ИЯФ

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

15

И.А. Котельников, Д.Д. Рютов.

ЭФФЕКТЫ АМБИПОЛЯРНОГО ПОТЕНЦИАЛА В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

ПРЕПРИНТ 85-19

НОВОСИБИРСК

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] была рассмотрена газодинамическая ловушка (ГДЛ) с двухкомпонентной плазмой. Основная компонента представляет собой относительно холодную дейтериевую плазму, находящуюся в газодинамическом режиме, который характеризуется тем, что эффективная длина пробега дейтонов λ_{DD}/R меньше длины ловушки L. В эту плазму инжектируются быстрые (с энергией W_T более 200 кэВ) тритоны, которые, с одной стороны, служат источником энергии для поддержания основной плазмы, а с другой—обеспечивают достаточную скорость $D-T$ реакций. Частицы горячей—тритиевой—компоненты имеют большую длину свободного пробега и удерживаются в ГДЛ, как в обычном пробкотроне, вследствие отражения от пробок.

Из-за относительно низкой температуры электронов плазмы главным каналом потерь энергии быстрых тритонов является их торможение на электронах. Передача энергии дейтонам непосредственно от тритонов с энергией, близкой к энергии инжекции, пренебрежимо мала, и поэтому температура дейтонов оказывается в несколько раз меньше температуры электронов.

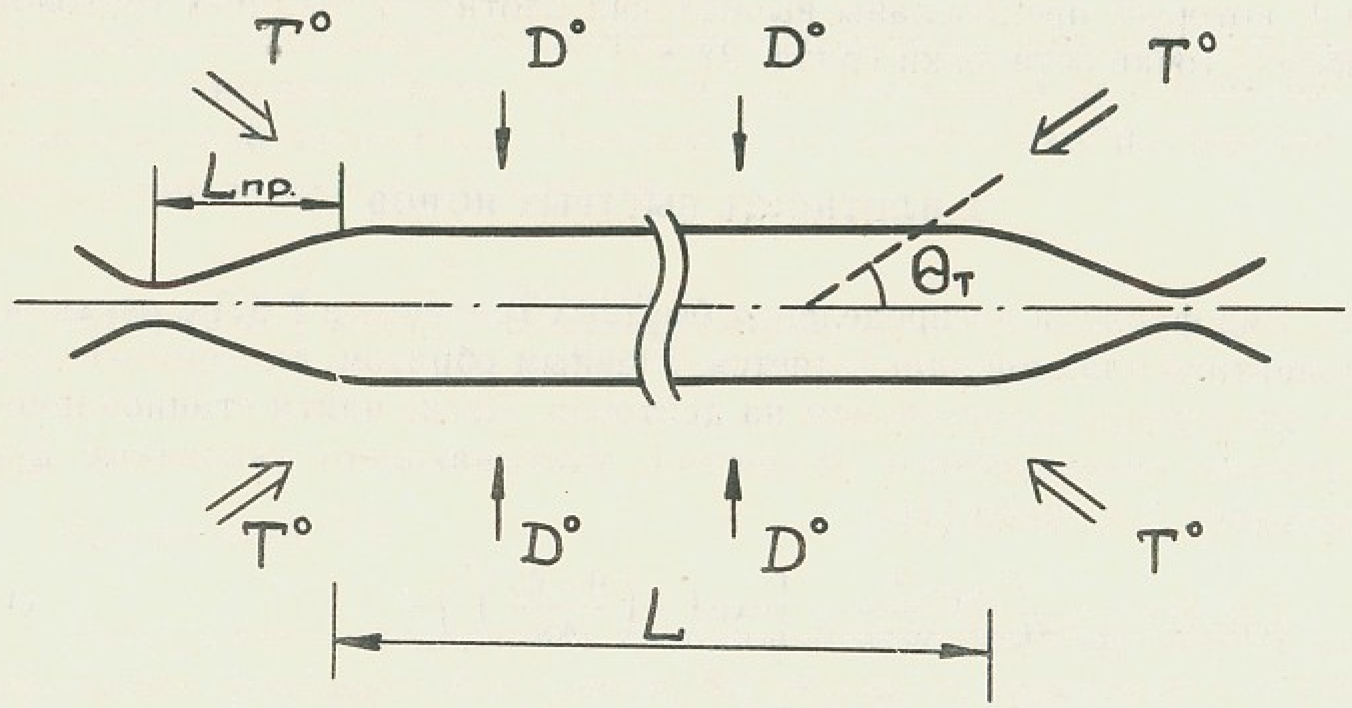

Рис. 1. Газодинамическая ловушка с двухкомпонентной плазмой. Быстрые тритоны инжектируются под небольшим углом к оси системы. Дейтерий вводится в плазму в виде крупинок.

Быстрые тритоны предлагается инжектировать в систему под небольшим углом $\theta_T \simeq 1/3$ (см. рис. 1). Этим достигается, во-первых, снижение вклада трития в поперечное давление на участке однородного поля и, во-вторых, значительное увеличение его плотности вблизи точки остановки в пробке с соответствующим возрастанием здесь нейтронного потока. Последний эффект может быть очень значительным, так как из-за низкой температуры электронов торможение тритонов идет намного быстрее их рассеяния, и их угловой разброс остается малым вплоть до энергий в 3—4 раза меньше исходной.

Вычисления, выполненные в работе [1], показывают, что вполне реальным является десятикратное увеличение плотности тритонов $\overset{*}{n}_T$ в точке остановки по сравнению с их плотностью n_{T0} в центре. Поэтому, если n_{T0} составляет 10% плотности n_{D0} основной компоненты в центре, то $\overset{*}{n}_T$ может сравниваться с n_{D0} и даже превышать n_{D0}.

Появление острого пика плотности быстрых тритонов приводит к существенному изменению профиля амбиполярного потенциала и, как следствие, к изменению времени жизни плазмы в газодинамической ловушке. Цель настоящей работы состоит в исследовании соответствующих эффектов.

Как выясняется, распределение амбиполярного потенциала оказывается существенно различным в зависимости от соотношения между $\overset{*}{n}_T$ и n_{D0}: при $\overset{*}{n}_T < n_{D0}$ реализуется модифицированный режим газодинамических потерь; при $\overset{*}{n}_T > n_{D0}$ осуществляется режим амбиполярного удержания. Указанные режимы рассмотрены в разделах 3 и 4, которым предпосланы вычисления плотности быстрых тритонов вблизи точки остановки (разд. 2).

2. ПЛОТНОСТЬ БЫСТРЫХ ИОНОВ

Вид функции распределения быстрых тритонов в ГДЛ с двухкомпонентной плазмой определяется, главным образом, их торможением на электронах и рассеянием на дейтонах. Легко найти стационарное решение кинетического уравнения, учитывающего указанные два процесса (см., напр. [1]):

$$f_T(v,\theta)=\frac{P_T\tau_{ei}v^{-3}}{4\pi^{3/2}UW_T\Delta\theta\sin\theta_T}\left[\exp\left(-\left(\frac{\theta-\theta_T}{\Delta\theta}\right)^2\right)+\right. \tag{1}$$

$$\left.+\exp\left(-\left(\frac{\theta+\theta_T-\pi}{\Delta\theta}\right)^2\right)\right],$$

где v и θ—соответственно, скорость и питч-угол тритонов на однородной части ГДЛ, U—объем плазмы; P_T—мощность инжекции,

$$\Delta\theta=\left[\frac{4\tau_{ei}}{3\tau_{ii}}\left(\frac{v_T^3}{v^3}-1\right)\right]^{1/2}$$

—полуширина углового распределения; $v_T=(2W_T/M_T)^{1/2}$—начальная скорость инжектированных ионов ($v\leqslant v_T$);

$$\tau_{ei}=\frac{3}{4\sqrt{2\pi}}\frac{M_T}{\sqrt{m_e}}\frac{T_e^{3/2}}{\Lambda e^4 n}$$

—их время торможения на электронах;

$$\tau_{ii}=\frac{M_T^2 v_T^3}{2\pi\Lambda e^4 n}$$

—время рассеяния на ионах; Λ—кулоновский логарифм.

Чтобы найти плотность быстрых тритонов n_T в точке с произвольным значением текущего пробочного отношения $R=B/B_{\min}$, нужно выразить скорость v' и питч-угол θ' в этой точке через v и θ на участке однородного магнитного поля $B_{\min}$ и вычислить интеграл:

$$n_T(R)=2\pi\int_0^\infty dv'(v')^2\int_0^\pi d\theta'\sin\theta' f_T(v,\theta)\,. \tag{2}$$

Влиянием амбиполярного электрического поля на движение быстрых ионов можно пренебречь, так как их энергия велика по сравнению с температурой электронов. Поэтому $v'=v$, $\sin^2\theta'=R\sin^2\theta$. Перейдя к интегрированию по v и θ, получим

$$n_T(R)=2\pi R\int_0^{v_T}dv\,v^2\int_0^{\theta_R}\frac{d\theta\sin 2\theta}{\sqrt{1-R\sin^2\theta}}f_T(v,\theta)\,, \tag{3}$$

где

$$\theta_R=\arcsin(R^{-1/2})\,.$$

Найдем сначала плотность тритонов вблизи точки отражения, где пробочное отношение $R\simeq R_*\equiv\sin^{-2}\theta_T$ велико по сравнению с 1 (но, разумеется, не слишком близко к максимальному $R_{\max}$, т.е. $\theta_T-R_{\max}^{-1/2}\gg\Delta\theta$, иначе инжектированные ионы быстро теряются из ловушки). При $R\gg1$ интегрирование в (3) ведется по области очень малых углов, и все тригонометрические функции можно заменить первыми членами их разложения в ряд Тейлора. Учитывая также, что функция $f_T(v,\theta)$ заметно отлична от нуля только при

$|\theta-\theta_T|\lesssim\Delta\theta$, введем новую угловую переменную $\xi=(\theta-\theta_T)/\Delta\theta$, а $\sin 2\theta$ вынесем за знак интеграла, заменив на $2\theta_T$. Тогда выражение для плотности тритонов вблизи точки остановки принимает следующий вид:

$$n_T(R)=\frac{P_T\tau_{ei}R^{1/2}}{(2\pi\theta_T\Delta\theta_T)^{1/2}UW_T}F(y)\,, \tag{4}$$

где $\Delta\theta_T=(4\tau_{ei}/3\tau_{ii})^{1/2}$, а $F(y)$ — функция безразмерного параметра $y\equiv(1-R\theta_T^2)/2R\theta_T\Delta\theta_T$:

$$F(y)=\frac{2}{3}\int\limits_0^\infty\frac{dx}{x^{1/2}(1+x^2)}\int\limits_{-\infty}^{xy}\frac{d\xi\exp(-\xi^2)}{(xy-\xi)^{1/2}}\,.$$

График $F(y)$ приведен на рис. 2. Максимум $F(y)$ достигается при $y=0{,}35$ и равен 2,846. Подставляя это значение $F(y)$ и $R=R_*$ в (4), находим максимальную плотность тритонов:

$$n_T^*=1{,}135\frac{P_T\tau_{ei}}{(\theta_T^3\Delta\theta_T)^{1/2}UW_T}\,.$$

Относительное изменение пробочного отношения $\Delta R/R_*$, соответствующее ширине пика плотности, порядка $\Delta\theta_T/\theta_T$. Поэтому при выполнении условия $\Delta\theta_T\ll\theta_T$, гарантирующего длительное удержание в ловушке быстрых тритонов, пик плотности оказывается очень узким.

В центральной части ГДЛ, где $R=1$, основной вклад в интеграл (3) вносят частицы с малой скоростью, $v\to 0$. Для правильного определения функции распределения таких частиц необходимо учитывать их торможение на ионах основной плазмы. Решение кинетического уравнения с учетом этого процесса найдено в работе [4]. Мы однако ограничимся полученной в [1] простой оценкой для плотности быстрых тритонов на однородном участке:

$$n_{T0}=P_T\tau_{ei}\ln(W_T/W_{1T})/2W_TU\,,$$

где W_{1T} — энергия тритонов, при которой их потери из ловушки сравниваются с торможением на электронах ($W_{1T}\ll W_T$). Так как W_{1T} входит в выражение для n_{T0} только под знаком логарифма, точное значение W_{1T} не существенно. В типичных случаях $\ln(W_T/W_{1T})=3{,}5$, а n_{T0} в 7—15 раз меньше плотности тритонов в точке остановки:

$$\frac{n_{T0}}{n_T^*}\simeq\frac{2\theta_T^{3/2}\Delta\theta_T^{1/2}}{\ln(W_T/W_{1T})}\,. \tag{5}$$

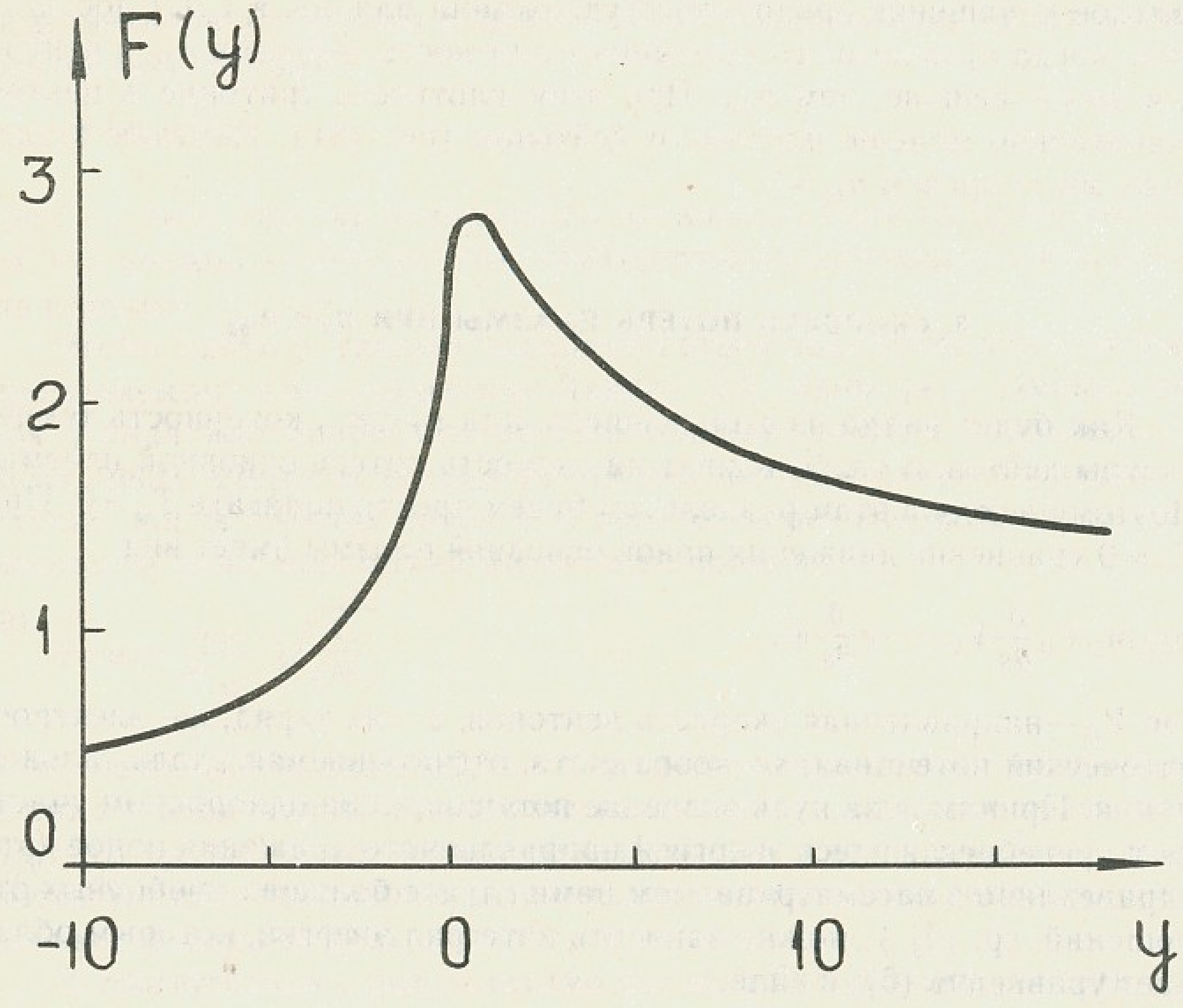

Рис. 2. **График функции** $F(y)$.

Как будет видно из результатов следующих двух разделов, значительное улучшение продольного удержания плазмы в ГДЛ достигается, когда n_T^* ненамного превышает плотность дейтонов n_{D0} в центре или даже меньше, чем n_{D0}. При этом плотность тритонов в центре значительно меньше плотности дейтонов (см. (5)). Поэтому всюду ниже мы полагаем $n_{T0}=0$.

3. СКОРОСТЬ ПОТЕРЬ ПЛАЗМЫ ПРИ $n_T^*<n_{D0}$

Как будет видно из дальнейшего, при $n_T^*<n_{D0}$ конечность температуры дейтонов слабо влияет на скорость потерь основной плазмы. Поэтому всюду в этом разделе мы будем просто полагать $T_D=0$. При $T_D=0$ уравнение движения ионов основной плазмы имеет вид

$$M_D V_D \frac{\partial}{\partial s} V_D = -e \frac{\partial}{\partial s} \varphi\,, \qquad (6)$$

где V_D—направленная скорость дейтонов, e—их заряд, φ—электростатический потенциал, s—координата, отсчитываемая вдоль силовой линии. Принимая за нуль значение потенциала на однородном участке и пренебрегая здесь энергией направленного движения ионов (это справедливо в рассматриваемом нами случае больших пробочных отношений, ср. [3]), можно записать интеграл энергии, которым обладает уравнение (6), в виде:

$$\frac{M_D V_D^2}{2} + e\varphi = 0\,. \qquad (7)$$

Электростатический потенциал определяется из закона Больцмана для электронов и уравнения квазинейтральности:

$$e\varphi = T_e \ln \frac{n_T + n_D}{n_{D0}}\,, \qquad (8)$$

где n_{D0}—плотность дейтонов на однородном участке (как отмечалось в разделе 2, плотностью быстрых частиц здесь можно пренебречь).

С учетом того, что сечение магнитной трубки обратно пропорционально напряженности магнитного поля B, уравнение непрерывности можно представить в виде:

$$n_D V_D = q \frac{B}{B_{\min}}\,, \qquad (9)$$

где q—плотность потока плазмы на участке однородного поля непосредственно перед входом в пробку. Через q выражается время жизни дейтонов в ловушке:

$$\tau = L n_{D0}/2q\,,$$

где L—длина участка однородного магнитного поля (подразумевается, что именно на этот участок приходится подавляющая часть объема плазмы).

Чтобы найти q, следует воспользоваться подходом, аналогичным применяемому в задаче о сопле Лаваля (см., напр., [4]). Именно, поток q надлежит определять из того условия, чтобы в наиболее «узком» месте скорость потока равнялась местной скорости звука. В случае, когда горячих ионов нет, переход через скорость звука происходит в точке максимума магнитного поля, и

$$q = q_0 = \frac{n_{D0}}{R_{\max}} \sqrt{\frac{T_e}{\mathrm{e} M_D}} \qquad (10)$$

(см., напр., [1]), где e=2,71—основание натурального логарифма. Если же величина n_T^* достаточно велика (хотя еще и не превышает n_{D0}), то «узкое место» может переместиться в точку $s=s^*$, где плотность быстрых тритонов максимальна, и поток уменьшится по сравнению с формулой (10).

В соответствии с результатами раздела 2, мы будем считать, что характерная пространственная ширина максимума плотности «горячих» тритонов мала по сравнению с масштабом изменения магнитного поля в пробке (рис. 3). Это обстоятельство существенно упрощает решение задачи и позволяет получить относительно компактное выражение для потока q.

Рассмотрим соотношения (7) — (10) на том участке ловушки, где расположен пик плотности быстрых тритонов. Как отмечалось выше, изменением магнитного поля здесь можно пренебречь и считать, что $R=R_*=\mathrm{const}$. Из (7) — (9) находим

$$\frac{M_D q^2 R_*^2}{2 n_D^2 T_e} = \ln \frac{n_{D0}}{n_D + n_T}\,. \qquad (11)$$

Уравнение (11) определяет в неявной форме связь между n_D и n_T. Разрешая его относительно n_T и переходя к безразмерным переменным

$$N_D = \frac{n_D}{n_{D0}}\,, \qquad N_T = \frac{n_T}{n_{D0}}\,,$$

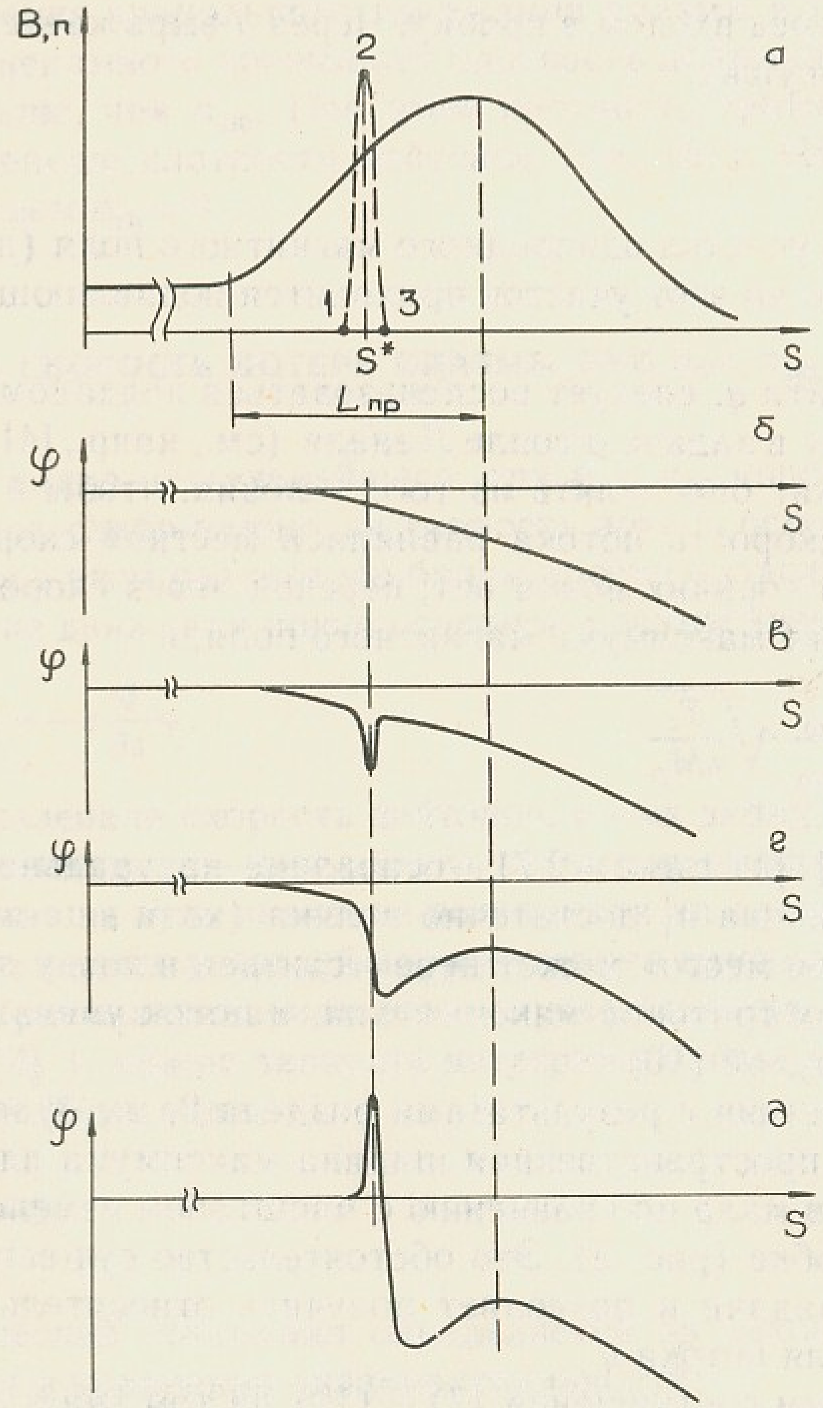

Рис. 3. Распределение параметров плазмы в области пробки:

а — зависимость магнитного поля (сплошная линия) и плотности быстрых тритонов (пунктир) от продольной координаты s; центр установки соответствует точке $s=0$; ширина пика плотности тритонов мала по сравнению с длиной пробки; численные обозначения точек на кривой $n_T(s)$ использованы на рис. 4;

б — зависимость $\varphi(s)$ в отсутствие быстрых частиц ($n_T=0$);

в — зависимость $\varphi(s)$ при $n_T^*/n_{D0}<g(R_*/R_{\max})$; следует обратить внимание на то, что вне узкой окрестности точки $s=s^*$ функция $\varphi(s)$ остается той же, что и на рис. 3б;

г — зависимость $\varphi(s)$ при $g(R_*/R_{\max})<n_T^*/n_{D0}<1$; переход от кривой 3в к кривой 3г происходит скачком при $n_T^*/n_{D0}=g(R_*/R_{\max})$;

д — зависимость $\varphi(s)$ при $n_T^*/n_{D0}=g(R_*/R_{\max})$.

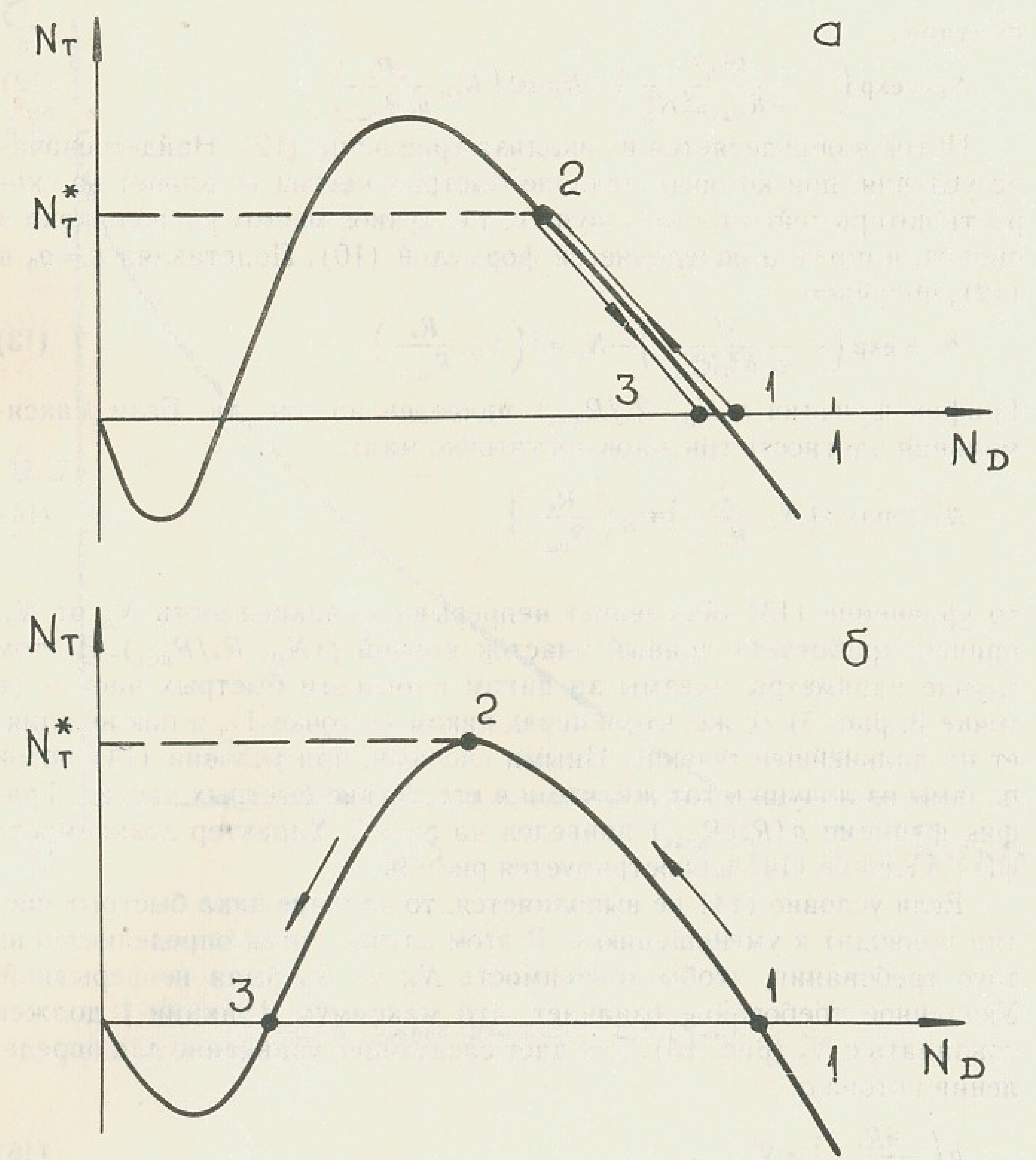

Рис. 4. График зависимости f от N_D, определяемой формулой (13):

а — условие (14) выполнено — при движении от точки 1 к точке 3 N_T меняется в направлении, указанном стрелками;

б — условие (14) не выполнено — поток q «подстраивается» так, чтобы удовлетворялось условие (15); стрелки указывают направление изменения N_T.

получаем

$$N_T = \exp\left(-\frac{R_*^2 q^2}{2e R_{\max}^2 q_0^2 N_D^2}\right) - N_D \equiv f\left(N_D, \frac{qR_*}{q_0 R_{\max}}\right). \qquad (12)$$

Поток q определяется из анализа уравнения (12). Найдем сначала условия, при которых наличие быстрых частиц не влияет на скорость потерь дейтонов их ловушки, т.е. «узкое место» расположено в пробке, и поток q определяется формулой (10). Подставляя $q = q_0$ в (12), получаем

$$N_T = \exp\left(-\frac{R_*^2}{2e N_D^2 R_{\max}^2}\right) - N_D = f\left(N_D, \frac{R_*}{R_{\max}}\right). \qquad (13)$$

График функции $f(N_D,\ R_*/R_{\max})$ приведен на рис. 4а. Если максимальная плотность тритонов достаточно мала,

$$N_T^* < \max_{N_D} f\left(N_D, \frac{R_*}{R_{\max}}\right) \equiv g\left(\frac{R_*}{R_{\max}}\right), \qquad (14)$$

то уравнение (13) определяет непрерывную зависимость N_D от N_T, причем «работает» правый участок кривой $f(N_D,\ R_*/R_{\max})$. В этом случае параметры плазмы за пиком плотности быстрых частиц (в точке 3, рис. 3) те же, что и перед пиком (в точке 1), и пик не влияет на дальнейшее течение. Иными словами, при условии (14) поток плазмы из ловушки тот же, что и в отсутствие быстрых частиц. График функции $g(R_*/R_{\max})$ приведен на рис. 5. Характер зависимости $\varphi(s)$ в случае (14) иллюстрируется рис. 3в.

Если условие (14) не выполняется, то наличие пика быстрых частиц приводит к уменьшению q. В этом случае поток определяется из того требования, чтобы зависимость N_D от N_T была непрерывной. Указанное требование означает, что максимум функции f должен совпадать с N_T^* (рис. 4б). Это дает следующее уравнение для определения потока q:

$$g\left(\frac{qR_*}{q_0 R_{\max}}\right) = N_T^* \qquad (15)$$

(см. (14)). Получаемая отсюда зависимость $qR_*/q_0R_{\max}$ от N_T^* иллюстрируется рис. 6. При заданных значениях R_* и $R_{\max}$ «работает» только та часть кривой, где $N_T^* > g(R_*/R_{\max})$. Характер зависимости $\varphi(s)$ в случае $N_T^* > g(R_*/R_{\max})$ показан на рис. 3г.

При переходе N_T^* через значение $N_T^* = g(R_*/R_{\max})$. плотность плазмы и распределение потенциала за точкой $s = s^*$ изменяются скачком. Это обстоятельство может быть использовано при экспериментальной проверке рассмотренной модели.

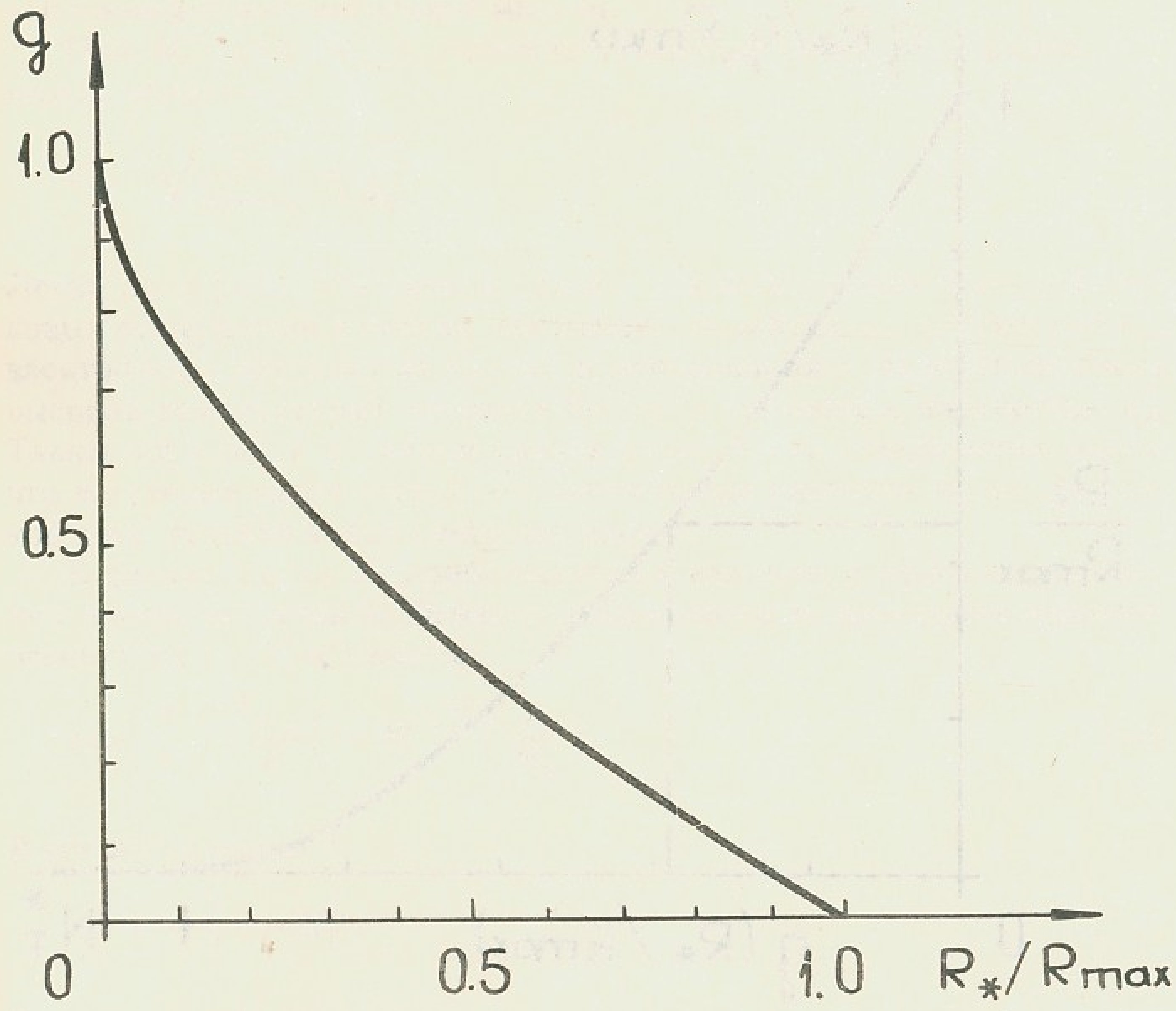

Рис. 5. График зависимости $g(R_*/R_{\max})$.

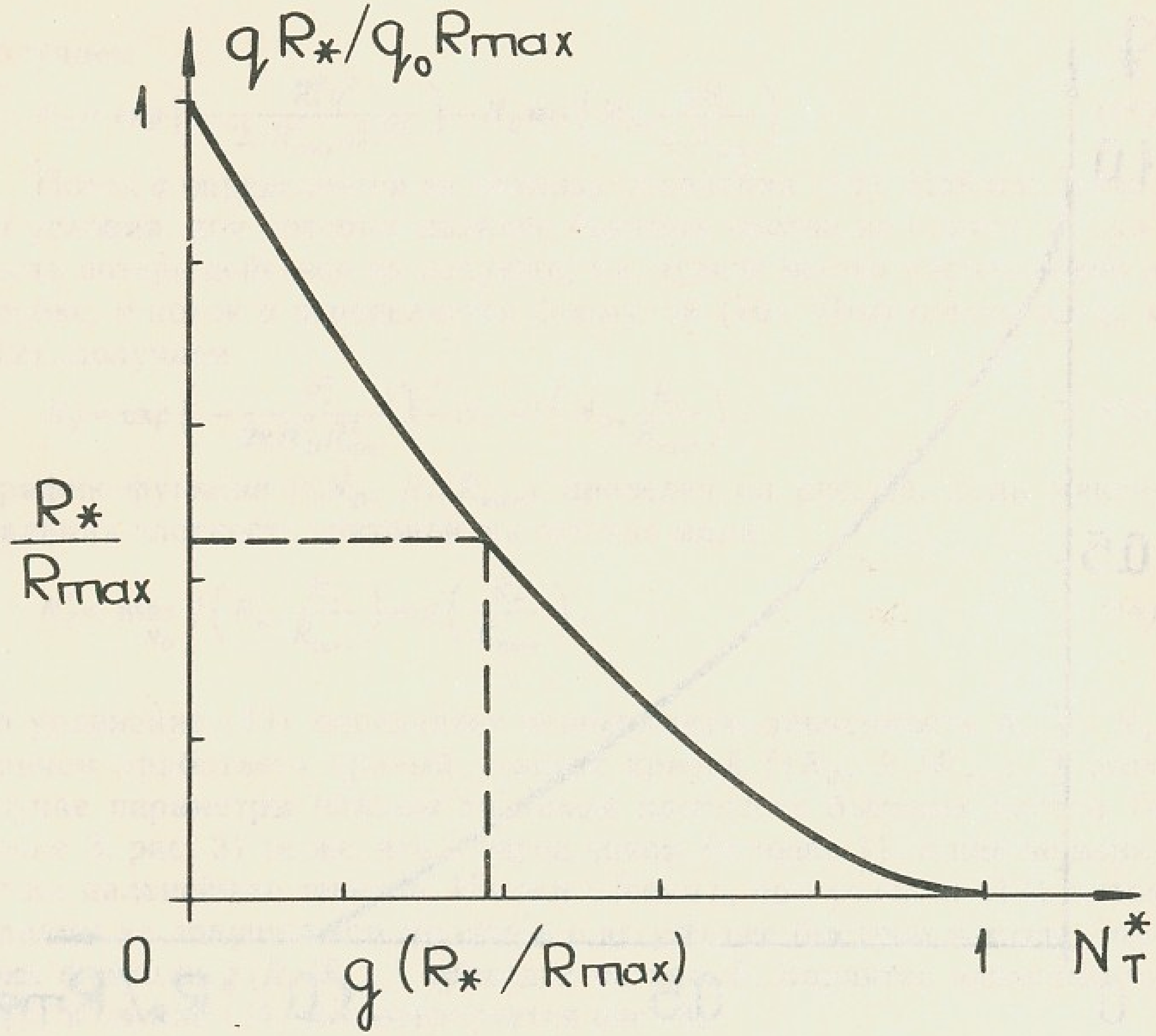

Рис. 6. График зависимости qR_*/q_0R_{max} от N_T^*. При заданном значении R_*/R_{max} «работает» только та часть графика, где $N_T^*>g(R_*/R_{max})$ Если $N_T^*\leqslant g(R_*/R_{max})$, то $q=q_0$. Участок графика при $1-N_T^*\ll 1$ описывается формулой (16).

ной проверке рассмотренной модели.

При $N_T^*>g(R_*/R_{max})$. скорость течения в точке $s=s^*$ равна, как можно убедиться,

$$V_D^*=\sqrt{\frac{n_D^*}{n_T^*+n_D^*}}\sqrt{\frac{T_e}{M_D}}.$$

Легко проверить, что именно такова скорость распространения звуковых возмущений в плазме, состоящей из дейтонов с плотностью n_D^*, электронов с плотностью $n_D^*+n_T^*$, и неподвижного (вследствие очень высокой температуры) «остова» быстрых тритонов с плотностью n_T^*. Таким образом, и в данном случае имеет место утверждение о том, что в «узком» месте скорость течения равна скорости звука. За точкой $s=s^*$ течение всюду сверхзвуковое.

В случае, когда N_T^* приближается к единице, и эффект уменьшения потерь делается особенно сильным, поток можно найти аналитически. При $1-N_T^*\ll 1$ имеем:

$$q\simeq\left(\frac{2}{3}\right)^{3/2}\frac{n_{D0}}{R_*}\left(1-N_T^*\right)^{3/2}\left(\frac{T_e}{M_D}\right)^{1/2}. \qquad (16)$$

В тех же условиях[1)]

$$\frac{e\varphi^*}{T_e}\simeq-\frac{1}{3}(1-N_T^*).$$

Видно, что $e\varphi^*\to 0$ при $N_T^*\to 1$.

Когда $e\varphi^*$ делается меньше T_D, в окрестности точки $s=s^*$ становится необходимым учитывать тепловое движение дейтонов. Поэтому условие применимости результатов, полученных в настоящем разделе, следует записывать в виде

$$1-N_T^*\gtrsim T_D/T_e$$

(напомним, что $T_D\ll T_e$). В принципе, можно получить формулы для q и при $|1-N_T^*|\lesssim T_D/T_E$, но соответствующая область параметров очень узка и вряд ли представляет большой интерес. Поэтому мы сразу перейдем к рассмотрению случая

[1)] Напомним, что при $N_T^*<g(R_*/R_{max})$ «узкое место» расположено в пробке, и $q=q_0$. Поэтому при $R_*/R_{max}\ll 1$ условие $1-N_T^*\ll 1$ нужно заменить на следующее: $1-N_T^*\leqslant\frac{3}{2}(R^2/eR^2_{max})^{1/3}$.

$$N_T^* - 1 \gtrsim T_D/T_e\,, \tag{17}$$

когда эффект запирания становится экспоненциально сильным.

4. СКОРОСТЬ ПОТЕРЬ ПЛАЗМЫ ПРИ $n_T^* > n_{D0}$

Поскольку при условии (17) потери очень малы, функция распределения дейтонов почти до самого максимума потенциала может считаться максвелловской, и распределение потенциала по длине системы следует определять из соотношения

$$n_{D0}\exp\left(-\frac{e\varphi}{T_D}\right) + n_T = n_{D0}\exp\left(\frac{e\varphi}{T_e}\right).$$

Вблизи точки максимума потенциала ($s = s^*$) первым слагаемым в левой части можно пренебречь (так как $e\varphi^* \gg T_D$). Соответсвенно, для φ^* имеем:

$$e\varphi^* = T_e \ln \frac{n_T^*}{n_{D0}}\,. \tag{18}$$

Потенциальный барьер $e\varphi^*$ действительно становится много больше T_D уже при небольшом превышении n_T^* над n_{D0}, определяемом условием (17). Общий характер зависимости $\varphi(s)$ при условии (17) иллюстрируется рис. 3д.

Характерная энергия дейтонов, преодолевающих потенциальный барьер, равна $e\varphi^*$ и значительно превышает T_D. Тем не менее, «эффективная» длина[2] свободного пробега $\lambda_{DD}\, e\varphi^*/T_D R_*$ для них мала по сравнению с длиной газодинамической ловушки (см. [1, 2]). С другой стороны, поскольку длина пробок меньше длины ловушки, то, как правило, $\lambda_{DD} e\varphi^*/T_D R_*$ превышает длину пробки $L_{\text{пр}}$. В таких условиях функция распределения дейтонов, влетающих в пробку из внутренней части ловушки, является максвелловской, а движение дейтонов в пробке происходит без столкновений. Расчет потерь для этого случая очень прост и приводит к следующему выражению для потока ионов (см. [5]):

$$q = \frac{n_{D0}}{R_*}\sqrt{\frac{T_D}{2\pi M_D}}\exp\left(-\frac{e\varphi^*}{T_D}\right). \tag{19}$$

[2] Здесь, как и всюду в настоящей работе, через λ_{DD} обозначена длина пробега дейтонов с энергией, равной их температуре: $\lambda_{DD} = \dfrac{3T_D^2}{2\sqrt{2\pi}\,\Lambda e^4 n}$.

Напомним, что мы относим поток к области однородного поля. Средняя энергия, выносимая каждым ионом из ловушки, равна $e\varphi^* + 2T_D$ [5].

Можно показать, что выражение (19) остается справедливым и при не столь коротких пробках ($L_{\text{пр}} < \lambda_{DD} e\varphi^*/T_D R_*$). Именно, оно останется верным, пока $L_{\text{пр}} \ll \lambda_{DD}$.

При низкой температуре и (или) высокой плотности дейтонов мыслима ситуация, когда меньше L станет обычная (а не «эффективная») длина пробега дейтонов, т.е. станет выполняться неравенство $\lambda_{DD} < L$. При этом на однородном участке ловушки установится чисто гидродинамическое течение, в котором температура ионов, вообще говоря, не постоянна. В таких условиях в формулу (19) следует подставлять значение T_D непосредственно перед входом в пробку (в отношении длины пробки по-прежнему считаем, что $L_{\text{пр}} \ll \lambda_{DD}$). Распределение температуры дейтонов по длине установки следует искать из решения уравнения теплопроводности с заданными источниками[3].

5. СВОДКА РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе изучено влияние амбиполярных эффектов, связанных с наличием пика плотности быстрых частиц, на скорость истечения холодной плазмы из двухкомпонентной газодинамической ловушки. Показано, что имеется два существенно различных режима истечения: первый, когда максимальная плотность быстрых частиц n_T^* меньше плотности n_{DD} основной плазмы на однородном участке, и второй, когда выполнено обратное условие.

В первом режиме скорость потерь определяется из решения задачи об истечении газа через сопло Лаваля, причем, в зависимости от значения n_T^*, переход через скорость звука происходит либо в точке, где максимально пробочное отношение, либо в точке, где расположен пик плотности быстрых частиц. При плавном изменении n_T^* положение точки перехода через скорость звука изменяется скачком; скачком изменяются и все пространственные характеристики течения.

Во втором режиме скорость определяется аналогично тому, как это делается для амбиполярных ловушек с небольшой длиной свободного пробега. Некоторая особенность рассмотренной задачи состоит в том, что вследствие низкой температуры ионов основной плазмы, сильный эффект амбиполярного запирания возможен даже при небольшом превышении n_T^* над n_{D0}.

[3] Если $\lambda_{DD} > L$, а скорость течения плазмы V_D на однородном участке меньше тепловой скорости ионов, этой проблемы заведомо не существует: $T_D = \text{const}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Мирнов В.В., Нагорный В.П., Рютов Д.Д.* —Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-40, 1984.
2. *Kotelnikov I.A., Mirnov V.V., Nagorny V.P., Ryutov D.D.* Paper CN-44/C-II-1 presented at Tenth Int. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nuclear Fusion Research, London, 12 - 19 September, 1984.
3. *Мирнов В.В., Рютов Д.Д.* —Вопросы атомной науки и техники, серия Термоядерный синтез. Вып.1(5), 57 (1980).
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* «Механика сплошных сред». М.: Гостехтеориздат, 1958.
5. *Пастухов В.П.* —Вопросы теории плазмы. Вып.13 / Под ред. Кадомцева Б.Б., с.160 (1984).

И.А.Котельников, Д.Д.Рютов

ЭФФЕКТЫ АМБИПОЛЯРНОГО ПОТЕНЦИАЛА В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Подписано в печать 2 марта 1985 г. МН 06547
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,5 печ.л., 1,2 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 19

Набрано в автоматизированной системе на базе фотонаборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и отпечатано на ротапринте Института ядерной физики СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.