материала мишени, то перед частицей образуется сильная ударная волна, движущаяся со скоростью  $V$ . Плотность  $\rho_1$  за фронтом волны  $\rho_1 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \rho_0$ , а температура

$$T_1 = \frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} \frac{A}{R} V^2, \quad (1)$$

где  $A$  — атомный вес,  $R$  — универсальная газовая постоянная, а  $\gamma$  — показатель адиабаты ( $\gamma = 5/3$  для одноатомного идеального газа). Область, сжатая и разогрета ударником, порядка длины пути, на котором он тормозится:  $l = mV^2 / 2F$ , где  $m = (4/3) \pi r_0^3 \rho$  — масса ударника,  $\rho$  — его плотность,  $F = (\rho_0 V^2 / 2) \pi r_0^2$  — сила торможения. Поэтому  $l = r_0 \rho / \rho_0$ . Если  $\rho \approx \rho_0$ , то  $l \approx r_0$ . Подставив численные значения  $\gamma$ ,  $A$  и  $R$  в (1), получим

$T_1 = 6 \cdot 10^{-9} V^2$  (К). Критическая температура для осуществления реакции синтеза в ДТ  $T_1 \approx 5 \cdot 10^7$  К, поэтому скорость  $V \geq 7 \cdot 10^7$  см/с.

Для осуществления положительного энергетического выхода необходимо, чтобы энергия, выделившаяся в зоне реакции, превышала вложенную энергию. Для этого, как известно, необходимо выполнение критерия Лоусона  $n_1 \tau \geq 10^{14}$  с/см<sup>3</sup>, а так как  $n_1 = \rho_1 / A m_H = 10^{23}$  см<sup>-3</sup>, то  $\tau \geq 10^{-9}$  с. Время существования плазмы определяется временем газокINETического разлета  $\tau_R \approx l / v_{s1} \approx r_0 / v_{s1}$  (где  $v_{s1} \approx 10^8$  см/с — скорость звука в нагретой плазме), так как время остывания плазмы за счет тормозного излучения  $\tau_T \approx 3 \cdot 10^{11} \sqrt{T/n_1}$  и за счет электронной теплопроводности  $\tau_e \approx r_0^2 / \chi \approx 4,2 \cdot 10^{-7} r_0^2$  гораздо больше при минимальном необходимом размере крупинки  $r_0 \approx v_{s1} \tau \approx 0,1$  см ( $\tau_R \approx 10^{-9}$  с,  $\tau_T \approx 5 \cdot 10^{-8}$  с,  $\tau_e \approx 3 \cdot 10^{-8}$  с). Следовательно, для получения положительного выхода в термоядерном микровзрыве при высокоскоростном соударении макро-частицы с мишенью из термоядерного вещества, размер крупинки должен быть порядка  $10^{-1}$  см при скорости  $\sim 10^8$  см/с.

В работах Винтерберга<sup>12, 13</sup> обсуждается возможность уменьшения указанной скорости на порядок при увеличении массы крупинки до 20 г. В работе<sup>12</sup> для уменьшения скорости предлагается промежуточное косое столкновение пластины массой 20 г, летящей со скоростью  $10^7$  см/с, с мишенью из того же материала. Образующаяся при столкновении кумулятивная струя, согласно оценкам автора, будет иметь скорость и массу, необходимые для осуществления условий УТС. В работе<sup>13</sup> для уменьшения скорости ударника до  $10^7$  см/с предлагается изготовить в ударнике или в мишени выемку — полый конус, в которую вкладывается термоядерное горючее. При столкновении с мишенью происходит обжание и нагрев термоядерного вещества. Этот эффект, а также наличие тяжелой конической оболочки вокруг термоядерной плазмы, замедляющей ее разлет, приводит к менее жестким условиям для осуществления УТС. Автор предлагает изготавливать ударники из сверхпроводящего материала и ускорять их в бегущем магнитном поле. Так как длина ускорителя при таком методе ускорения не зависит от размера ударника ( $l_y \sim V^2$ , см. п. в) гл. 2), то уменьшение скорости ударника на порядок уменьшит длину ускорения на два порядка.

Из изложенного ясно, что прогнозы относительно возможности осуществления термоядерного микровзрыва при столкновении могут быть более оптимистичными, если обратить особое внимание на конструкцию ударников и мишеней.

## 2. МЕТОДЫ УСКОРЕНИЯ

Прежде чем перейти к изложению методов ускорения, укажем на одно принципиальное ограничение на длину и время ускорения, связанное с пределом прочности материала  $P_{пр}$ , из которого изготовлена крупинка. А именно, предполагая ускоряющее давление постоянным во времени и равным предельному  $P_{пр}$ , получим для длины  $L_y$  и времени  $\tau_y$  ускорения:  $L_y \approx 2\rho V^2 r_0 / 3P_{пр}$ ,  $\tau_y \approx 4\rho V r_0 / 3P_{пр}$ . При ускорении дейтериевой крупинки  $P_{пр} \approx 5$  атм, поэтому  $L_y \approx 10$  м,  $\tau_y \approx 10^{-3}$  с. При ускорении для получения термоядерного микровзрыва крупинки, изготовленной из наиболее прочных из существующих материалов (например, предел прочности нитевидных монокристаллов  $P_{пр} \approx 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>), минимальная длина и время ускорения составляют 50 м и  $10^{-4}$  с соответственно. При этом ускоряющее давление к крупинке необходимо прикладывать квазистатически, а это означает, что время нарастания давления должно быть не меньше  $r_0 / v_s$ , где  $v_s$  — скорость звука в материале макро-частицы. В про-

тивном случае крупинка может разрушиться из-за образования в ней ударных волн.

Укажем также на одну возможность расширения применимости методов ускорения хрупкой дейтериевой крупинки — использование для ускорения составной крупинки (рис. 1). Одна ее часть (защитная), подвергаемая воздействию давления, изготовлена из прочного и более плотного материала, а другая — из термоядерного вещества. Применить составную крупинку в виде стального полого конуса, заполненного дейтерием, было предложено в работе<sup>15</sup> для уменьшения длины и времени ускорения при воздействии лазерного излучения. При ускорении составной

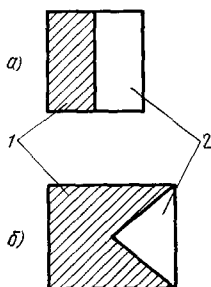


Рис. 1. Составная крупинка.

1 — защитный слой;  
2 — термоядерное вещество.

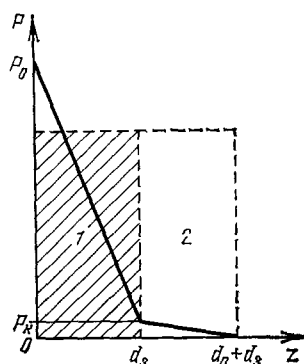


Рис. 2. Распределение давления вдоль составной крупинки, ускоряемой вдоль оси  $z$  постоянным давлением  $P_0$ , приложенным в точке  $z = 0$ .

крупинки с целью инъекции в реактор, однако, возникает еще одна техническая трудность, связанная с необходимостью отделения и отсева защитного слоя после ускорения.

На рис. 2 представлен график распределения давления вдоль составной крупинки (см. рис. 1, а) при ускорении ее путем приложения давления со стороны защитного слоя. Из графика видно, что давление на крупинку  $P_K = P d_0 \rho / d_3 \rho_3$ , где  $P$  — приложенное давление,  $d_0$ ,  $\rho$  — размер дейтериевой крупинки вдоль направления ускорения и ее плотность;  $d_3$ ,  $\rho_3$  — размер и плотность защитного слоя. При  $\rho_3 \gg \rho$  и  $d_0 \approx d_3$  давление на крупинку будет гораздо меньше ускоряющего, что будет предохранять ее от разрушения. Однако минимальные длина и время ускорения останутся прежними, так как прикладываемое к крупинке давление  $P_K$  не должно быть выше разрушающего. Изготовление защитного слоя с выемкой, предохраняющей крупинку от развала, в которую вкладывается дейтериевая крупинка (см. рис. 1, б), по-видимому, позволит уменьшить длину и время ускорения.

#### а) Ц е н т р и ф у г и

Среди механических методов ускорения макрочастиц наилучшие результаты дает ротационный метод ускорения (центрифуга)<sup>16</sup>. Наибольшая линейная скорость  $V$ , достигаемая при вращении тела ограничена его прочностью. А именно, напряжения, возникающие в теле при его вращении, порядка  $\rho_{ц} V^2$ , где  $\rho_{ц}$  — плотность материала, из которого изготовле-

на центрифуга. Из условия  $\rho_n V^2 \leq P_{\text{пр}}$ , где  $P_{\text{пр}}$  — предельное давление, при котором происходит разрушение, получим для характерных  $P_{\text{пр}} \approx \approx 10^{10}$  дин/см<sup>2</sup>,  $\rho_n \approx 1$  г/см<sup>3</sup>:  $V \leq 10^5$  см/с.

Различные устройства центрифуг и их применения, в частности, для инъекции крупинок в замкнутые магнитные ловушки, описаны в работах <sup>16-19</sup>.

В работе <sup>19</sup> были проведены эксперименты по ротационному ускорению крупинок твердого водорода <sup>19</sup>, в которых была получена скорость  $\approx 10^4$  см/с для крупинок размером  $\approx 0,1$  см.

## б) Электростатическое ускорение макрочастиц

В этом и следующих двух параграфах мы рассмотрим ускорение макрочастиц в электромагнитных полях.

Наиболее простой из этих методов состоит в ускорении предварительно заряженной макрочастицы электростатическим полем <sup>20-22</sup>. Если макро-частица массой  $m$ , несущая на себе заряд  $q$ , проходит в электрическом поле разность потенциалов  $U$ , то она приобретает скорость

$$V = \sqrt{\frac{2qU}{m}}. \quad (2)$$

Максимальная скорость ограничена максимальным зарядом макро-частицы и максимальным напряжением, которое можно создать современными методами.

Теоретический максимальный заряд, который может удержать на себе крупинка, ограничен эмиссией электронов (при отрицательном заряде) или прочностью крупинки (при положительном заряде). Для большинства материалов положительный заряд может быть на порядок больше отрицательного <sup>23, 24</sup>.

Заряд проводящей крупинки может быть передан при соприкосновении с электродом <sup>23, 24</sup>, а диэлектрическую крупинку можно зарядить, например, пучком заряженных частиц <sup>25</sup>.

Максимальное теоретическое значение заряда можно оценить из условия

$$\frac{E_0^2}{8\pi} \leq P_{\text{пр}}, \quad (3)$$

где  $E_0 = q/r_0^2$  — электрическое поле на поверхности крупинки с радиусом  $r_0$ . Обычно  $P_{\text{пр}} \leq 10^{10}$  дин/см<sup>2</sup> и может достигать  $10^{11}$  дин/см<sup>2</sup> для нитевидных кристаллов. Полагая  $P_{\text{пр}} = 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>, из (3) получим  $E_0 \leq 10^6$  ед. CGSE и  $q_{\text{max}} = r_0^2 10^6$  ед. CGSE.

Максимальное напряжение, создаваемое электростатическим генератором Ван-де Граафа <sup>26</sup>, не превышает  $10 \text{ MB} \approx 3 \cdot 10^4$  ед CGSE, поэтому максимальная скорость крупинок

$$V_m \approx \sqrt{\frac{5 \cdot 10^{10} r_0^2}{m}}. \quad (4)$$

Подставив сюда  $m = (4/3) \pi r_0^3 \rho$ , получим

$$V_m \approx \frac{10^6}{\sqrt{\rho r_0}}. \quad (5)$$

Например, для крупинки радиусом  $r_0 = 10^{-4}$  см = 1 мкм и плотностью  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup> получим  $V_m \approx 10^7$  см/с. Частицы субмикронных размеров ускорились таким ускорителем до скорости  $1,12 \cdot 10^7$  см/с <sup>27</sup>.

Исследования с применением электростатического ускорителя с целью имитации микрометеоритов описаны также в работах <sup>28-32</sup>. Скорости порядка  $10^6-10^8$  см/с могут быть получены таким ускорителем только для частиц очень малого размера.

С целью повышения скоростей макрочастиц при электростатическом ускорении в работе <sup>33</sup> был предложен, а в работе <sup>34</sup> осуществлен линейный электростатический ускоритель. В этом ускорителе заряженная крупинка ускоряется, проходя ряд расположенных друг за другом электродов, напряжение к которым прикладывается синхронно с движением крупинки. При этом минимальная длина ускорения до скорости  $V$

$$l = \frac{mV^2}{2q_m E_{\text{л}}} \approx \frac{2\rho r_0 V^2}{E_0 E_{\text{л}}}. \quad (6)$$

Учитывая, что максимальное электрическое поле в линейном ускорителе  $E_{\text{л}} \leq 50$  кВ/см  $\approx 200$  ед. CGSE <sup>24</sup> (например, в работе <sup>34</sup> было осуществлено  $E_{\text{л}} = 20$  кВ/см), получим

$$l \geq 10^{-8} r_0 \rho V^2. \quad (7)$$

Поэтому для ускорения крупинки радиусом  $r_0 = 10^{-1}$  см, плотностью  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup> до скорости  $V = 10^8$  см/с необходимая длина ускорителя  $10^7$  см = 100 км.

Оценим также длину ускорителя, необходимую для ускорения ДТ-крупинки радиусом  $r_0 = 10^{-1}$  см до скорости  $V = 10^8$  см/с. Учитывая, что прочность крупинки  $P_{\text{пр}} \approx 10$  атм <sup>14</sup>, максимальный заряд, который можно передать крупинке,  $q_m \approx \sqrt{8\pi P_{\text{пр}}} r_0^2 \approx 10^2$  ед. CGSE. При напряженности ускоряющего поля  $E_{\text{л}} = 50$  кВ/см из (6) получим  $l \approx 5 \cdot 10^3$  см = 50 м.

Мы видим, что для получения нужных скоростей необходима очень большая длина электростатического ускорителя. Положение можно было бы улучшить, если бы радиус  $R_{\text{ц}}$  циклотронного вращения заряженной крупинки в магнитном поле оказался не слишком велик. Тогда была бы возможность осуществить периодическое ускорение при циклическом вращении крупинки, как это делается в современных циклических ускорителях элементарных частиц. Однако отношение  $R_{\text{ц}}/l \approx (1/2) (c/V) E/B \geq 1$  для  $V \approx 10^6-10^8$  см/с при достижимых в настоящее время постоянных электрических и магнитных полях ( $E \approx 200$  ед. CGSE,  $B \leq 10^6$  Гс).

#### в) Ускорение в магнитном поле

Возможны следующие схемы ускорения с участием магнитного поля <sup>35-38</sup>: 1) ускорение постоянного магнита движущимся синхронно с ним градиентом магнитного поля; 2) ускорение проводящей или сверхпроводящей крупинки магнитным полем, взаимодействующим с наведенным на нее дипольным магнитным моментом; 3) ускорение магнитным полем проводящей крупинки, в которой внешним источником поддерживается электрический ток (рельсотрон).

В первом случае сила, действующая на крупинку-магнит  $F_z = (B/\pi) r_0^2 \partial B_y / \partial z$ , где  $B$  — постоянное магнитное поле, создаваемое крупинкой,  $B_y$  — ускоряющее магнитное поле. В наилучшем случае синхронного движения градиента магнитного поля с крупинкой и  $\partial B_y / \partial z = B_y / r_0$  получим  $F_z = (r_0^2 / \pi) B B_y$ , и длина ускорения до скорости  $V$  равна

$$l = \frac{4\pi r_0 V^2}{B B_y}. \quad (8)$$

Учитывая, что магнитное поле, создаваемое постоянными магнитами,  $B \leq 3 \cdot 10^4$  Гс, получим

$$l \geq 10^{-8} \rho r_0 V^2. \quad (9)$$

При  $\rho \approx 1$  г/см<sup>3</sup>,  $r_0 \approx 0,1$  см для  $V = 10^6$  см/с и  $V = 10^8$  см/с получим соответственно  $l \geq 10$  м и  $l \geq 100$  км.

Сила, действующая на сверхпроводящую крупинку в магнитном поле ( $\partial B/\partial z = B/r_0$ ),

$$F = \frac{1}{c} I r_0^2 \frac{B}{r_0} \approx \frac{r_0 B I}{c},$$

где  $(I/c) r_0$  — магнитный момент крупинки, а  $I$  — ток, протекающий по ней:  $I \approx r_0^2 j$ , где  $j$  — плотность тока.

Для длины ускорения до скорости  $V$  получим

$$l = \frac{mV^2}{2F} \approx \frac{c\rho V^2}{2Bj}. \quad (10)$$

При превышении величиной  $jB$  определенного значения, характерного для данного сверхпроводника (II рода) он теряет свои сверхпроводящие свойства. Для лучших из известных в настоящее время сверхпроводников ( $V_3\text{Ga}$ ,  $\text{Nb}_3\text{Ge}$ ,  $\text{Nb}_3\text{Sn}$ ) формула (10) дает  $l \geq 5 \cdot 10^{-10} V^2$ ; для  $V = 10^6$  см/с и  $V = 10^8$  см/с получим соответственно:  $l = 5$  м и  $l = 50$  км. Для увеличения максимального значения величины  $jB$  в сверхпроводящей крупинке Винтерберг<sup>37</sup> предложил разделить ее на несколько изолированных слоев с целью подавления токов Холла. Согласно его оценкам, при ускорении до скорости  $10^8$  см/с длина ускорения может быть уменьшена при этом до 7 км. Характерной особенностью при ускорении сверхпроводящей крупинки в магнитном поле является независимость минимальной длины ускорения до заданной скорости от размера крупинки.

Таким образом, длина ускорения крупинки-магнита и сверхпроводящей крупинки (5 м) до скорости  $10^6$  см/с порядка минимальной длины для неразрушающего ускорения миллиметровой дейтериевой крупинки до той же скорости. Поэтому возможно использование составной крупинки: дейтерий — магнит или дейтерий — сверхпроводник. Для отсева защитного слоя после ускорения понадобится тормозящее магнитное поле, а общая длина ускорителя увеличится вдвое.

При ускорении магнитным полем обычного проводника, в котором циркулируют наведенные токи Фуко, максимальная достижимая скорость ограничена меньшим из времен: временем  $\tau_\sigma$  проникания в крупинку магнитного поля ( $\tau_\sigma = 4\pi\sigma r_0^2/c^2$ , где  $\sigma$  — проводимость) или временем  $\tau_n$  плавления крупинки под действием выделившегося в ней джоулева тепла  $Q = (j^2/\sigma) r_0^3 \tau_n$ . Приравнявая  $Q$  теплоте плавления  $Q_n = m(C T_n + \Lambda_n)$ , где  $C$  (эрг/г. град) — удельная теплоемкость,  $T_n$  (К) и  $\Lambda_n$  (эрг/г) — соответственно температура и удельная теплота плавления, получим, учитывая, что  $j = cB/4\pi r_0$ :

$$\tau_n = \frac{16\pi^3 r_0^3 \sigma \rho (C T_n + \Lambda_n)}{c^2 B^2} = \tau_\sigma \frac{4\pi \rho (C T_n + \Lambda_n)}{B^2}.$$

При достижимом в настоящее время поле  $B \leq 3 \cdot 10^5$  Гс, например, для Al крупинки получим ( $\sigma \approx 10^{17}$  с<sup>-1</sup>;  $r_0 \approx 10^{-1}$  см,  $C T_n + \Lambda_n = 10^{10}$  эрг/г):  $\tau_\sigma \approx 2 \cdot 10^{-5}$  с;  $\tau_n \approx 4 \cdot 10^{-5}$  с. Эти времена сравнимы между собой и порядка  $10^{-5}$  с. Поэтому для максимальной скорости макрочастицы получим

$$V_m = \frac{F_m \tau}{m} = \frac{B^2 \tau}{4\pi \rho_0 r_0} = \text{минимуму}$$



из двух величин:

$$V_m = \min \left\{ \begin{array}{l} \frac{B^2 \sigma r_0}{c^2 \rho}, \\ \frac{4\pi (CT_n + \Lambda_n) \sigma r_0}{c^2 \rho}. \end{array} \right. \quad (11)$$

При максимальном  $B \approx 3 \cdot 10^5$  Гс,  $\rho \approx 1$  г/см<sup>3</sup> и  $r_0 \approx 10$  см  $V_m \approx 10^8$  см/с.

В рельсотроне<sup>58</sup> проводящая крупинка устанавливается на два линейных проводника (рельсы), электрически замыкая их. Токи, проходящие по рельсам и через нее, взаимодействуя между собой, ускоряют крупинку. Если записать силу, действующую на крупинку, в виде

$$F = \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{LI^2}{2},$$

где  $L(z) = L(0) + \alpha z$  ( $\alpha \approx 1$ ) — индуктивность пушки,  $I$  — ток, текущий по рельсам и через крупинку, то, взяв за время ускорения время плавления крупинки выделившимся в ней джоулевым теплом, для максимальной скорости крупинки получим

$$V_m \approx \frac{4\sigma r_0 (\Lambda_n + CT_n)}{c^2 \rho}, \quad (12)$$

что совпадает с точностью до коэффициента с нижней формулой (11). Следовательно, максимальные достижимые скорости при ускорении в рельсотроне будут такими же, как и при ускорении проводника наведенными в нем токами Фуко.

Обращает на себя внимание, что при ускорении магнитным полем обычных проводников максимально достижимая скорость ограничена их размером. Например, для получения скорости  $V \geq 10^8$  см/с необходим проводник размером  $r_0 \geq 10$  см. Для ускорения такого проводника нужна энергия в  $10^6$  раз больше, чем для ускорения до той же скорости крупинки мм размера.

Методы получения бегущего магнитного поля изложены в работах<sup>35, 39-41</sup>. К настоящему времени по ускорению крупинок в магнитном поле выполнено незначительное количество экспериментальных работ. В пушке с четырьмя катушками Солсбери<sup>39</sup> разгонял крупинку массой 2,4 г до скорости  $3,5 \cdot 10^4$  см/с. Гаррис<sup>40</sup> на аналогичной пушке получал для тел массой 4,5 г скорости до  $2 \cdot 10^4$  см/с. В рельсовой пушке<sup>41</sup> скорость Al модели массой 5,2 мг удалось довести до  $2,9 \cdot 10^5$  см/с. В этой работе для уменьшения нагрева крупинки применялось дополнительное внешнее магнитное поле. На II конференции по мегагаусным магнитным полям Р. С. Хоук и Дж. Скуддер<sup>42</sup> доложили об ускорении в рельсотроне проводящего тела массой 1 г до скорости  $6 \cdot 10^5$  см/с. При этом магнитное поле в зазоре между рельсами достигало 400 кГс.

Взрывная джоулевым теплом металлическая фольга, разгоняемая магнитным полем в рельсовой или коаксиальной пушке, представляет собой сгусток плотной высокотемпературной плазмы. Имея высокую проводимость, этот сгусток дополнительно ускоряется, приобретая довольно значительный импульс. Импульс этой плазменной струи можно использовать для ускорения макрочастиц. Эти вопросы разобраны в п. 3) гл. 2.

### г) Ускорение пучком заряженных частиц

В этом разделе мы рассмотрим упругое рассеяние пучка заряженных микрочастиц (электронов или ионов) на одноименно заряженном макроне<sup>43</sup>. Такой метод ускорения отличается от ускорения макрона при абляции набегающим пучком частиц, который будет рассмотрен в дальнейшем

(см. п. и) гл. 2). Очевидно, что для выполнения условия упругости рассеяния, энергия электронов в пучке  $m_e v_e^2/2$  должна быть меньше потенциальной энергии  $\phi_0$  у поверхности заряженного макрона  $m_e v_e^2/2 \leq e\phi_0$ , где  $\phi_0 = q/r_0$  — потенциал на поверхности крупинки с зарядом  $q$ .

Будем считать, что вдоль оси пучка приложено сильное однородное магнитное поле, удерживающее пучок от распыливания. В этом случае электроны, летящие на расстоянии  $r \leq 2qe/m_e (v_e - V)^2$  от центра крупинки, будут отражаться в обратную сторону, передавая крупинке импульс  $2m_e v_e$ , а электроны, летящие на расстоянии  $r > 2qe/m_e (v_e - V)^2$ , будут пролетать мимо крупинки, замедляясь при приближении к ней и ускоряясь при удалении, в результате не передавая ей импульса. Поэтому характерное сечение рассеяния  $\sigma = \pi [2qe/m_e (v_e - V)^2]^2$ , где  $V$  — скорость макрочастицы. Среднее давление на макрочастицу  $P = 2m_e n_e (v_e - V)^2$  и сила, действующая на нее

$$F = P\sigma = \frac{8\pi n_e q^2 m_e^2}{m_e v_e^2} \approx \frac{8\pi n_e e^2 E_0^2 r_0^4}{m_e v_e^2},$$

где  $E_0$  — поле на поверхности крупинки (мы предположили, что  $v_e \gg V$ ). Подставив в формулу для силы  $F$  ток электронного пучка  $J = \pi r_p^2 n_e v_e$ , где  $r_p$  — радиус электронного пучка, получим  $F = 8JE_0^2 r_0^4 / (m_e v_e^2/e) r_p^2$ .

Учитывая, что ток электронного пучка ограничен предельным вакуумным током <sup>44</sup>

$$J_{\text{пр}} = \frac{m_e c^3}{e} \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{1 + 2 \ln(r_1/r_2)} \approx \frac{m_e v_e^3}{e},$$

где  $\gamma = \left(1 - \frac{v_e^2}{c^2}\right)^{-1/2} \approx 1 - \frac{v_e^2}{2c^2}$ , найдем  $F \approx (8J/J_{\text{пр}}) E_0^2 (r_0^4/r_p^2) \leq 8E_0^2 r_0^2$  (при радиусе пучка равном радиусу крупинки).

Минимальная длина ускорения до скорости  $V$

$$l \approx \frac{\rho r_0 V^2}{2E_0^2}. \quad (13)$$

Учитывая, что максимальное поле на поверхности отрицательно заряженной крупинки  $E_0 \approx 3 \cdot 10^4$  ед CGSE, получим

$$l \geq 10^{-9} \rho r_0 V^2. \quad (14)$$

Формула (13) для длины ускорения имеет вид аналогичный формуле (6) для длины ускорения в линейном электростатическом ускорителе. Однако роль ускоряющего поля играет в случае электронного пучка собственное поле на поверхности крупинки, которое может быть сделано несколько большим, чем линейное ускоряющее поле. Поэтому длина ускорения электронным пучком оказывается меньше. Эту длину можно сделать еще меньше, если использовать ионный пучок для ускорения и заряжать крупинку положительно.

Для крупинки плотностью  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup> и радиусом  $r_0 = 0,1$  см получим для длины ускорения до скоростей  $V = 10^6$  см/с и  $V = 10^8$  см/с:  $l = 10^2$  см и  $l = 10^6$  см = 10 км соответственно. Если же крупинка заряжена положительно, то  $E_0$  ограничено прочностью крупинки, и длина ускорения пучком протонов составит  $l \approx \rho r_0 V^2 / P_{\text{пр}}$ , т. е. того же порядка, что и минимальная длина неразрушающего ускорения (50 метров). Прогресс в создании пучков протонов (необходимая энергия  $\approx 1$  МДж и длительность импульса  $\approx 10^{-4}$  с) может сделать реальным этот метод ускорения.

Для отрицательно заряженной дейтериевой крупинки с  $r_0 = 0,1$  см  $\rho = 0,1$  г/см<sup>3</sup>,  $E_0 = 10^4$  ед. CGSE получим для скорости и длины ускоре-

ния:  $V = 10^6$  см/с,  $l = 10^2$  см = 1 м. При этом энергия электронов в пучке  $E_e \approx 10^6$  эВ и при предельном вакуумном токе длительность импульса  $\tau \approx 10^{-4}$  с, а диаметр пучка должен быть порядка диаметра крупинки ( $\approx 0,1$  см). Техническое осуществление такого метода ускорения было бы очень выгодно, так как эффективность ускорения велика. Проблемы здесь связаны с возможностью зарядки крупинки до высокого потенциала, а также осуществления энергичного электронного пучка большой длительности.

Винтерберг в работе <sup>45</sup> предложил вместо крупинки ускорять тонкую фольгу, которую затем можно сжать импульсным магнитным полем в крупинку. В этом случае длина ускорителя  $l = \rho \delta V^2 / E_0^2$ , где  $\delta$  — толщина фольги, может быть сделана достаточно малой. Трудности при этом возникают из-за быстрой электронной эмиссии с краев фольги, что ограничивает время ускорения. Минимальная оцененная длина ускорения фольги до скорости  $10^8$  см/с при существующих в настоящее время электронных пучках для толщины фольги  $\delta = 1$  мкм составляет 20 м. Автор, однако, упускает из вида вопрос о возможности зарядки фольги до необходимого потенциала. Дело в том, что тонкая фольга будет прозрачна для высокоэнергичных электронов пучка.

#### д) Газовые пушки

Это один из самых распространенных способов ускорения. Его преимущество в повторяемости результатов, а также в возможности ускорения тел заданной формы и сравнительно большого веса до сравнительно больших скоростей.

Упрощенная схема ускорения газом приведена на рис. 3. Рабочий газ 1, находящийся в рабочей камере 2 под большим давлением  $P_0$ , толкает макрочастицу 3 с массой  $m$  вдоль ствола 4. Если  $S$  — диаметр ствола,  $L$  — его длина,  $m_r$  — масса газа в рабочей камере объемом  $V_0$ , то из закона сохранения энергии

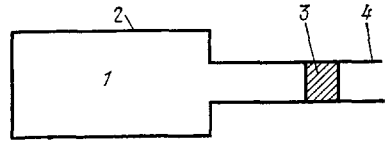


Рис. 3. Схема газовой пушки. 1 — рабочий газ; 2 — рабочая камера; 3 — макрочастица; 4 — ствол.

$$\frac{m_r v_{s0}^2}{\gamma(\gamma-1)} \left[ 1 - \left( 1 + \frac{SL}{V_0} \right)^{-(\gamma-1)} \right] = \frac{m + \alpha m_r}{2} V^2$$

при  $SL \gg V_0$  можно получить для скорости  $V$  макрочастицы при вылете из ствола

$$V \leq \sqrt{\frac{2}{\gamma(\gamma-1)}} v_{s0} \sqrt{\frac{m_r}{\alpha m_r + m}},$$

где  $v_{s0}$  — начальная скорость звука в рабочем газе ( $\alpha \approx (1/3)(V_c/(V_0 + V_c))$  доля массы газа, пришедшей в движение при вылете снаряда из ствола ( $V_c$  — объем ствола). Максимальная скорость крупинки  $V_m$  не может быть больше максимальной скорости расширения газа в вакуум  $V_m \leq 2v_{s0}/(\gamma-1) \approx \sqrt{T_0/\Delta m_H}$ . Для получения наибольших скоростей необходимо брать газы с наименьшим атомным весом (гелий, водород) и с наибольшей начальной температурой. Масса газа должна превышать массу ускоряемой макрочастицы. Эффективность ускорения  $\eta \sim m/(\alpha m_r + m)$ . Скорость снаряда тем выше, чем больше масса ускоряющего газа, однако эффективность ускорения падает с увеличением отношения  $m_r/m$ . Максимальная длина ствола выбирается из условия, чтобы сила давления газа на макрочастицу превышала силу сопротивления при трении снаряда о стенки ствола.

В наиболее простой газовой пушке <sup>46</sup>, называемой пневматической пушкой, рабочий газ с нормальной температурой нагнетается под большим давлением в рабочую камеру, при некотором давлении рвется диафрагма и рабочий газ, врываясь в ствол, толкает снаряд. В такой пушке с гелием в качестве рабочего газа были получены максимальные скорости до  $1,7 \cdot 10^5$  см/с при весе снаряда 250 г <sup>46</sup>.

Пневматические газовые пушки неоднократно применялись для ускорения водородных крупинок <sup>19, 47-50</sup>, и в настоящее время для крупинок с размером  $\approx 1$  мм получена скорость  $10^5$  см/с <sup>19</sup>. При этом начальное давление рабочего газа значительно превышало предел прочности крупинки, однако авторы этой работы указывают на то, что разрушения крупинок не происходило.

С целью повышения скорости снаряда повышают начальную скорость звука рабочего газа нагреванием: либо передавая ему химическую или электрическую энергию (в одноступенчатых газовых пушках), либо резко сжимая поршнем, используя дополнительную ступень — пороховую пушку (в двухступенчатых легкогазовых пушках).

Химическая энергия может сообщаться газу либо при сгорании пороха (в пороховых пушках), либо при сгорании кислородно-водородной смеси <sup>46</sup>. В обоих случаях максимально достижимые скорости  $\approx 4 \cdot 10^5$  см/с. Более высокий молекулярный вес пороховых газов компенсируется более высокой температурой нагрева по сравнению с кислородно-водородной смесью ( $T_0 \approx 3000-4000$  К для пороха и  $T_0 \approx 2500-3000$  К для смеси  $H_2 + O_2$ ).

Электрическая энергия сообщается газу при помощи электрической дуги, которая создается между находящимися в рабочей камере электродами <sup>51</sup>. В типичной электрической пушке <sup>51</sup> рабочий газ (водород), находящийся в камере объемом 100 см<sup>3</sup> при давлении 140 бар, нагревался рядом батареи конденсаторов общей емкостью 6000 мкф, заряженной до 16 кВ (накопленная энергия  $\approx 800$  кДж). При этом удавалось нагреть газ до температуры  $T \approx 8000$  К (давление 6000 бар). Снаряд массой 0,1 г и диаметром 5 мм разогнался до скорости  $7 \cdot 10^5$  см/с. При этом коэффициент полезного действия пушки  $\eta = (mV^2/2)/(CU^2/2) \approx 0,3\%$ . Повышение скоростей затрудняется загрязнением рабочего газа примесями, выделяемыми из электродов.

Этот недостаток электрических газовых пушек полностью исключается в двухступенчатых газовых пушках, впервые предложенных Кросье и Хьюмом в 1948 г. <sup>52</sup>. В этих пушках легкий рабочий газ сжимается и разогревается поршнем, разогнанным дополнительной ступенью — пороховой пушкой.

Чтобы определить предельную скорость, достижимую в двухступенчатых легкогазовых пушках, оценим скорость звука  $v_{s1}$  в сжатом рабочем газе. Если предположить, что газ сжимается адиабатически, то нетрудно получить

$$v_{s1} = v_{s0} \left( \frac{P}{P_0} \right)^{(\gamma-1)/2\gamma}, \quad (15)$$

где  $v_{s0}$  — начальная скорость звука в рабочем газе,  $P_0$  — его начальное давление.

Для  $\gamma = 5/3$  получим  $v_{s1} = v_{s0} (P/P_0)^{0,2}$ . Максимальная скорость звука в сжатом газе в конечном итоге определяется максимальным давлением в пороховой камере, которое не должно превышать предела прочности материала пушки. Для стали  $P_{пр} \approx 2 \cdot 10^{10}$  дин/см<sup>2</sup>. Если  $P_0 = 1$  атм  $\approx 10^6$  дин/см<sup>2</sup>, то  $v_{s1} \approx 10v_{s0}$ . Для водорода при нормальной температуре  $v_{s0} \approx 1,6 \cdot 10^5$  см/с, поэтому скорость снаряда  $v \leq v_{s1} \approx$

$\approx 1,5 \cdot 10^6$  см/с. Отметим, что возможно повышение  $v_{s1}$  путем нагрева рабочего газа перед сжатием <sup>51</sup> (повышение  $v_{s0}$ ), либо путем уменьшения начального давления  $P_0$ , однако, чтобы при этом масса газа не изменялась, необходимо увеличивать объем  $V_0$  рабочей камеры:  $V_0 \geq 10mv_{s0}^2/P_0$ , при  $m_T \approx 10m$ , что сильно увеличивает габариты установки. При неадиабатическом сжатии рабочего газа <sup>51, 54</sup> (для этого сжимающий поршень нужно делать как можно легче) температура рабочего газа, а следовательно, и  $v_{s1}$  становится несколько выше, чем по формуле (15), однако разница незначительна <sup>55</sup>.

Для предотвращения уменьшения давления в рабочем газе при разгоне снаряда применяется деформируемый поршень и камера с рабочим газом конической формы <sup>53</sup> (при деформации поршня во время движения его передний конец движется быстрее центра инерции). С той же целью сообщали энергию газу, находящемуся непосредственно за движущимся в стволе снарядом путем последовательного поджигания дуг при помощи электродов, расположенных вдоль ствола <sup>51, 58</sup>.

Для повышения скорости снаряда применялся также способ «дульной струи» <sup>53</sup>, в котором легко деформируемая обойма, наталкиваясь на специальную насадку на конце дула и образуя при этом кумулятивную струю, толкала снаряд, повышая его скорость.

Наибольшая скорость, получаемая в двухступенчатой высококачественной легкогазовой пушке для снаряда весом 1 г достигает  $1,2 \cdot 10^6$  см/с <sup>56, 57</sup>. В этой пушке используется наиболее легкий рабочий газ — водород, неадиабатическое сжатие рабочего газа легким деформируемым поршнем, снаряд помещается в обойму из материала с низким коэффициентом трения о ствол пушки и в пороховой камере развивается максимально возможное давление.

Другие методы повышения скорости эффективны только в пушках низкого качества и не дают максимально возможной скорости, получаемой в высококачественной легкогазовой пушке <sup>53</sup>.

Отметим, что нагрев легкого рабочего газа без сообщения ему тяжелых примесей возможен также при помощи лазерного излучения. Оценки, проведенные автором показали, что при помощи такой «газозащитной пушки» возможно ускорение дейтериевой крупинки диаметром 1 мм до скорости  $10^6$  см/с. При этом при массе газа в рабочей камере, равной пяти массам ускоряемой дейтериевой крупинки, к нему необходимо подвести энергию порядка 10 кдж.

Конструкции легкогазовых пушек, особенности работы с ними, их эффективность и возможности изложены также в обстоятельной монографии <sup>54</sup>.

Итак, в газовых пушках максимально достижимая скорость ограничена скоростью звука рабочего газа  $v \leq v_{s1} \approx 10^4 \sqrt{T/A}$ , которую можно увеличить только увеличивая температуру рабочего газа. Нагрев газа при выделении химической энергии не дает температур выше 3000—4000 К. Нагрев газа при выделении электрической энергии может быть значительней (до 8000—10 000 К), однако тепловое разрушение электродов и стенок камеры увеличивает средний молекулярный вес газов, уменьшая тем самым  $v_{s1}$ . Нагрев газа путем сжатия поршнем, разогнанным дополнительной ступенью — пороховой пушкой, который дает наилучшие результаты, позволяя получать максимальные на сегодняшний день скорости, ограничен максимальным давлением в пороховой камере, приводящим к разрушению пушки. Применение бесконтактного нагрева газа, например, лазерным излучением, не приводящее к увеличению примесей, сильно снизит к. п. д. ускорения из-за малого к. п. д. мощных лазеров. Кроме перечисленных факторов, ограничивающих максимально достижимые ско

рости в легкогазовых пушках, следует указать, что нагрев газа большой плотности до температур выше  $10^4$  К будет приводить как к значительной тепловой эрозии стенок, рабочей камеры и ствола пушки, увеличивая тем самым молекулярный вес рабочего газа и уменьшая срок службы пушки, так и к значительному увеличению тепловых потерь за счет излучения и теплопроводности.

### е) Взрывные ускорители

В этих ускорителях макрочастица ускоряется расширяющимися газами прдетонировавшего взрывчатого вещества (ВВ). Максимальная скорость разлета газов  $v \approx 2v_s/(\gamma - 1)$ , где  $v_s$  — скорость звука в нагретом детонационной волной веществе  $v_s = [\gamma/(\gamma + 1)] D$ , где  $D$  — скорость волны детонации. Для известных в настоящее время взрывчатых веществ  $D \leq 8 \cdot 10^5$  см/с<sup>59</sup>. Этой величиной и ограничены максимальные скорости

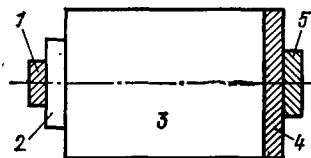


Рис. 4. Схема взрывного ускорителя.

1 — инициатор; 2 — промежуточный детонатор; 3 — заряд ВВ; 4 — амортизатор; 5 — снаряд-макрочастица.

при прямом разгоне макрочастиц продуктами взрыва. Однако возможно ускорение продуктов взрывчатого вещества в кумулятивной струе. Для этого в заряде ВВ делают осесимметричную коническую или цилиндрическую полость. Кумулятивная струя образуется при столкновении симметрично сходящихся к центру продуктов взрыва. Как показывают расчеты и эксперименты<sup>60-64</sup>, скорость газов в кумулятивной струе может быть гораздо больше скорости волны детонации (она возрастает при уменьшении угла конической полости). Однако при этом масса струи уменьшается. Поэтому существует оптимальный угол, при котором кумулятивная струя несет в себе максимальный ускоряющий импульс. При оптимальном угле скорость кумулятивной струи порядка двойной скорости волны детонации.

Типичная схема взрывного ускорителя при прямом разгоне макрочастицы-снаряда продуктами детонации представлена на рис. 4<sup>59</sup>. Из-за большого давления в конденсированном сильно разогретом взрывчатом веществе оно обладает большой разрушающей силой ( $P_B \approx 2 \cdot 10^6$  бар), поэтому между снарядом (5) и ВВ (3) устанавливается амортизатор (4). В настоящее время в таких системах получены скорости до  $9,5 \cdot 10^5$  см/с при массах макрочастицы  $m \approx 0,1-1$  г<sup>65, 66</sup>.

Ускорение кумулятивной струей ВВ проводилось в работах<sup>59-64</sup>. В работе<sup>60</sup> при разгоне нихромовых шариков диаметром 80—100 мкм зарядом весом 200 г были получены скорости до  $1,4 \cdot 10^6$  см/с. Для частиц с размером 1 мм максимальные скорости достигали  $1,0-1,2 \cdot 10^6$  см/с.

Если снабдить коническую полость в заряде ВВ металлической облицовкой, то при взрыве вещество облицовки выбрасывается, образуя либо сплошную кумулятивную струю, либо распадающуюся на лайнеры малого размера, имеющие разные скорости. Как показали расчеты<sup>67, 68</sup> и эксперименты<sup>69, 70</sup>, скорость образуемых таким образом лайнеров может достигать двойной скорости детонации. Она зависит от угла при вершине конуса, и для каждого вещества облицовки существует оптимальный угол, при котором скорость максимальна. Этим методом были достигнуты скорости выше  $1,5 \cdot 10^6$  см/с<sup>71</sup>. Однако в таком методе существует неопределенность в массе лайнера-макрочастицы, которую необходимо измерять во время полета.

Взрывчатые вещества применяются также для сжатия легкого газа в газовых пушках<sup>51</sup>. В таких пушках резервуар с легким газом окружает-

ся взрывчатым веществом. Помимо неудобств, связанных с заменой газового резервуара после каждого выстрела, такой метод не дает выигрыша по сравнению с обычной двухкаскадной газовой пушкой, из-за кратковременности создаваемых ускорений. Наибольшая скорость, достигнутая в газовых пушках такого типа, составляет  $8 \cdot 10^5$  см/с <sup>53</sup>.

В пушке Флэгга и Гласса <sup>72</sup> (рис. 5) полусферический резервуар газовой пушки заполнялся детонирующей смесью  $O_2 + H_2$ . Полусфера была окружена зарядом ВВ. Детонирующая смесь инициировалась со стороны снаряда взрывом небольшой проволоочки. Распространяющаяся от нее полусферическая волна детонации инициировала взрыв ВВ одновременно по всей полусфере. Это приводило к симметричному обжатию газа и высокой степени кумуляции. Снаряд из пластика весом 350 мг и диаметром 8 мм разогнался до скорости  $5,3 \cdot 10^5$  см/с. В одном из ускорителей <sup>53</sup> постепенный разгон снаряда осуществлялся последовательными импульсами от взрыва зарядов ВВ. При этом возникают трудности с синхронизацией подрыва ВВ.

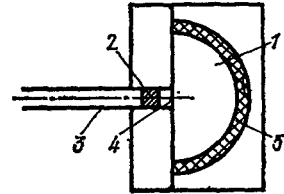


Рис. 5 Пушка Флэгга и Гласса.

1 — камера со смесью  $O_2 + H_2$ ; 2 — макрочастица-снаряд; 3 — ствол; 4 — диафрагма; 5 — заряд ВВ.

Следует также упомянуть об одной возможности повышения скорости лайнеров, ускоряемых зарядом ВВ, предложенной в работе <sup>73</sup>. Пластина (ударник), разогнанная ВВ, ударяется по другой пластине с меньшей плотностью и жесткостью, которая служит буфером, передающим ускорение более тонкой жесткой пластине (мишени). Мишень при этом имеет скорость больше, чем ударник. Этот процесс аналогичен усилению ударных волн в среде с попарно чередующимися слоями с большей и меньшей плотностью <sup>74</sup>. Этим методом в работе <sup>73</sup> удалось повысить скорость мишени в 1,5 раза по отношению к скорости ударника при уменьшении веса мишени в 2 раза по отношению к ударнику.

#### ж) Электротермические ускорители

В предыдущем параграфе мы видели, что сильно нагретое конденсированное вещество, разлетаясь, может ускорять макрочастицы до значительных скоростей. Максимальная скорость разлета нагретых при детонации взрывчатых веществ в конечном итоге определяется химической энергией, выделившейся в результате реакции в объеме химического вещества:

$$V \leq \frac{\sqrt{2v_{s1}}}{\gamma - 1} \approx \frac{\sqrt{2D\gamma}}{\gamma^2 - 1} \approx \frac{2\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \sqrt{2Q(\gamma^2 - 1)},$$

где  $Q \leq 10^{11}$  эрг/г — теплота реакции.

Однако существует еще один метод сильного нагрева конденсированного вещества, а именно — разогрев проводника выделяющимся в нем джоулевым теплом при пропускании электрического тока. Ускорители, использующие для ускорения макрочастиц давление плотной плазмы, возникающей в результате электрического взрыва проводников, называются электротермическими ускорителями. Температура, а следовательно, и максимальная скорость разлетающейся плазмы ограничены мощностью, подводимой к проводнику. Из-за большой плотности высокотемпературной плазмы, образующейся при электрическом взрыве проводника, она излучает как черное тело <sup>75</sup>, поэтому, считая, что основные потери энергии обусловлены излучением, приравняем электрическую

мощность, выделяемую в проводнике ( $W_0 = J^2 R$ , где  $J$  — ток, протекающий через проводник с сопротивлением  $R$ ) мощности, излучаемой  $W_{\text{чт}} = \Sigma T^4 S$ , где  $\Sigma = 5,7 \cdot 10^{-5}$  эрг/см<sup>2</sup> град — постоянная Стефана — Больцмана,  $S$  — площадь излучающей поверхности. Получим  $T_{\text{max}} \approx \left(\frac{W_0}{\Sigma S}\right)^{1/4}$ , и максимальная скорость звука в плазме

$$v_s \approx \frac{10^4}{\sqrt{A}} \sqrt{T} \approx \frac{3,4 \cdot 10^4}{\sqrt{A}} \left(\frac{W_0}{S}\right)^{1/8}. \quad (17)$$

Существующие в настоящее время конденсаторные накопители энергии <sup>76</sup> позволяют выделять энергию  $Q \approx 10$  МДж за время  $\approx 10^{-8}$  с, поэтому максимальная мощность  $W_0 \approx 10^{14}$  Вт  $\approx 10^{21}$  эрг/с, и максимальная скорость звука в плазме при  $S = 1$  см<sup>2</sup>

$$v_s \leq \frac{1,4 \cdot 10^7}{\sqrt{A_0}}. \quad (18)$$

Для наиболее легких металлов (Li) эта скорость может достигать  $(3-5) \cdot 10^6$  см/с. В качестве взрывающихся проводников применяются проволоки или фольги <sup>76-81</sup>.

В работах <sup>77, 78</sup> для ускорения майларовых пленок толщиной 0,1—0,01 мм использовалось давление взрыва фольг из Al. Максимальные скорости достигали  $5 \cdot 10^5$  см/с для наиболее тонких майларовых пленок.

Эффективность передачи кинетической энергии из электрической достигала 10—30% и незначительно уменьшалась с уменьшением толщины пленки (увеличением скорости).

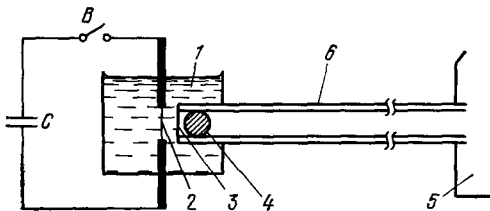


Рис. 6. Электротермический ускоритель. 1 — сосуд с водой; 2 — проволока; 3 — диафрагма; 4 — вакуумная камера; 5 — вакуумная камера; 6 — стеклянная трубочка (ствол).

После взрыва проволоки горячая плазма прорывала майларовую диафрагму 3, которой вначале был закрыт конец трубочки, и, устремляясь в трубочку, толкала снаряд, расположенный сразу за диафрагмой. Инерция и малая сжимаемость воды не позволяла газам разлетаться во все стороны, поэтому почти вся масса газа устремлялась в трубочку. Этим достигалась высокая эффективность пушки. Для стеклянных шариков массой 1,1 мг были получены максимальные скорости —  $3,0 \cdot 10^6$  см/с. Эффективность пушки достигала 5—10%.

Таким образом, при взрыве проводников максимальные скорости расширения продуктов взрыва значительно выше, чем скорости продуктов взрыва ВВ, поэтому при прямом методе ускорения электротермической пушкой максимальные достигнутые скорости снарядов в 3 раза превышают скорости снарядов, разогнанных ВВ, и в 2 раза скорости снарядов, разогнанных кумулятивной струей ВВ. К сожалению, автору не известны работы по кумулятивному ускорению плазменного сгустка, образованного при электрическом взрыве проводников. Однако существуют другие методы ускорения плазмы до больших скоростей, которые будут рассмотрены в следующем разделе.



## з) Ускорение потоком плазмы или газа

В настоящее время существует большое количество методов получения сверхзвуковых потоков газа или плазмы<sup>82-102</sup>. Некоторые из них применяются для ускорения макрочастиц.

Если макрочастицу поместить в струю газа или плазмы, то на нее будет действовать сила  $F \approx S\alpha\rho_{\text{п}}(v_{\text{п}} - V)^2/2$ , где  $v_{\text{п}}$  — скорость плазменного потока,  $\rho_{\text{п}}$  — его плотность,  $S$  — максимальная площадь сечения крупинки поперек потока и  $\alpha \approx 1$  — коэффициент увлечения, зависящий от формы макрочастицы. Из этой формулы видно, что максимальная скорость крупинки при ускорении плазменным потоком равна скорости самого плазменного потока.

Считая, что сферическая крупинка радиусом  $r_0$  ускоряется в импульсном газовом потоке в течение времени  $\tau$ , найдем ее скорость после ускорения

$$V = \frac{F\tau}{m} \approx \tau \frac{\rho_{\text{п}}v_{\text{п}}^2}{2} (4\pi r_0)^{-1}. \quad (19)$$

В этой формуле мы предположили, что  $v_{\text{п}} \gg V$ . Таким образом, скорость крупинки будет тем выше, чем выше плотность импульса  $\rho_{\text{п}}v_{\text{п}}^2\tau/2$  плазменного потока. Эта величина является наиболее существенной при определении эффективности импульсного плазменного потока при ускорении макрочастиц. Несмотря на то, что скорости плазменных потоков, получаемые в настоящее время, достигают  $10^8$  см/с, скорости крупинок, разогнанных таким методом, насколько известно автору, не превышают  $4 \cdot 10^6$  см/с<sup>80</sup>. Это связано с малой плотностью импульса существующих импульсных плазменных потоков. В любом случае максимальная достижимая скорость при ускорении плазменным потоком равна меньшей из двух величин:

$$v_{\text{max}} = \min \left\{ \begin{array}{l} \tau \frac{\rho_{\text{п}}v_{\text{п}}^2}{2} (4\pi r_0)^{-1}, \\ v_{\text{п}}. \end{array} \right. \quad (20)$$

В табл. I перечислены характеристики высокоскоростных плазменных потоков, получаемых современными методами.

Следует отметить, что при неупругих столкновениях частиц плазмы с ускоряемым телом скорость передачи кинетической энергии телу сравнима со скоростью передачи тепловой энергии<sup>43</sup>, что может приводить как к дополнительному реактивному ускорению при абляции тела, так и к нежелательному явлению — изменению массы тела при ускорении, а иногда и к полному испарению. Вопрос о том, в каких случаях реактивное ускорение становится сравнимым с газокинетическим или превышает его, будет обсуждаться в следующем разделе.

Эксперименты по ускорению стеклянных шариков диаметром 35 мкм описаны в работе<sup>90</sup>. В этой работе водородная плазма, нагреваемая электрическим разрядом, расширялась через сопло Лавала. Максимальные скорости шариков достигали  $3 \cdot 10^6$  см/с. Малая плотность плазмы не позволяла ускорять более крупные макрочастицы.

В работе<sup>91</sup> плазма, получаемая при взрыве тонкой фольги, ускорялась в рельсовом ускорителе. Максимальные скорости шариков из пирекса диаметром 0,15 мм, ускоряемых этой плазмой, достигали  $1,6 \cdot 10^6$  см/с.

В работе<sup>92</sup> для повышения плотности плазмы, получаемой при взрыве фольги и ускоряемой в коаксиальном ускорителе, применялся электродинамический компрессор. При ускорении этой пушкой стеклянных шариков диаметром 125 мкм были получены скорости до  $1,5 \cdot 10^6$  см/с.

Таблица I

## Характеристики плазменных пушек

628

Тип ускорителя	$v_{п}, \text{ см/с}$	$\rho_{п}, \text{ г/см}^3$	$\tau, \text{ мкс}$	$P_{д}, \text{ дин/см}^2$	$P_{р}, \text{ дин/см}^2$	$V_{\text{max}}, \text{ теория}$	$V_{\text{max}}, \text{ эксперимент}$	$\eta, \% \text{ эффективности}$
Коаксиальный ускоритель, заполняемый газом или плазмой взорванной фольги <sup>83,100</sup>	$10^7-10^8$	$10^{-12}-10^{-10}$	$\approx 10$	$10^2-10^6$	$10^3-10^8$	$10^5 \text{ см/с}$ при $r_0=0,1 \text{ см}$ , $\rho_0=0,1 \text{ г/см}^3$	—	$\approx 0,5$
Коаксиальный ускоритель с магнитной компрессией <sup>92,93</sup>	$10^6-10^7$	$10^{-8}-10^{-7}$	$\approx 100$	$5 \cdot 10^3-5 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^{-4}-3,6 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ при $r_0=0,1 \text{ см}$ , $\rho_0=0,1 \text{ г/см}^3$	$1,5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ при $d=125 \text{ мкм}$	$\approx 0,1$
Рельсотрон <sup>82,91</sup>	$3 \cdot 10^7$	$\approx 10^{-9}$	$\approx 100$	$\approx 10^5$	$3 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^3 \text{ см/с}$ при $r_0=\rho_0=0,1$	$1,6 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ при $d=150 \text{ мкм}$ , стекло	—
Кумулятивная газовая струя <sup>85,86</sup>	$\approx 10^7$	$\approx 10^{-12}$	$\approx 1$	$\approx 10^2$	$3 \cdot 10^2$	—	—	—
Титановый ускоритель <sup>94</sup>	$\approx 10^8$	$\approx 10^{-10}$	$\approx 10$	$\approx 10^6$	$10^8$	$10^5 \text{ см/с}$ при $r_0=0,1 \text{ см}$ ; $\rho_0=0,1 \text{ г/см}^3$	—	—
Ускоритель Войтенко <sup>87-89</sup>	$\approx 10^7$	$\approx 10^{-6}$	$\approx 1$	$5 \cdot 10^7$	$1,5 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^4$ при $\rho_0=0,1 \text{ г/см}^3$ , $r_0=0,1 \text{ см}$	—	—
Сопло Лаваля <sup>90</sup>	$\approx 3 \cdot 10^6$	—	—	—	—	—	$3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ при $\rho_0=6 \text{ г/см}^3$ , $r_0=35 \text{ мкм}$	—
Дефлаграционный ускоритель <sup>95</sup>	$\approx 10^8$	$\approx 10^{-10}$	$\approx 50$	$\approx 10^6$	70 атм (теория) 60-80 атм (эксперимент)	$4 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ при $r_0=0,1 \text{ см}$	—	$\approx 0,5$

В работе <sup>93</sup> описан двухкаскадный ускоритель, первым каскадом которого была легкогазовая пушка, а вторым — коаксиальный ускоритель с электродинамическим компрессором. В этой работе стеклянные шарики диаметром 0,6 мм удалось ускорить до  $2 \cdot 10^6$  см/с.

За последние годы выполнено также несколько экспериментальных работ для проверки возможности применения метода ускорения потоком газа или плазмы хрупких дейтериевых крупинок.

В сочетании с методом получения крупинок из жидкой водородной струи таким методом в работе <sup>101</sup> были получены скорости крупинок диаметром 210 мкм порядка  $10^4$  см/с при частоте вбрасывания  $2,6 \cdot 10^4$  с<sup>-1</sup>. Для получения скорости крупинок  $\approx 10^6$  см/с при газодинамическом давлении  $\rho_n v_n^2 / 2 \leq P_{пр}$  и скорости газового потока  $v_n \approx 10^6$  см/с (слишком большие скорости потока будут приводить к абляции крупинок) необходима струя газа с плотностью  $\rho_n \approx 10^{-5}$  г/см<sup>3</sup>. При этом длительность и длина ускорения будут порядка минимальных неразрушающих ( $10^{-3}$  с, 5 м соответственно). Возможность получения газовых струй с такими свойствами требует специального рассмотрения. Отметим также, что помимо проблемы получения газовой струи возникает также проблема отсечки ее, чтобы не внести примеси в реактор.

Экспериментальное исследование возможности ускорения дейтериевых крупинок при помощи коаксиальной плазменной пушки, наполняемой водородом, было проведено в работе <sup>102</sup>. Шарики из стекла диаметром 1 мм ускорялись до скорости  $3 \cdot 10^3$  см/с. В этой же работе предлагалось для получения более высоких скоростей использовать более высокоскоростные плазменные пушки, чтобы дополнительному ускорению способствовала реактивная струя при абляции крупинок.

#### в) Абляционные ускорители

При сильном нагреве части тела она, разлетаясь с большой скоростью в одну сторону, толкает неиспарившуюся часть тела в противоположную сторону за счет реактивного импульса отдачи. Ускорители макрочастиц, действующие на этом принципе, носят название абляционных ускорителей <sup>4</sup>. Методы нагрева могут быть различными: абляция электромагнитным излучением <sup>4</sup>, электронным пучком <sup>4</sup>, <sup>103</sup>, пучком протонов <sup>104</sup>, сверхзвуковым потоком газа или плазмы <sup>105</sup> или индукционными токами <sup>38</sup>.

Скорость макрочастицы можно определить, используя общеизвестную формулу Циолковского:

$$V = v_p \ln \frac{M_1}{M_2}, \quad (21)$$

где  $M_1$  — начальная масса макрочастицы,  $M_2$  — ее конечная масса,  $v_p$  — скорость реактивной струи. В отличие от обычного реактивного ускорения при абляционном ускорении источник нагрева находится вне ускоряемого тела.

Из закона сохранения потока энергии, записанного в виде <sup>106</sup>

$$W = \frac{dM}{dt} \left( \Lambda + \frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1} v_p^2 \right)$$

(здесь  $W$  — поглощенная часть мощности падающего потока энергии,  $dM/dt$  — скорость испарения крупинок,  $\Lambda$  — теплота сублимации) видно, что падающий поток энергии расходуется на сублимацию материала крупинок и ускорение и нагрев паров. Проведенное в работах <sup>15</sup>, <sup>106</sup> исследо-

вание эффективности  $\eta$  абляционного ускорения

$$\eta = \frac{M_2 (V^2/2)}{(M_1 - M_2) \{[\gamma^2/(\gamma^2 - 1) v_p^2] + \Lambda\}} \approx \left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right) \frac{M_2 \ln^2 (M_1/M_2)}{M_1 - M_2},$$

показало, что при ускорении крупинки до скорости  $V \geq \sqrt{2\Lambda}$  эффективность максимальна при  $V \approx v_p$ :  $\eta \approx (1 - \gamma^{-2}) \cdot 0,64$ ; при этом  $M_1/M_2 \approx 2,5$ .

Максимальная эффективность в этом случае отличается множителем  $(1 - \gamma^{-2})$  от максимальной эффективности при реактивном ускорении. Надо отметить, что эта формула получена без учета излучения паров реактивной струи. Однако недавние работы <sup>104, 107</sup> показали, что в излучение может переходить до 50% вложенной энергии, так что эффективность  $\approx$  в 2 раза ниже, чем по указанной формуле. Если же крупинка ускоряется до скорости  $V \leq \sqrt{2\Lambda}$ , то эффективность  $\eta$  максимальна при  $v_p \approx \sqrt{2\Lambda} (\gamma^2 - 1)/\gamma^2$ , при этом  $\eta \approx \Delta M/M_1 \approx V/v_p \approx V/\sqrt{2\Lambda} \rightarrow 0$  при  $V \rightarrow 0$ . В последнем случае не выгодно испарять большую массу крупинки при  $v_p \approx V < \sqrt{2\Lambda}$ , так как основная энергия при этом будет тратиться на сублимацию вещества.

Реактивное давление  $P_p$ , действующее на крупинку,

$$P_p = \rho_p u v_p = v_p I \left[ \Lambda + \left( \frac{\gamma v_p^2}{\gamma^2 - 1} \right) \frac{v_p^2}{2} \right]^{-1}, \quad (22)$$

где  $u$  — скорость волны испарения,  $I = W/S$  — интенсивность падающего потока мощности ( $I = \rho_n v_n^2$  для случая облучения частицами, обладающими конечной массой и  $I = E^2 c/4\pi$  для случая облучения электромагнитным излучением, где  $v_n$  — скорость и  $\rho_n$  — плотность набегающего потока).

Если отношение реактивного давления к динамическому ( $P_d \approx I/v_n$ )

$$\frac{P_p}{P_d} = \frac{v_p v_n}{\Lambda + [\gamma^2/(\gamma^2 - 1)] (v_p^2/2)} \gg 1,$$

то при ускорении макрочастицы основную роль будет играть реактивное давление. Для того, чтобы выяснить, в каких случаях это неравенство будет иметь место, необходимо связать скорость реактивной струи с параметрами набегающего потока.

Случай воздействия электромагнитного излучения был неоднократно рассмотрен теоретически <sup>4, 108, 109</sup>. В частности, было показано, что отношение  $P_p/P_d \approx v_n/v_p = c/v_p \gg 1$ , поэтому абляционное давление будет всегда гораздо больше светового, а скорость реактивной струи  $v_p \approx (I/\rho_c)^{1/3}$ ,  $\rho_p \approx \rho_c$ , где  $\rho_c \approx 2 \cdot 10^{-11} A/z\lambda^2$  — критическая плотность плазмы для длины волны  $\lambda$  лазерного излучения. Например, для случая облучения водородной крупинки излучением  $\text{CO}_2$  лазера с  $\lambda \approx 10,6$  мкм и с интенсивностью  $I \approx 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>, легко достижимой современными методами, получим  $v_p \approx 10^8$  см/с.

Процессы взаимодействия с твердыми мишенями сверхзвуковых потоков плазмы или скомпенсированного пучка ионов менее изучены. Отметим, что по-видимому, эти процессы будут аналогичны, так как энергия, переносимая ионами в сверхзвуковых потоках плазмы, гораздо выше энергии, переносимой электронами, и воздействие на мишень последних можно не учитывать. Одномерная модель нагрева Al, мишени протонами рассматривалась в работе <sup>104</sup>. В работе <sup>110</sup> были проведены оценки абляционного давления плазменного потока на поверхность дейтериевой крупинки и было предложено применить его для ускорения крупинок дейтерия до скорости  $10^8$  см/с с целью инжекции в реакторы.

Для вычисления абляционного давления плазменного потока автор воспользовался моделью, предложенной в работе <sup>108</sup> для случая облучения

лазерным излучением. Предполагалось, что набегающий поток плазмы водородный (или пучок протонов), а также, что ускоряемая макрочастица — крупинка водорода.

Для глубины проникновения протонов в слабоионизованную водородную плазму была взята приближенная формула<sup>111</sup>

$$l_p(\text{см}) \approx \frac{4,5 \cdot 10^{-1} E^{2/3}}{\rho},$$

где  $E$  (эрг) — энергия протонов.

Область параметров плазменного потока, для которых давление реактивной струи превышает газодинамическое, заштрихована на графике ( $n_p, v_p$ ) (рис. 7).

Скорость реактивной струи можно приближенно оценить по формуле  $v_p \approx 3 \cdot 10^{-3} v_p^{5/3} n_p^{1/3} r_0^{1/3}$  (см/с), а ее плотность  $\rho_p \approx 5 \cdot 10^{-17} v_p^{4/3} / r_0$  (г/см<sup>3</sup>).

Например, для случая дефлаграционной водородной пушки<sup>95</sup>  $n_p = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>;  $v_p = 10^8$  см/с,  $\rho_p = 2 \times 10^{-7}$  г/см<sup>3</sup>;  $v_p = 2 \cdot 10^8$  см/с;  $P_p \approx 10^6$  дин/см<sup>2</sup>  $\approx 1$  атм;  $P_p \approx 70$  атм. Экспериментальное значение давления потока на твердую мишень, измеренное в работе<sup>95</sup>, составляет 60 атм. Температура плазмы реактивной струи  $T_p \approx 10^{-3} v_p^2 / \gamma \approx 10^4$  К, то есть плазма слабоионизована и использование формулы<sup>111</sup> для глубины поглощения правомерно. Абляционные давления, вызываемые при воздействии различных плазменных пучков на твердые мишени, приведены в табл. I.

Укажем на ограничение применимости изложенной модели, связанное с большой глубиной проникновения энергичных протонов в ускоряемую крупинку. Из условия  $l_p \ll \ll r_0$  получим  $v_p \ll 3 \cdot 10^{10}$  см/с  $\approx c$ .

Аналогичные вычисления были сделаны для случая облучения водородной крупинки пучком электронов.

При этом предполагалась классическая глубина проникновения электронов в плазму ( $l_e(\text{см}) \approx 2,4 \cdot 10^{12} E^2 / \rho$ , где  $E$  (эрг) — энергия электронов), а также не учитывались коллективные эффекты<sup>112</sup> и возможность зарядки крупинки<sup>43</sup>.

Из условия, что глубина проникновения электронов в конденсированное вещество крупинки много меньше размера крупинки  $l_e(\rho = \rho_0) \ll r_0$  получим для скорости электронов  $v_e \ll 4,2 \cdot 10^9$  см/с (энергия электронов  $E \ll 10$  кэВ).

Отношение реактивного давления к динамическому  $P_p/P_d \approx 10^{-5} n_e^{1/2} v_e^{4/3} / r_0^{1/3} \gg 1$  для всех интересных для рассмотрения случаев. Скорость реактивной струи можно приблизительно оценить по формуле  $v_p \approx 2 \cdot 10^4 n_e^{1/3} v_e^{-1/3} r_0^{1/3}$  а ее плотность  $\rho_p \approx 10^{-40} v_e^4 / r_0$ .

Отметим, что для вакуумного пучка электронов существует ограничение на максимально достижимое абляционное давление, связанное с пре-

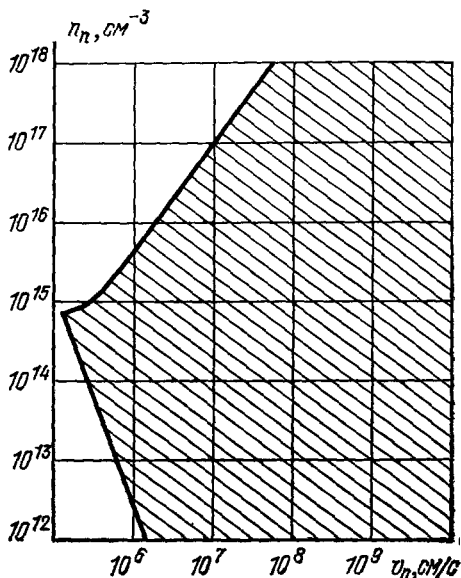


Рис. 7. Область параметров плазменной струи  $n_p, v_p$  (заштрихована), в которой необходимо учитывать абляционное давление.

дельным вакуумным током <sup>44</sup>:  $J = \pi r_p^2 n_e e v_e \leq J_{\text{пр}}$  откуда для случая нерелятивистского пучка  $n_e \leq m_e v_e^2 / \pi r_p^2 e^2$ ,  $n_{e, \text{max}} \approx 2 \cdot 10^{-7} v_e^2 \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  при  $r_p = r_0$ . Максимальное давление на крупинку  $P_{\text{max}} = P_p (n_{e, \text{max}}, v_{e, \text{max}}) = 2,3 \text{ атм.}$  при этом  $\rho \approx 6 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$  и  $v_p \approx 4 \cdot 10^5 \text{ см/с.}$

Оценим максимальные возможности лазера и потока плазмы при абляционном ускорении.

Если предполагать, что ускорение происходит в оптимальном режиме, так что  $V \approx v_p$  и  $M_1/M_2 \approx 2,5$ , то нетрудно найти, что

$$V_{\text{max}} \leq \frac{Q^{1/2}}{r_0^3/2\rho_0^{1/2}} \left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right)^{1/2}, \quad (22')$$

где  $Q$  — поглощенная часть падающей на крупинку энергии.

Для современных мощных лазеров  $Q \leq 10^5 \text{ Дж} = 10^{12} \text{ эрг.}$  Поэтому для  $r_0 = 0,1 \text{ см, } \rho_0 \approx 1 \text{ г/см}^3$  получим  $V_{\text{max}} \leq 30 \sqrt{Q} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ см/с.}$  Для сохранения целостности крупинки необходимо ускорять ее при давлениях не превышающих разрушающего. Этого можно достигнуть не снижая эффективности ускорения, увеличивая длину волны лазера, при этом при той же скорости реактивной струи уменьшается ее плотность ( $\rho_p \sim 1/\lambda^2$ ), а следовательно, и давление на мишень  $P_p \sim \rho_p v_p^2 \sim 1/\lambda^2$ . Однако, при этом необходимо увеличивать время ускорения ( $\tau \sim \lambda^2$ ).

При абляционном ускорении плазменной пушкой принципиально максимально достижимая скорость равна скорости плазменного потока, однако для того, чтобы масса крупинки изменилась незначительно во время ускорения, необходимо, чтобы  $V \leq v_p$ , где  $v_p$  — скорость реактивной струи. Например, для наиболее мощных из современных пушек <sup>95</sup> ( $v_p \approx 10^8 \text{ см/с, } n_p \approx 10^{14}$ ) для  $r_0 = 0,1 \text{ см}$  получим  $v_p \approx 2 \cdot 10^6 \text{ см/с.}$  При скорости  $V = 10^7 \text{ см/с}$  масса крупинки уменьшится в 150 раз. Реально, однако, даже скорости  $V \approx v_p$  не достижимы из-за малой длительности импульсов плазменных пушек. Например, для случая ускорения дейтериевой крупинки упомянутой пушкой при  $\rho_0 = 10^{-1}$ ,  $r_0 = 10^{-1}$ ,  $\tau = 4 \cdot 10^{-5} \text{ с,}$  получим  $V \approx 4 \cdot 10^6 \text{ см/с.}$

К настоящему времени наибольшее количество экспериментальных работ выполнено по светореактивному ускорению. В работах <sup>4, 41</sup> было показано, что давление реактивной струи в  $c/v_p$  раз превышает световое давление, и было предложено использовать его для получения гиперскоростей. Первые экспериментальные результаты по ускорению макронов лазерным излучением были опубликованы в 1967 г <sup>113, 114</sup>; в них сообщалось о получении скоростей частиц, достигающих  $10^6 - 3 \cdot 10^6 \text{ см/с.}$

В недавней работе <sup>115</sup> сообщалось о достижении при светореактивном ускорении полиэтиленовой фольги толщиной 15 мкм скорости  $5,1 \cdot 10^6 \text{ см/с,}$  которая была получена при плотности светового потока неодимового лазера  $I \approx 10^{13} \text{ Вт/см}^2$  с эффективностью преобразования световой энергии в кинетическую порядка 6,6%. Работы <sup>15, 116</sup> были направлены на выяснение оптимальных условий светореактивного ускорения.

Эксперименты <sup>116</sup> по ускорению дейтериевых цилиндров диаметром 300 мкм излучением  $\text{CO}_2$  лазера с энергией 0,5 кДж и длительностью импульса 50 нсек показали, что дейтериевая крупинка распадается на осколки, летящие в конусе с углом  $\approx 60^\circ$ , хотя скорости осколков достигали  $8 \cdot 10^6 \text{ см/с.}$

Чтобы разрушения не происходило, необходимо уменьшать интенсивность облучения, однако при этом увеличиваются длина и время ускорения и возникают проблемы получения длительного мощного воздействия и попадания всего лазерного излучения на крупинку на пути ускорения.

Для разрешения этих проблем в работе <sup>117</sup> было предложено использовать обнаруженное явление поперечной волны генерации твердотельного лазера для получения мощного затухнутого гигантского импульса и движения фокуса луча. В работе <sup>118</sup> обсуждались возможности этого метода и обнаружено движение фокуса при использовании линзы со сферической аберрацией. В работе <sup>119</sup> движение фокуса было использовано для повышения эффективности ускорения и получены скорости для частиц массой  $3 \cdot 10^{-4}$  г, достигающие  $3,5 \cdot 10^5$  см/с при энергетическом вкладе  $\approx 130$  Дж.

Воздействие пучка электронов с интенсивностью  $5 \cdot 10^8 - 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>, сфокусированного на твердые мишени из различных материалов, было исследовано в работе <sup>108</sup>. Энергия электронов в пучке составляла 60—100 кэВ, ток пучка  $I \approx 40$  кА, длительность импульса 0,2—1,5 мкс, плотность энергии в фокусе 110—260 Дж/см<sup>2</sup>. При этом удельные импульсы отдачи достигали 10 дин·с/Дж, что одного порядка с импульсами отдачи, получаемыми при тех же плотностях потока при воздействии излучения неодимового лазера. Оцененная авторами часть энергии, уходящая в кинетическую энергию паров, составила 20%. При этом выброшенные массы  $(20-200) \cdot 10^{-2}$  г/Дж и давление на мишень  $P \approx 10^3 - 5 \cdot 10^3$  атм. Эти цифры показывают, что воздействие электронных пучков аналогично воздействию лазерных пучков той же интенсивности и возможно их применение для реактивного ускорения макрочастиц. При этом, учитывая, что КПД электронных пучков выше лазерных, в некоторых случаях использование электронных пучков предпочтительней.

В недавней работе <sup>120</sup> сообщалось об ускорении при использовании пучка электронов полиэтиленовой пленки толщиной 10 мкм до скоростей  $(5-7) \cdot 10^6$  см/с. Однако, при этом использовалось не прямое воздействие пучка на полиэтиленовую пленку, а излучение и расширение сильно нагретой пучком золотой фольги толщиной 5 мкм.

Аблирующие свойства высокоскоростных плазменных струй исследованы в работах <sup>105</sup>, <sup>121</sup>. В работе <sup>105</sup> при сравнении воздействия свободной генерации неодимового лазера и плазменного потока той же интенсивности показано, что при  $I \approx 10^5 - 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> воздействие плазменных потоков аналогично воздействию светового излучения. На абляцию крупнок, ускоряемых плазменными потоками, указывали авторы многих экспериментальных работ <sup>91</sup>, <sup>92</sup>, однако, насколько известно, исследование влияния абляционного давления при ускорении не проводилось.

Применение наведенных на проводящую макрочастицу токов Фуко для взрыва части ее с целью реактивного ускорения оставшейся части рассмотрено в работе <sup>38</sup>. В этой работе показано, что при использовании магнитного поля  $B \approx 10^7$  Гс возможно ускорение проводящей крупинки с конечным размером  $r_0 \approx 10^{-1}$  см до скорости  $V \approx 10^8$  см/с на длине 10 см. Автор этой работы не учитывает возможности механического разрушения крупинки при ускорении. Экспериментальные работы по реактивному ускорению с использованием энергии токов Фуко для абляции автору не известны.

### 3. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ УТС

#### а) Ускорение для подпитки термоядерных реакторов

Из изложенного ясно, что получение скоростей  $10^5$  см/с для дейтериевых крупинок по-видимому не представит больших технических трудностей. Авторы работы <sup>19</sup> уже сообщали о достижении такой скорости в пневматической пушке. Усовершенствование методов ротационного уско-

Таблица II

Возможные методы ускорения с целью подпитки термоядерного реактора (для дейтериевых крупинки с диаметром 1 мм при скорости  $\approx 10^8$  см/с)

Метод	Эффективность	Ограничения на возможность осуществления	Эксперимент
1. Двухступенчатая легкогазовая пушка	$\eta \approx \frac{5 \cdot 10^9}{v^2} \approx 5 \cdot 10^{-3}$ <sup>54</sup>	1. Большие давления рабочего газа 2. Трудно осуществить высокую частоту вбрасывания	—
2. Газолазерная пушка	$\eta \approx 5 \cdot 10^{-3} \eta_{\text{л}}$ , где $\eta_{\text{л}}$ — эффективность лазера	1. Большие давления рабочего газа 2. Осуществление прозрачной для излучения не разрушающейся рабочей камеры	—
3. Упругое рассеяние электронного пучка	$\eta \approx 1$	1. Необходимо осуществить большую длительность импульса при высокой энергии электронов	—
4. Газодинамическое увлечение	$\eta \approx 0,01 - 0,1$ , непрерывная мощность 1 МВт/см <sup>2</sup>	1. Необходимость создания стационарного потока газа с $v_{\text{п}} \approx 10^8$ см/с, $n_{\text{п}} \approx 10^{19}$ см <sup>-3</sup>	$V \approx 10^4$ см/с при $d \approx 210$ мкм <sup>101</sup>
5. Абляция плазменным потоком	$\eta \approx 10^3 - 10^{-1}$	1. Необходимость создания пушки с параметрами: $n_{\text{п}} \approx 10^{14}$ см <sup>-3</sup> , $v_{\text{п}} \sim 10^8$ см/с, $\tau \approx 1$ мкс	—
6. Ускорение составной крупинки дейтерий-магнит или дейтерий — сверхпроводник	$\eta \approx 10^{-1} - 10^{-2}$	1. Отсев вспомогательной крупинки 2. Синхронизация движения крупинки и магнитного поля	—
7. Ускорение составной крупинки абляцией лазерным излучением	$\eta \leq 0,01 \eta_{\text{л}}$ , где $\eta_{\text{л}}$ — эффективность лазера	1. Трудно осуществить большую частоту вбрасывания 2. Необходимость отсечки плазмы с большим атомным весом $A$	$V = 3,5 \cdot 10^5$ см/с, при $m \approx 3 \cdot 10^{-4}$ г, Ni <sup>119</sup>



рения и газодинамического увлечения позволит по-видимому достичь в ближайшем будущем скорости  $10^5$  см/с при большой частоте вбрасывания. Гораздо труднее получить для дейтериевых крупинок скорость  $10^6$  см/с. В настоящее время такая скорость получена лишь для осколков водородной крупинки, ускоряемой лазерным излучением<sup>116</sup>. В связи с этим необходимы скорейшие эксперименты для уточнения параметров ускоряемых макрочастиц (скорость, размер, частота вбрасывания).

В табл. II перечислены наиболее перспективные методы ускорения дейтериевых крупинок до скорости  $10^6$  см/с. Взрывные и электротермические методы в таблицу не включены, так как они вызывают большие кратковременные нагрузки на ускоряемое тело и поэтому не применимы для ускорения хрупких дейтериевых крупинок. В таблице учтено также, что возможно ускорение магнитными методами при использовании составной крупинки. По-видимому, при абляционном ускорении лазерным излучением также придется применять составную крупинку с защитным слоем, подвергаемым облучению. Дело в том, что дейтериевая крупинка прозрачна для излучения, генерируемого современными мощными лазерами при интенсивностях, не вызывающих пробой на ее поверхности, а интенсивность излучения достаточная для пробоя вызывает давление реактивной струи на ее поверхность значительно выше разрушающего.

Можно сделать следующие выводы. Наиболее многообещающим методом, с точки зрения эффективности, является метод ускорения заряженной крупинки упруго рассеивающимся на ней электронным пучком, однако на пути осуществления этого метода, по видимому, лежат большие технические трудности, которые нельзя заранее предвидеть, так как никаких экспериментов не было. Наиболее удобным был бы метод газодинамического увлечения, так как сочетание с ним метода дробления жидкой струи для получения дейтериевых крупинок<sup>101</sup> позволило бы избавиться от проблемы высокой частоты вбрасывания.

Наиболее хорошо изучены экспериментально легкогазовая пушка и лазерный абляционный метод, однако помимо малой эффективности этих методов на пути применения их стоит еще много сложных технических задач. Для осуществления абляции плазменным потоком необходима пушка с большой длительностью импульса.

#### б) Ускорение для получения термоядерного микровзрыва

Принципиально возможные методы получения скоростей  $10^8$  см/с приведены в табл. III.

При ускорении линейным электростатическим ускорителем и бегущим магнитным полем сверхпроводящей крупинки необходимая длина ускорения ( $\approx 100$  км) чрезвычайно велика. Не намного улучшает положение и применение специальных ударников и мишеней<sup>12, 13</sup>, позволяющих ограничиться скоростями  $\approx 10^7$  см/с при размере макрочастиц на порядок или два больше (длина ускорения  $\approx 1 - 10$  км при значительном увеличении вкладываемой энергии). Большие надежды возлагаются на создание новых типов сверхпроводников<sup>122</sup>, выдерживающих большие токи и магнитные поля, чем существующие в настоящее время, а также на прогресс в области мегагауссной техники. Из абляционных методов ускорения, по-видимому, наилучшие результаты может дать лазерный абляционный метод, так как скорости реактивных струй при облучении пучком электронов и потоком плазмы невелики (см. гл. 2, п. и). Однако энергия, необходимая для ускорения  $Q \approx \int mV^2/2\eta \approx 0,5$  Мдж/ $\eta \approx 1$  Мдж даже при макси-

Таблица III

Методы ускорения для получения термоядерного микровзрыва

Метод	Ожидаемые затраты энергии (эффективность)	Эксперимент	Недостатки
1. Ускорение сверхпроводящей крупинки движущимся магнитным полем	Эффективность может быть велика	—	Большая длина ускорителя, необходима разработка новых сверхпроводников
2. Упругое рассеяние пучка заряженных микрочастиц на одноименно заряженном макроне	Эффективность может быть велика	—	Необходима разработка источников заряженных микрочастиц большой длительности импульса $\approx 10^{-4}$ с и энергии $\approx 5$ МДж
3. Абляционный метод	Эффективность $\eta \leq 0,2 \eta_{\text{и}}$ , где $\eta_{\text{и}}$ — эффективность источника облучения	$10^7$ см/с, 10—15 мкм, лазер, электронный пучок	Мала эффективность, нет достаточно энергичных источников

мальной эффективности ускорения ( $\eta \sim 0,5$ ), не доступна для современных импульсных лазеров.

Для осуществления метода упругого рассеяния пучка заряженных микрочастиц на одноименно заряженном макроне необходима разработка электронных и ионных пучков с большой длительностью импульса ( $\approx 10^{-4}$  с) и энергией ( $\approx 5$  МДж).

Существует еще одна возможность достижения необходимых параметров макрочастицы — ускорение большого количества очень мелких частиц с последующим образованием конденсата<sup>38</sup>. Возможность электростатического ускорения облака пыли с последующей конденсацией была рассмотрена в работах<sup>3, 38</sup>. Для того, чтобы потенциал, создаваемый частицами облака, был значительно меньше ускоряющего напряжения, как показано в работе<sup>38</sup>, размер облака пыли должен превышать 300 м.

Хотя достигнутые в настоящее время параметры ускоряемых макрочастиц не вызывают особого оптимизма, тем не менее проведенный анализ известных методов ускорения показывает, что они еще далеко себя не исчерпали.

Интенсивное развитие техники мощных электронных и ионных пучков, плазменных ускорителей, лазерной и мегагауссовой техники, а также прогресс в создании новых типов сверхпроводников могут сделать перспективным это направление в управляемом термоядерном синтезе.

Автор выражает благодарность Г. А. Аскарьяну за полезные обсуждения работы, а также М. С. Рабиновичу и А. А. Рухадзе за полезные замечания.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Gralnik S. L.— Nucl. Fusion, 1973, v. 13, p. 703.
2. Harrison E. R.— Phys. Rev. Lett., 1963, v. 11, p. 535.
3. Winterberg F.— Zs. Naturforsch., 1964, Bd. 19a, S. 231.
4. Аскарьян Г. А., Мороз Е. М.— ЖЭТФ, 1962, т. 43, с. 2319.
5. Хансох R.— In: Course of the Stationary and Quasistationary Toroidal Reactors.— Erice-Trapani, 1972.— P. 135.
6. Rose D. J.— On the Fusion Injection Problem: Tech. div. mem. No. 82.— Culham, 1968.
7. Есельсон Б. Н. и др.— Свойства жидкого и твердого водорода.— М.: Изд-во стандартов, 1969.— С. 55—57.
8. Parks P. B., Turnbull R. J., Foster C. A.— Nucl. Fusion, 1978, v. 17, p. 539.
9. Spitzer L., Grove D. J., Johnson W. E., Tonks L., Westendorp W. E.— Report NYO-6047.— USA EC, 1954.
10. Politzer P. A., Thomas C. E., Jr.— In: Proceedings of the Fusion Fueling Workshop.— Princeton, 1977.
11. Chang C. T.— Nucl. Fusion, 1975, v. 15, p. 595.
12. Winterberg F.— Ibid., 1967, v. 7, p. 289.
13. Winterberg F.— Plasma Phys., 1968, v. 70, p. 551.
14. Степенко Ю. Е., Большуткин Д. Н., Индан Л. А., Худо-тепная А. А.— ФТТ, 1972, т. 14, с. 187.
15. Аскарьян Г. А., Манзон Б. М.— Физ. плазмы, 1980, т. 6, с. 59.
16. Secretan L.— Patent USA, 1973, 73—1, No. 3381517.
17. Хайд Г., Вуд Л., Никколс Дж.— В кн. Проблемы лазерного термоядерного синтеза.— М.: Атомиздат, 1976.— С. 206.
18. Clarke J. F.— In: Tokamak Reactor for Break-even. Erice — Trapani, IAEA, 1976.— P. 283.
19. Foster C. A., Milora S. L. In: Proc. of the Fusion Fueling Workshop.— NTIS, 1978.— P. 117.
20. Hendricks C. D.— Appl. Phys., 1957, v. 28, p. 1339.
21. Shelton H., Hendricks C. D., Wuerker R. F.— J. Appl. Phys., 1960, v. 31, p. 1243.
22. Friichtenicht J. F.— Rev. Sci. Instrum., 1962, v. 33, p. 209.
23. Muller E. W.— Phys. Rev., 1956, v. 102, p. 618.
24. Muller E. W.— In: Direct Observations of Imperfections in Crystals/Ed. J. V. Newkirk, J. H. Wernick.— N.Y., 1962.— P. 77.
25. Vedder J. F.— Rev. Sci. Instrum., 1963, v. 34, p. 1175.
26. Сливков И. Н. и др.— Электрический пробой и разряд в вакууме.— М.: Атомиздат, 1966.
27. Becker D. G., Friichtenicht J. F.— Astrophys. J., 1971, v. 166, p. 717.
28. Slattary J. C., Friichtenicht J. F.— Ibid., 1967, v. 147, p. 235.
29. Friichtenicht J. F., Slattary J. C., Hansen D. D.— Phys. Rev., 1967, v. 163, p. 75.
30. Фрихтенихт Дж. Ф.— Ракетная техника и космонавтика, 1969, № 4, с. 30.
31. Mandeville J. C., Vedder J. F.— Earth. Planet. Sci. Lett. 1971, v. 11, p. 297.
32. Vedder J. F., Mandeville J. C.— J. Geophys. Res., 1974, v. 79, p. 3247.
33. Беккер Д. Г., Фрихтенихт Дж. Ф., Хамермеш Б., Ленг-мюр Р. В.— ПНИ, 1965, № 10, с. 86.
34. Слэттери Дж., Беккер Д. Г., Хамермеш Б., Рой Н. Л.— 1973, № 6, с. 89.
35. Maissonnier C.— Nuovo Cimento, Ser. B, 1966, v. 42, p. 332.
36. Winterberg F.— J. Nucl. Energy, 1966, v. 8C, p. 541.
37. Линхарт Дж.— В кн. Физика высоких плотностей энергии — М.: Мир, 1974, с. 171.
38. Winterberg F.— Nucl. Fusion, 1966, v. 6, p. 152.
39. Salisbury W. W.— In: 2nd Symposium on Hypervelocity Impact Effects. Washington, May 1957.
40. Harris L. D.— Ibid.
41. Rosen F. D.— In: 7th Symposium on Hypervelocity Impact.— Tampa, Florida, 1964.
42. Демичев В. Ф.— АЭ, 1979, т. 47, с. 353.
43. Harrison E. R.— Plasma Phys., 1967, v. 9, p. 183.
44. Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Е., Рух-лин В. Г.— Физика сверхточных релятивистских электронных пучков.— М.: Атомиздат, 1980.

45. Winterberg F.— *Lett. Nuovo Cimento*, 1977, v. 19, p. 397.
46. Тамборг С., Ингрэм Г. И., Грэхем Р. А.— ПНИ, 1964, № 1, с. 13.
47. Max-Planck Institut für Plasmaphysik, Jahresbericht.—1978.
48. Riso Report No. 393.—1978.— P. 69.
49. Plasma Phys. and Fusion Progres Report.— CLM-P22—1979.
50. Фостер С. А., Милора С. Л.— ПНИ, 1979, с. 95, № 4.
51. Лёконт К.— В кн. Физика быстропротекающих процессов.— М.: Мир, 1971.— Т. II, с. 247.
52. Crozier W. D., Hume W.— *J. Appl. Phys.*, 1957, v. 28, p. 892.
53. Кейбл А.— В кн. Высокоскоростные ударные явления.— М.: Мир, 1973.
54. Баллистические установки /Под ред. Н. А. Златина, Г. И. Мишина — М.: Наука, 1974.
55. Seigel A. E.— *J. Aerospace Sci.*, 1962, v. 29, No. 11, p. 11.
56. Lukasiwicz J.— *AIAA J.*, 1967, v. 5, p. 1955.
57. Glass I. I.— *Can. Aeronaut. and Space J.*, 1967, v. 13, p. 349, 401.
58. Volpre V. F., Zimmerman F. J.— In: 4th Symposium of Hypervelocity Impacts.— Tampa, Florida, 1960.— V. 3.
59. Шалл Р.— Цит. в<sup>51</sup> сб.— С. 276.
60. Титов В. М., Фадеевко Ю. И., Титова Н. С.— *ДАН СССР*, 1968, т. 180, с. 1051.
61. Пряхин Т. В., Титов В. М.— *ПМТФ*, 1969, № 5, с. 110.
62. Титов В. М., Швецов Г. А.— *Физ. горен. и взрыва*, 1970, т. 6, с. 401.
63. Урушкин В. П., Горшков Н. Н., Титов В. М.— *Ibid.*, 1977, т. 13, с. 439.
64. Сильвесторов В. В.— *Ibid.*, 1979, т. 15, с. 104.
65. Christian R. H., Duff R. E., Yager F. L.— *J. Chem. Phys.*, 1955 — v. 23, p. 2045.
66. McQueen R., March S. P.— *J. Appl. Phys.*, 1960, v. 31, p. 1253.
67. Лаврентьев М. А.— *УМН*, 1957, т. 12, вып. 4, с. 76.
68. Harlow F. H., Pracht W. E.— *Phys. Fluids*, 1966, v. 9, p. 1951.
69. Varchoff G., McDaugal D. R., Pugh E. M.— *J. Appl. Phys.*, 1948, v. 19, p. 503.
70. Walsh J. M., Shreffler R. G., Willig F. J.— *Ibid.*, 1953, v. 24, p. 343.
71. Eichelberger R. J.— *Ibid.*, 1955, v. 26, p. 398.
72. Flag R. F., Glass I. I.— *Phys. Fluids*, 1968, v. 11, p. 2282.
73. Болчан А. С., Коуэн Г. Р.— ПНИ, 1964, т. 34, с. 3.
74. Забахин Е. И.— *ЖЭТФ*, 1965, т. 49, с. 642.
75. Шеррер В.— В кн. Взрывающиеся проволочки.— М.: ИЛ, 1963.— Т. 1, с. 108.
76. Scully S. N., Cowen P. L.— Цит. в<sup>58</sup> сб.
77. Келлер Д., Пеннинг Дж.— В кн. Электрический взрыв проводников.— М.: Мир, 1965.— Т. 1, с. 299.
78. Гензер А., Вунш Д., Соупс Т.— *Ibid.*— С. 317.
79. Шеррер В.— *Ibid.*— С. 270.
80. Hebbette G.— *Nucleus (Ld Revue scientefige)*, 1968, v. 9, p. 359.
81. Vomelburg H. J.— *J. Appl. Phys.*, 1959, v. 30, p. 1967.
82. Marshall J.— *Phys. Fluids*, 1960, v. 3, p. 134.
83. Арцимович Л. А.— *ЖЭТФ*, 1957, т. 33, с. 3.
84. Koski W. S., Lucy F. A., Shreffler R. G., Willig F. G.— *J. Appl. Phys.*, 1952, v. 23, p. 1300.
85. Новиков Н. Н.— *ПМТФ*, 1962, № 6, с. 22.
86. Новиков Н. Н.— *ПМТФ*, 1963, № 1, с. 3.
87. Войтенко А. Е.— *ДАН СССР*, 1964, т. 158, с. 1278.
88. Войтенко А. Е.— *ЖТФ*, 1966, т. 36, с. 178.
89. Войтенко А. Е.— *ПМТФ*, 1966, № 4, с. 112.
90. Carlson R. E., Fager J. A.— In: 6th Conference AIAA on Structure and Materials.— Palm, Springs, California, Apr. 1965.
91. Сол Д. Р.— *Ракет. техника и космонавтика*, 1970, т. 8, с. 69.
92. Igenbergs E., Shriver E.— *J. Appl. Phys.*, 1973, v. 44, p. 2177.
93. Игенбергс Э., Джекс Д., Шрайвер И.— *Ракет. техника и космонавтика*, 1975, т. 13, с. 73.
94. Попов С. Н.— *Тр. ФИАН СССР*, 1965, т. 32, с. 29.
95. Cheng D. Y.— *Nucl. Fusion*, 1970, v. 10, p. 305.
96. Rodgogny I. M., Sumaroka V. N.— *Nucl. Energy*, 1960, v. C1, p. 236.
97. Холев С. Р., Полтавченко Д. С.— *ДАН СССР*, 1960, т. 131, с. 1060.
98. Колесников П. М.— *Электродинамическое ускорение плазмы.*— М.: Атомиздат, 1971.
99. Дубовой Л. В., Нестерихин Ю. Е.— *ДАН СССР*, 1964, т. 154, с. 1310.
100. Морозов А. И.— *Физ. плазмы*, 1975, т. 1, с. 179.

101. Фостер С., Ким К., Тернбелл Р., Хендрикс С.— ПНИ, 1977, № 6, с. 44.
102. Bullet T. L., Turnbull R. J., Kim K.— Appl. Phys. Lett., 1979, v. 34, p. 826.
103. Игнатов А. А., Провапов А. А., Христофоров Б. Д., Чернов О. Г.— ПМТФ, 1979, № 5, с. 3.
104. Добкин А. В., Косарев Н. Б., Немчинов Н. В.— ЖТФ, 1979, т. 49, с. 1405.
105. Султанов М. А., Олейников В. П.— ФХОМ, 1980, № 1, с. 44.
106. Афанасьев Ю. В., Гамалий Е. Г., Крохин О. Н., Розанов В. Б.— ПММ, 1975, т. 39, с. 451.
107. Бергельсон В. Н., Немчинов И. В.— ПММ, 1973, т. 37, с. 236.
108. Немчинов И. В.— ПММ, 1967, т. 31, с. 300.
109. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н.— Тр. ФИАН СССР, 1970, т. 52, с. 118.
110. Воронов Г. С.— Физ. плазмы, 1981, т. 7, с. 213.
111. Готт Ю. В. Взаимодействие частиц в плазменных исследованиях.— М.: Атомиздат, 1978.
112. Витенберг Ф.— В кн. Проблемы лазерного термоядерного синтеза, М., Атомиздат, 1976.— С. 172.
113. Аскарьян Г. А., Рабинович М. С., Савченко М. М., Степанов В. К., Студенов В. Б.— Письма ЖЭТФ, 1967, т. 5, с. 258.
114. Asmus J. F.— IEEE J. Quantum Electron, v. QE-3, 1967, No. 6, p. 265.
115. Decoste R., Vodner S. E., Ripin V. M., McLean E. A., Obenschain S. P., Armstrong C. M.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1673.
116. Burgers M. D., Motz H., Spalding I. J., Walker A. C.— In: 7th Intern. Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research — Innsbruck — Austria, 1978.
117. Аскарьян Г. А., Манзон Б. М.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 113.
118. Аскарьян Г. А., Манзон Б. М.— ЖТФ, 1979, т. 49, с. 2202.
119. Аскарьян Г. А., Манзон Б. М.— Физ. плазмы, 1981, т. 7, с. 255.
120. Боголюбский С. Л. и др.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 206.
121. Султанов М. А.— ТВТ, 1970, т. 8, с. 963.
122. Лакер Х. Л.— В кн. Накопление и коммутация энергии больших плотностей.— М.: Мир, 1979.— С. 232.