

УСКОРЕНИЕ ТОКОВОГО СЛОЯ В ПЛОТНОМ ГАЗЕ

А. К. Мусин (Москва)

Рассмотрено движение токового слоя в плазменном ускорителе рельсотронного типа в случае, когда динамическое сопротивление заполняющего ускоритель газа сравнимо с величиной электромагнитных сил. Оцениваются потери энергии, связанные с возрастанием внутренней энергии газа при образовании ударной волны, и обсуждаются возможные коэффициенты преобразования энергии.

Динамика токового слоя в плазменных ускорителях различных типов рассматривалась во многих работах (см., например, обстоятельный обзор [1]). В большинстве работ преобразование электрической энергии, запасенной в ускоряющем контуре, в кинетическую энергию ускоряемой плазмы исследовалось при условии, что сопротивлением окружающей среды можно пренебречь по сравнению с электромагнитными силами ускорения и торможения.

В работе [2] учтено влияние вязкой силы трения, возникающей при взаимодействии диффундирующих из токового слоя частиц с направляющими электродами и стенками ускорителя, которое обуславливает неупругие потери и частичное рассеяние количества движения. Сопротивлением невозмущенного газа, заполняющего ускоритель, по-прежнему пренебрегалось. Однако при ускорении токового слоя в плазменном ускорителе, наполненном достаточно плотным газом, рассеяние энергии вследствие столкновений с молекулами газа может стать существенным, и его необходимо учитывать при анализе движения токового слоя в таких ускорителях. В § 1 обсуждаются представления о плазменном поршне, сдвигающем заполняющий ускоритель газ, выясняются условия справедливости такой концепции и критерий достаточной плотности газа, при которой динамическое сопротивление невозмущенного газа сравнимо с действующими на токовый слой электромагнитными силами. На основе развитых представлений в § 2 оценивается коэффициент преобразования энергии в плазменных ускорителях, работающих в режиме плазменного поршня.

1. О концепции плазменного поршня. При пробое газа в плазменном ускорителе образуется токовый слой, который под действием собственного или внешнего магнитного поля движется вдоль направляющих электродов, действуя при определенных условиях как непроницаемый плазменный поршень на заполняющий ускоритель газ. Впереди токового слоя простирается облако ионизованного газа, существование которого (на расстоянии до 10 см и более) поддерживается переносом энергии в спектральных линиях из основного плазмоида, а также процессами электронной диффузии и теплопроводности (в области $x \leq 1$ см). Концентрация электронов в этом плазменном облаке изменяется от $n_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ вблизи токового слоя до $n_e \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ на расстоянии $x \sim 15$ см от него [18]. Для эффективного увлечения заряженных частиц необходимо, чтобы время перемещения токового слоя на расстояние, сравнимое с его толщиной ($\tau_v \sim L/v$), было значительно меньше времени проникновения магнитного поля в токовый слой τ_m . Величину τ_m можно приближенно оценить из диффузионного соотношения

$$L \sim (\tau_m v_m)^{1/2}, \quad v_m = c_0^2 / 4\pi\epsilon_0 \quad (1.1)$$

Здесь v_m — коэффициент магнитной диффузии (магнитная вязкость). Таким образом одно из условий существования магнитного поршня сводится к неравенству

$$\tau_m / \tau_v \sim Lv / v_m \gg 1 \quad (1.1)$$

что совпадает с известным из магнитной гидродинамики требованием $Re_m \gg 1$ ($Re_m = Lv / v_m$ — магнитное число Рейнольдса), при выполнении которого увлечение вещества магнитным полем преобладает над просачиванием магнитного поля в вещество. Например, при $L \sim 1$ см, $v \geq 10^7$ см/сек должно быть $v_m \leq 10^7$ см²/сек, т. е. проводимость плазмы $\sigma \geq 10^{13} \text{ сек}^{-1} \sim 10 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$. Такие проводимости легко достигаются в плазменных ускорителях [18]. Что касается нейтральных атомов, то для их увлечения движущимся токовым слоем в результате процессов перезарядки и упругих столкновений необходимо, чтобы эффективная длина пролета нейтральных атомов внутри токового слоя $\lambda_a \sim [\langle n_i \rangle \langle S_{ai}(c_a) \rangle]^{-1}$ не превосходила его толщины L . Другими словами, токовый слой должен обладать достаточной поршневой плотностью

$$P \equiv \langle n_i \rangle \langle S_{ai}(c_a) \rangle L \geq 1 \quad (1.2)$$

Здесь $\langle S_{ai}(c_a) \rangle$ — усредненное по функции распределения сечение передачи импульса от ионизованных атомов нейтральным. Для большинства газов величина $\langle S_{ai}(c_a) \rangle \geq 10^{-15} \text{ см}^2$, и неравенство (1.2) выполняется, если в слое толщиной $L \sim 1$ см средняя плотность ионов $\langle n_i \rangle \geq 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Такие концентрации заряженных частиц обычны для плазменных ускорителей [6, 3].

Однако все эти условия, являясь необходимыми, в действительности еще не обеспечивают эффективного увлечения газа токовым слоем. Токовый слой во время дви-

жения вдоль направляющих электродов может расслаиваться на отдельные сгустки-волокна толщиной $\sim 10^{-1}$ см, свободно обтекаемые встречным потоком газа, и увлечения неподвижной плазмы и нейтрального газа не происходит [3,4].

Условия распада токового слоя и образования волокон («пинчей») — одного из видов неустойчивости протекающего через плазменный сгусток тока — сводятся к соотношению между величинами собственного магнитного поля пинчей и магнитных полей, являющихся внешними по отношению к ним: поле направляющих электродов, токовых слоев, движущихся перед пинчами, и т. д. [5]. Если собственное магнитное поле пинчей мало по сравнению с внешним полем, то пинчи не образуются или быстро разваливаются. Токовый слой становится более или менее однородным, и заполняющий ускоритель газ действительно увлекается движущейся плазмой¹.

Во многих экспериментальных работах использовались представления о плазменном поршне, и результаты экспериментов трактовались с этой точки зрения, которая косвенно подтверждалась пространственным разделением фронтов свечения и ионизации и оценками степени ионизации в токовом слое (см., например, [14–16]). Однако только в работе [6], предпринятой именно с этой целью, непосредственно показано, что в рельсотронном ускорителе слой толщиной ~ 1 см может эффективно увлекать заполняющий ускоритель газ. Было обнаружено, что в токовом слое существует градиент концентрации заряженных частиц $\sim 3 \cdot 10^{17}$ см⁻⁴, и плотность плазмы оказывается на порядок больше, чем было бы при полной ионизации невозмущенного газа. Это свидетельствует об эффективном сгребании газа токовым слоем в условиях эксперимента².

Вычислим импульс, передаваемый в единицу времени встречными молекулами газа средней плотности ρ_0 элементу поверхности токового слоя, движущегося со скоростью v . Распределение скоростей молекул заполняющего ускоритель газа в системе координат, связанной с токовым слоем, примем в форме

$$f(c_x; c_y; c_z) = n_0 (\pi v_0^2)^{-3/2} \exp\{-v_0^2(c_x + v)^2 + c_y^2 + c_z^2\}, \quad v_0^2 = 2kT/m_a \quad (1.3)$$

(ось x направлена по внешней нормали к поверхности слоя). В непосредственной близости от поверхности токового слоя ($x < \lambda_d$) отраженные от него частицы несколько искажат первоначальное распределение (1.3). Распределение отраженных от токового слоя частиц зависит от функции рассеяния $w(c; c')$, т. е. вероятности того, что частица в результате столкновения со слоем изменит свою первоначальную скорость c на c' . В настоящее время о функции $w(c; c')$ известно мало, и возмущенное распределение не представляется в аналитическом виде (см. (1.6)). Однако на достаточно большом расстоянии от слоя ($x \geq \lambda_d$) распределение вновь приближается к равновесному. Поэтому, чтобы выделить основные черты явления, будем считать, что функция распределения набегающих на токовый слой молекул близка к (1.3) [19]. Импульс, передаваемый в единицу времени элементу поверхности токового слоя налетающими на него молекулами газа со скоростями от $(c_x; c_y; c_z)$ до $(c_x + dc_x; c_y + dc_y; c_z + dc_z)$, запишется в виде

$$d(\delta F_p) = -f(c_x; c_y; c_z) m_a c_x^2 dc_x dc_y dc_z \quad (1.4)$$

Полный импульс δF_p , передаваемый элементу поверхности слоя всеми встречными молекулами, найдется после интегрирования (1.4) по значениям компонент скорости $c_x \in [0; \infty)$, $c_y \in (-\infty; \infty)$, $c_z \in (-\infty; \infty)$; в результате получаем

$$-\delta F_p = 1/4 \rho_0 v_0^2 \left\{ 1 + \Phi_2\left(\frac{v}{v_0}\right) \right\} + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \rho_0 v_0 \exp\left[-\left(\frac{v}{v_0}\right)^2\right] + 1/2 \rho_0 v^2 \left\{ 1 + \Phi_0\left(\frac{v}{v_0}\right) \right\} \\ \Phi_0(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-x^2} dx, \quad \Phi_2(x) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^x x^2 e^{-x^2} dx, \quad v_0^2 = \frac{2kT}{m_a} \quad (1.5)$$

¹ Ионизованный газ может эффективно увлекаться и при расслоении токового слоя на отдельные волокна [17]. Для этого необходимо, чтобы основной ток протекал через пинчи и выполнялось условие типа (1.1) со скоростью $v = H_p (4\pi\rho_p)^{-1/2}$, где H_p — поле пинчей, ρ_p — плотность плазмы в них. Механизм увлечения ионизованного газа движущимися пинчами носит индукционный характер [5].

² В качестве рабочего вещества в [6] использовался H_2 при начальном давлении $p \sim 3 \cdot 10^2$ мм рт. ст. Параметры ускоряющего контура: $C \sim 3$ мкф, $U_0 \sim 16$ кВ, $i_{\max} \sim 5 \cdot 10^4$ а. Ведущие электроды имели форму плоских параллельных пластин. Такая геометрия обеспечивала плоский токовый слой толщиной ~ 1 см. Толщина токового слоя оценивалась по зондовым и оптическим измерениям. Градиент плотности плазмы определялся при помощи шпирен-метода, использующего отклонение луча света в области с градиентом показателя преломления, линейно зависящим от концентрации заряженных частиц.

Для того чтобы вычислить полную силу сопротивления, испытываемую токовым слоем со стороны неподвижного газа, в (1.5) следует учесть количество движения, уносимое молекулами, отраженными от токового слоя. Это количество движения зависит от характера отражения, который, в свою очередь, определяется физической природой взаимодействия между движущимся слоем и неподвижным газом. При упругих столкновениях возможны зеркальное отражение, когда каждая молекула сохраняет прежние значения c_y и c_z , но изменяет знак c_x , и диффузное рассеяние с сохранением абсолютной величины скорости, когда молекулы с одинаковой вероятностью отражаются под любым углом (для каждой скорости число отраженных молекул в телесном угле $d\Omega$ пропорционально величине $d\Omega$). Зеркальному отражению подвергается лишь небольшая часть встречных молекул $\leq 10^{-1}$ [20].

Что касается диффузного отражения, то физически более вероятно неупругое диффузное рассеяние с аккомодацией, при котором происходит частичный обмен энергией между встречной молекулой и слоем; молекула отражается, унося лишь часть своей первоначальной энергии [22]. Такой процесс неупругого рассеяния характеризуется вероятностью изменения скорости молекулы при отражении, т. е. функцией $w(c; c')$. Поток рассеянных с единицы поверхности слоя молекул $\delta N' \equiv f(c') c'_x$ связан с потоком падающих частиц $\delta N \equiv f(c) c_x$

$$j(c') c'_x = - \int_{c_x < 0} w(c; c') f(c) c_x dc \quad (1.6)$$

что в принципе дает возможность учесть импульс, уносимый отраженными молекулами. Однако процессы рассеяния и поглощения молекул сложны и недостаточно изучены, и о свойствах функции $w(c; c')$ известно немного. Поэтому механизм неупругого рассеяния описывается обычно [19, 21] при помощи эффективного коэффициента аккомодации $\beta = \varepsilon^{-1} \Delta \varepsilon = 1 - (c'/c)^2$, где $\Delta \varepsilon$ — величина энергии, теряемая в среднем отраженной молекулой. При этом скорость отраженных молекул составит в среднем $c' = c(1 - \beta)^{1/2}$. Учет этого обстоятельства приводит к появлению в правой части (1.5) поправочного коэффициента $\alpha \sim 1 + (1 - \beta)^{1/2}$, что можно учесть введением «эквивалентной плотности» газа $\rho_\alpha = \alpha \rho_0$. При полном поглощении налетающих молекул $\beta = 1$, $\rho_\alpha = \rho_0$; упругое отражение, когда $\beta = 0$, приводит к $\rho_\alpha = 2\rho_0$. В общем случае коэффициент аккомодации $\beta \in (0; 1)$ и зависит от отношения масс молекул и температуры газа в слое и перед ним и других факторов. В среднем можно считать, что $\beta \sim 1/2$, m_a/m_p , т. е. в нашем случае, по-видимому, $\beta \sim 1/2$. При этом коэффициент $\alpha \sim 1.7$, т. е. $\rho_\alpha \approx 1.7 \rho_0$. Таким образом, если заменить начальную плотность газа ρ_0 эквивалентной плотностью ρ_α , выражение (1.5) определит величину полного сопротивления, испытываемого элементом поверхности токового слоя при произвольном соотношении между скоростью слоя v и наивероятнейшей хаотической скоростью молекул газа v_0 .

В двух предельных случаях выражение (1.5) упрощается. (1) При малых скоростях токового слоя, когда $(v/v_0)^2 \ll 1$, величины $\Phi_0(v/v_0)$ и $\Phi_2(v/v_0)$ близки к нулю, и сопротивление, испытываемое элементом поверхности токового слоя при сгребании невозмущенного газа, представится в виде

$$-\delta F_\rho \approx \frac{\rho_\alpha v_0^2}{4} \left\{ 1 + \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v}{v_0} \left[i - \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 \right] \right\} \approx \frac{\rho_\alpha v_0^2}{4} + \frac{\rho_\alpha v_0 v}{\sqrt{\pi}} \quad (1.7)$$

В пределе, когда $v \rightarrow 0$, величина $\delta F_\rho \rightarrow - (1/4) \rho_\alpha v_0^2 = - (1/2) n_\alpha kT$, т. е. целиком определяется хаотическим движением молекул.

(2) В случае высоких скоростей токового слоя, когда $(v/v_0)^2 \gg 1$, величины $\Phi_0(v/v_0)$ и $\Phi_2(v/v_0)$ мало отличаются от единицы, и для импульса, передаваемого слою, можно написать

$$-\delta F_\rho \approx \frac{\rho_\alpha v_0^2}{2} \left[1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{v}{v_0} \exp - \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 \right] + \rho_\alpha v^2 \approx n_\alpha kT + \rho_\alpha v^2 \quad (1.8)$$

При достаточно больших скоростях ($v \rightarrow \infty$) сопротивление невозмущенного газа целиком определяется направленной скоростью слоя v

$$\delta F_\rho \rightarrow - \rho_\alpha v^2 \quad (1.9)$$

В промежуточных слоях следует пользоваться общей формулой (1.5) (с заменой ρ_0 на ρ_α), удобной для анализа и расчетов благодаря возможности использования табулированных функций $\Phi_0(z)$ и $\Phi_2(z)$.

Критерием динамической плотности газа, заполняющего ускоритель, может служить величина отношения силы сопротивления (1.5) к электромагнитным силам ускорения и торможения в собственном и внешнем магнитных полях — газ должен считаться достаточно плотным, если это отношение сравнимо с единицей или превышает единицу. В случае достаточно высоких скоростей токового слоя (случай (2), $(v/v_0)^2 \gg 1$) это условие эквивалентно неравенству

$$\min \left\{ \frac{2c_0^2 \rho_\alpha v^2 S^*}{i_{\max}^2 l}; \frac{c_0 \rho_\alpha v^2 S^*}{i_{\max} B r} \right\} \gg 1 \quad (1.10)$$

Здесь i_{\max} — максимальный ток в слое, c_0 — скорость света, l — приращение индуктивности на единицу длины ускорителя. B — индукция внешнего магнитного поля, r — расстояние между ускоряющими электродами, S^* — эффективная поверхность токового слоя. В плазменных ускорителях обычных размеров при максимальных токах $i_{\max} \sim 3 \cdot 10^4$ а и скоростях токового слоя $v \sim 10^7$ см/сек условие (1.10) выполняется при эквивалентной плотности заполняющего ускоритель газа $\rho_\alpha \geq 3 \cdot 10^{-8}$ гсм⁻³. Это означает, что водород будет достаточно плотным при начальном давлении $p_0 \geq 1.5 \cdot 10^2$ мм рт. ст.; для воздуха критерий плотности выполняется при $p_0 \geq 10$ мм рт. ст.; для паров ртути — при $p_0 \geq 1.5$ мм рт. ст. (давление насыщающих паров при $T_0 \geq 20^\circ$ С) и т. д.

2. Коэффициент преобразования энергии при ускорении плазменного поршня. При движении токового слоя в плотном газе впереди слоя, удаляясь от него, движется ударная волна, на переднем фронте которой параметры, определяющие состояние газа, претерпевают скачок¹. Значительная часть энергии при этом расходуется на сжатие и нагревание газа, т. е. на изменение его внутренней энергии. Остальная часть электромагнитной энергии ускоряющего контура расходуется при ускорении газа и переходит в кинетическую энергию направленного движения потока частиц, увлекаемых плазменным поршнем. С момента, когда движущаяся впереди токового слоя ударная волна достигает конца направляющих электродов и газ начинает свободно истекать в вакуум, по сжатому ударной волной газу навстречу токовому слою пойдет волна разрежения (простая волна Римана). После того как волна разрежения достигнет поверхности токового слоя, возникнет отраженная волна, и дальнейшее движение газа описывается общим решением (см., например, [9]). Задача значительно упрощается в случае высоких скоростей токового слоя, когда выполняется неравенство $M^2 = v^2/\gamma R_0 T_0 \gg 1$, где $v_{s0} = \sqrt{\gamma R_0 T_0}$ — скорость звука в невозмущенном газе перед фронтом ударной волны. При этом образуется сильная ударная волна, и скорость звука за фронтом ударной волны определится выражением

$$v_{s1}^2 = \gamma \frac{p_1}{\rho_1} = \frac{(1/2)(\gamma + 1)\rho_0 v^2 \gamma}{\rho_0(\gamma + 1)/(\gamma - 1)} = 1/2 \gamma (\gamma - 1) v^2 \quad (2.1)$$

При $\gamma < 2$ скорость звука за фронтом ударной волны меньше скорости токового слоя, с которой движется возмущенный газ, сдвигаемый плазменным поршнем. Поэтому риманова волна разрежения, движущаяся по сжатому газу навстречу токовому слою, не успевает достичь его поверхности, и весь процесс ускорения закончится раньше, чем возникнет отраженная волна.

Термодинамические параметры возмущенного газа за фронтом ударной волны (отмечены индексом 1) и скорость ударной волны v_w при достаточно высоких скоростях токового слоя (сильная ударная волна) можно определить при помощи известных соотношений [9]

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}, \quad v_w = \frac{1}{2}(\gamma + 1)v \quad (2.2)$$

Будем считать, что всюду перед фронтом ударной волны параметры газа соответствуют невозмущенному состоянию, т. е. пренебрежем изменением состояния газа перед фронтом ударной волны в результате переноса энергии диффундирующими электронами и излучением плазмы из токового слоя². В качестве коэффициента преобра-

¹ Ударная волна при электродинамическом ускорении плазмы экспериментально наблюдалась, например, в работах [7,8]. Давление невозмущенного газа составляло $p_0 \geq 0.7$ мм рт. ст., что обеспечивало, согласно (1.10), достаточную плотность газа. Расслоения фронтов свечения и ионизации, которые можно отнести соответственно к «контактной поверхности» (токовый слой) и фронту ударной волны, и движение их с разными скоростями наблюдались также в [14,15].

² По-видимому, в энергетических расчетах, носящих характер оценок, это допустимо, так как энергия, затраченная на ионизацию, возбуждение и диссоциацию газа перед фронтом ударной волны, не превышает нескольких процентов от кинетической энергии ускоренной плазмы. Поэтому вычисленный далее коэффициент преобразования энергии можно рассматривать как довольно близкую оценку сверху.

зования электромагнитной энергии в плазменном ускорителе рассматриваемого типа примем отношение кинетической энергии направленного движения заполняющего ускоритель газа, сдвигаемого плазменным поршнем, и вовлеченного в ускорение вещества, выделившегося из электродов и стенок ускорителя, к работе электромагнитных сил, затраченной на разгон токового слоя и преодоление сопротивления невозмущенного газа на участке ускорения

$$\eta = \left(1 + \frac{W_0}{W_1 + W_1'} \right)^{-1} \quad (2.3)$$

$$W_0(t) = \int_0^x \rho_\alpha v^2(t) dx, \quad W_1(t) = \frac{1}{2} \int_x^{x_w} \rho_1 v^2(t) dx, \quad W_1'(t) = \frac{1}{2} \int_x^{x_w} \rho_1' v^2(t) dx$$

Здесь $W_0(t)$ — работа электромагнитных сил, затраченная на преодоление сопротивления заполняющего ускоритель газа, $W_1(t)$ — кинетическая энергия возмущенного газа, движущегося впереди токового слоя, $W_1'(t)$ — кинетическая энергия вовлеченных в ускорение веществ, выделившихся в результате ионной бомбардировки и джоулева нагрева из электродов и стенок ускорителя [2], $x(t)$ и $x_w(t)$ — линейные координаты токового слоя и фронта ударной волны соответственно.

В обычно встречающихся в экспериментальной практике случаях не слишком больших начальных напряжений и емкостей, а именно при выполнении условия

$$\frac{l^2 C U_0}{2c_0^2 L_0 K (1 + \chi)} \lesssim 1 \quad (2.4)$$

довольно сложные выражения для напряжения $U(t)$ на конденсаторе ускоряющего контура и скорости токового слоя $v(t)$ [10] можно аппроксимировать простыми соотношениями вида [11]

$$U(t) = U_0 \exp\left(-\frac{t}{2\tau_*}\right) \cos \omega t, \quad v(t) = \frac{l U_0}{2c_0^2 R K (1 + \chi)} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_*}\right) \right] \quad (2.5)$$

$$\tau_* = (C R \omega^2)^{-1}, \quad \omega^2 = c_0^2 / C L_0 - (R c_0^2 / 2 L_0)^2, \quad \chi = m_0 / K C U_0$$

Здесь U_0 — начальное напряжение на конденсаторе, τ_1 — эффективное время релаксации процесса ускорения, ω — эквивалентная частота, c_0 — скорость света; L_0 — начальная индуктивность ускоряющего контура, C — емкость, R — полное омическое сопротивление, l — приращение индуктивности на единицу длины ускоряющих электродов, K — коэффициент эрозии (газоразрядный электрохимический эквивалент вещества электродов [10]), χ — параметр, характеризующий интенсивность эрозии электродов в процессе ускорения: при $\chi \gg 1$ роль эрозии в формировании токового слоя в процессе ускорения велика, при $\chi \gg 1$ — мала [2, 11]. При $l \sim 3$ см/см, $L_0 \sim 3 \cdot 10^2$ см, $K \sim 10^{-14}$ г/ед. заряда CGSE [12] и $\chi \ll 1$ неравенство (2.4) выполняется, если $C \leq 10^8$ см $\sim 10^2$ мкф, $U_0 \leq 60$ ед. потенц. CGSE $\sim 2 \cdot 10^4$ в. В этих условиях для моментов времени, лежащих между первым и вторым экстремумами напряжения, масса выделившегося из электродов вещества $m(t)$, зависящая от силы электрического тока в слое $i(t)$, будет следовать закону

$$m(t) = K \int_0^t |i(\tau)| d\tau \approx \frac{2}{\pi} U_0 K C \omega t \quad (2.6)$$

При сделанных предположениях величины \bar{W}_k до конца вычисляются, и после несложных преобразований для коэффициента преобразования энергии в плазменном ускорителе получаем

$$\eta(x) = \left\{ 1 + \frac{E_0}{(1/4)(\gamma + 1) E_1 + R_v E_2} \right\}^{-1}$$

$$E_0 = \frac{x}{\lambda} - 3 \left(1 - \exp \frac{-x}{\lambda} \right) + \frac{3}{2} \left(1 - \exp \frac{-2x}{\lambda} \right) - \frac{1}{3} \left(1 - \exp \frac{-3x}{\lambda} \right)$$

$$E_1 = \frac{x}{\lambda} - \frac{6}{\gamma - 1} \exp \frac{-x}{\lambda} \left\{ 1 - \exp \left[-\left(\frac{\gamma - 1}{2} \right) \frac{x}{\lambda} \right] \right\} +$$

$$+ \frac{3}{\gamma - 1} \exp \frac{-2x}{\lambda} \left[1 - \exp \frac{-(\gamma - 1)x}{\lambda} \right] - \frac{2 \exp \frac{-3x}{\lambda}}{3(\gamma - 1)} \left[1 - \exp \frac{-3(\gamma - 1)x}{2\lambda} \right]$$

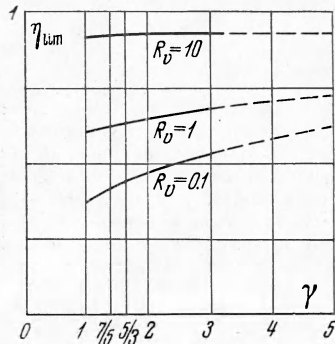
$$E_2 = \frac{x}{\lambda} + \frac{1}{\gamma - 1} \exp \frac{-2x}{\lambda} \left[1 - \exp \frac{-(\gamma - 1)x}{\lambda} \right] - \frac{4}{\gamma - 1} \exp \frac{-x}{\lambda} \left[1 - \exp \frac{-(\gamma - 1)x}{2\lambda} \right]$$

$$R_v = \frac{v_*}{v_\infty}, \quad v_* = \frac{U_0 C K \omega}{\rho_\alpha \pi S^*}, \quad v_\infty = \frac{l U_0}{2c_0^2 R K (1 + \chi)}, \quad \lambda = \tau_* v_\infty, \quad \tau_*^{-1} = C R \omega^2$$

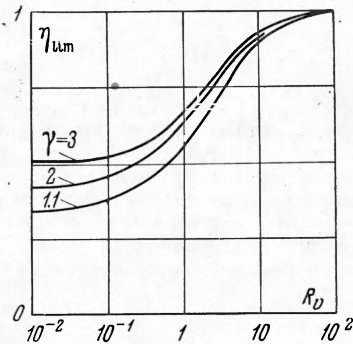
Величина $\eta(x)$ близка к 1 при $x \rightarrow 0$ ($x/\lambda \ll 1$) и монотонно падает с ростом x . При $x \rightarrow \infty$ ($x/\lambda \gg 1$) коэффициент преобразования асимптотически приближается к своему предельному значению

$$\eta_{\text{lim}} = \left\{ 1 + \frac{1}{(1/4)(\gamma + 1) + R_v} \right\}^{-1}, \quad R_v = (2c_0^2/\pi) CK^2 \omega R (1 + \chi) / \rho_\alpha S^* l \quad (2.8)$$

Это предельное значение коэффициента преобразования растет с увеличением γ и сильно зависит от отношения R_v (см. фиг. 1 и 2)¹.



Фиг. 1



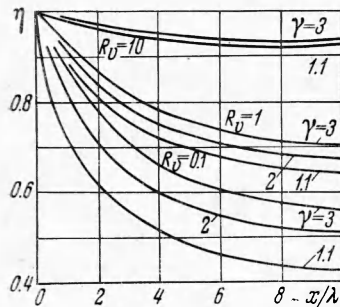
Фиг. 2

Фиг. 1. Зависимость предельного коэффициента преобразования энергии η_{lim} от величины γ
Фиг. 2. Зависимость предельного коэффициента преобразования η_{lim} от отношения R_v

Следует, в частности, что в многоатомных газах значения предельного коэффициента преобразования ниже, чем в одноатомных. Это связано с тем, что в случае сложных молекул значительная часть электромагнитной энергии непроизводительно расходуется на заполнение внутренних степеней свободы.

Скорость изменения коэффициента преобразования энергии существенно зависит от эффективной длины релаксации $\lambda = \tau_* v_\infty$. При малых значениях λ коэффициент преобразования $\eta(x)$ уже при сравнительно небольших x достигает значений, близких к η_{lim} . На фиг. 3 изображена зависимость $\eta = \eta(x/\lambda)$; величины γ и R_v — параметры.

В современных плазменных ускорителях и для реальных газов коэффициент преобразования энергии в режиме «плазменного поршня» не превышает ~ 0.5 . В самом деле, если принять для оценки начальное напряжение $U_0 \sim 3 \cdot 10^8$ в, емкость конденсатора $C \sim 10^2$ мкф, полное сопротивление $R \in (1; 10)$ ом, эффективную частоту $\omega \sim 10^5$ сек⁻¹, коэффициент эрозии $K \sim 10^{-14}$ э/ед. заряда CGSE, приращение

Фиг. 3. Коэффициент преобразования энергии η в зависимости от относительной длины x/λ

индуктивности на единицу длины направляющих электродов $l \in (1; 10)$ см/см, то значение параметра $R_v \leq 10^{-1}$, а эффективная длина релаксации $\lambda \in (10^{-1}; 1)$ см. Это означает, что для обычных плазменных ускорителей длиной $x \in (10; 10^2)$ см при отношении теплоемкостей $j \in (1.1; 3)$ величина коэффициента преобразования энергии $\eta \in (0.2; 0.5)$.

1. При работе ускорителя в режиме «плазменного поршня» в реально достижимых в настоящее время условиях коэффициенты преобразования электромагнитной энергии, запасенной в ускоряющем контуре, в кинетическую энергию ускоренной плазмы

¹ На фиг. 1 пунктиром проведены кривые, соответствующие значениям показателя адиабаты $\gamma > 3$. В обычных условиях величина γ не превышает 3 ($\gamma = (k + 2)/k$, где k — число степеней свободы молекулы газа), причем $\gamma = 3$ соответствует направленному потоку газа, движущемуся с большой скоростью как сплошное тело с одной степенью свободы. Однако при описании связей между термодинамическими параметрами газа с учетом электронного и молекулярного возбуждений, диссоциации и ионизации можно ввести эффективный показатель адиабаты γ таким образом, чтобы истинная адиабата, не совпадающая, вообще говоря, с адиабатой Пуассона, приблизительно совпала бы с ней в окрестности данной точки. При этом значения $\gamma > 3$ могут соответствовать реальным уравнениям состояния [13].

сравнительно невысоки, так как большая часть энергии расходуется на увеличение внутренней энергии газа при образовании ударной волны ($\eta \leq 0.5$)

2. Коэффициент преобразования энергии представляет собой убывающую функцию длины направляющих электродов, асимптотически стремящуюся к некоторому предельному значению, зависящему от величины γ и отношения R_p . Предельные значения коэффициента преобразования достигаются тем быстрее (при меньших длинах ускорителя), чем меньше приращение индуктивности и начальное напряжение на конденсаторе ускорителя и выше емкость конденсатора, полное сопротивление ускоряющего контура и коэффициент эрозии материала электродов.

3. При ускорении одноатомных газов могут быть достигнуты более высокие значения коэффициента преобразования энергии, чем в случае многоатомных газов, так как значительная часть энергии в процессе ускорения многоатомных газов расходуется на заполнение внутренних степеней свободы.

В заключение автор благодарит А. Ф. Витшаса за обсуждения, а также Ю. Морозова, сделавшего ряд важных замечаний.

Поступила 19 X 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Малкин О. А., Степанов А. М. Высокоскоростные потоки плазмы, получаемые с помощью магнитного давления, и релаксационные процессы в них. Теплофизика высоких температур, 1967, № 1.
2. Баранов В. Ю., Мусин А. К. О роли диффузии и вязкого трения в процессе ускорения плазмы. Радиотехника и электроника, 1964, т. 9, № 2, стр. 283.
3. Григорьев В. Н. О структуре плазменного сгустка в электродинамическом ускорителе. ПМТФ, 1965, № 2, стр. 35.
4. Григорьев В. Н. О «пинчах», наблюдаемых в рельсовых плазменных ускорителях. ПМТФ, 1965, № 4, стр. 146.
5. Григорьев В. Н. Некоторые условия существования пинчевой структуры скин-слоя в плазме. ПМТФ, 1966, № 5.
6. Lovberg R. H. The Measurement of Plasma Density in a Rail Accelerator by Means of Schlieren Photography. JEEE. Trans. Nucl. Sci., 1961, vol. 11, № 1, p. 187.
7. Макаров Ю. В., Максимов А. М. Исследование структуры ударных волн в электромагнитной ударной трубе. Ж. техн. физ., 1965, т. 35, № 4, стр. 650.
8. Макаров Ю. В., Максимов А. М. Спектроскопические исследования в электромагнитной ударной трубе. Ж. техн. физ., 1965, т. 35, № 4, стр. 658.
9. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. Физматгиз, 1955.
10. Мусин А. К. Плазменный сгусток с переменной массой во внешнем магнитном поле. Радиотехника и электроника, 1962, № 10, стр. 1799.
11. Баранов В. Ю., Мусин А. К., Тимофеева Г. Г. Кинематика токового слоя в плазменном ускорителе. ПМТФ, 1966, № 5.
12. Либин И. Ш. О разрушении катода в импульсном разряде в инертных газах. Радиотехника и электроника, 1959, т. 4, № 6, стр. 1026.
13. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Физматгиз, 1963.
14. K a s h S. The Plasma in Magnetic Field. Stanford, 1958.
15. Холев С. Р., Полтавченко Д. С. Ускорение плазмы разряда и получение сильных ударных волн в камере с коаксиальными электродами. Докл. АН СССР, 1960, т. 131, № 5.
16. Кварцхава И., Меладзе Р. Д., Суладзе К. В. Опыты по электродинамическому ускорению плазмы. Ж. техн. физики, 1960, т. 30, № 3.
17. Surzon F. L., Churchill R. G., Howard R. P. Pressure dependent characteristics of the z-pinch in Argon and Nitrogen. Proc. Phys. Soc., 1963, vol. 81, № 2.
18. Малкин О. А., Мусин А. К. К вопросу о предварительной ионизации перед движущимся плазмойдом. Ж. техн. физ., 1967, т. 37, № 12.
19. Альперт Я. Л., Гуревич А. В., Пятаевский Л. П. Искусственные спутники в разреженной плазме. Изд. Наука, 1964.
20. Милликен Р. А. Сб. «Газовая динамика», Изд. иностран. лит., 1950.
21. Грановский В. Л. Электрический ток в газе, т. 1, Физматгиз, 1953.
22. Эпштейн П. С. «Газовая динамика», Изд. иностр. лит., 1960.