

ОБ УЧЕТЕ ВЛИЯНИЯ СЛАБЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ НА СТАЦИОНАРНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА

В. М. Смирнов

(Москва)

Как установлено в [1], в стационарных электронно-ионных потоках, эмиттируемых плоскостью, отражение медленных частиц на эмиттер происходит только на первых двух колебаниях потенциала, если не учитываются столкновения и эмиттер является единственным источником частиц в пространстве. В настоящей заметке показывается, что с учетом столкновений возможны режимы, в которых отражение медленных частиц происходит на третьем, четвертом и т. д. колебаниях потенциала.

При наличии слабых столкновений возможно заполнение потенциальных ям стационарного распределением частицами, захваченными из потока, идущего на бесконечность, если в потоке имеются частицы с достаточно малой полной продольной энергией ϵ . В то же время известно [1], что потенциальные ямы, заполненные медленными частицами, глубже ям без медленных частиц. Таким образом, становится возможным осциллирующее распределение потенциала с растущей амплитудой, если в каждой последующей яме захваченных частиц больше, чем в предыдущей.

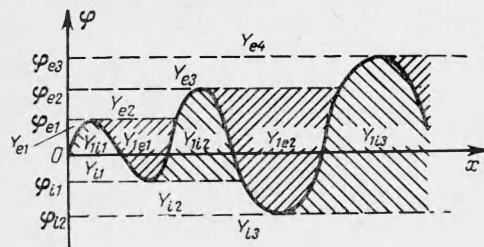
Для того чтобы определить условия, при которых может реализоваться такое распределение, сделаем два предположения. Пусть частицы потока имеют максвелловское распределение по поперечным скоростям с температурой T (одной и той же для электронов и ионов) и продольная энергия у основной массы частиц много больше поперечной. Тогда ямы стационарного распределения, имеющие глубину порядка продольной энергии быстрых частиц, будут достаточно глубокими, т. е., во-первых, в них будет содержаться достаточно много захваченных частиц, и, во-вторых, взаимодействие захваченных частиц с частицами потока будет достаточно слабым по сравнению с их взаимодействием между собой. Следовательно, при условии достаточно долгого существования стационарного распределения захваченные частицы будут иметь изотропное бальцмановское распределение с температурой T .

Амплитуда функции распределения f_1 захваченных частиц определяется из условия равенства потока частиц, сталкиваемых в яму слабыми столкновениями, с потоком частиц, выталкиваемых из ямы [2, 3]. В частности, если граничные значения f_+ и f_- (для $v > 0$ и $v < 0$) функции распределения незапертых частиц f при критическом значении продольной энергии ϵ_* , отделяющем захваченные частицы от незапертых, совпадают, то и граничное значение $f_{1\pm}$ для симметричной по скоростям функции f_1 совпадает с этими значениями. Если же $f_+ \neq f_-$, то граничное значение $f_{1\pm}$ устанавливается где-то между граничными значениями f_+ и f_- . В случае осциллирующего с растущей амплитудой распределения потенциала низкоэнергетичная часть потока не захваченных в данную яму частиц отражается на эмиттере последующими колебаниями потенциала, и, следовательно, выполняется

$$f_{1\pm} = f_+ = f_- = f(\epsilon_*) \quad (1)$$

Так как столкновения полагаются достаточно редкими, то можно считать, что, как и в [1], функции распределения незапертых частиц удовлетворяют бесстолкновительным кинетическим уравнениям Власова. Распределения потенциала с обратным знаком $\phi(x)$ определяются аналогично [1] по функции (фиг. 1 и 2)

$$Y(\phi | x) \equiv \frac{1}{8\pi} \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2$$



Фиг. 2

Здесь x — расстояние до эмиттирующей плоскости. Надписи на фиг. 2 указывают области энергий для различных групп отражающихся и захваченных частиц, по которым

¹ Отметим, что указанное в [3] соотношение $f_{1\pm} = 1/2 (f_+ + f_-)$ выполняется для случаев с резко несимметричной при малых скоростях функцией f лишь приближенно.

можно судить о том, какие группы частиц дают вклад в функцию $Y(\varphi | x)$ при данных φ , x (Y_{ek} — вклад электронов, отражающихся от k -го максимума потенциала, Y_{iek} — вклад электронов, запертых в яме, расположенной после k -го максимума потенциала; аналогичны обозначения для ионов). Как видно из фиг. 1, для роста амплитуды колебаний потенциала достаточно выполнения условий

$$Y_{iek}(\varphi_{ik}) + Y_{ek+1}(\varphi_{ik}) < Y_{iek+1}(\varphi_{ik}) \quad (2)$$

$$Y_{iek}(\varphi_{ek}) + Y_{ik}(\varphi_{ek}) < Y_{iek+1}(\varphi_{ek}) \quad (3)$$

Из условия (1) и выражения функций Y через функции распределения частиц [1] следует, что (2) и (3) выполняются, если функции распределения испускаемых частиц по начальной скорости v_0 на эмиттере $f_{oi}(v_0)$, $f_{oe}(v_0)$ убывают с ростом v_0 медленнее, чем максвелловские функции $C_e \exp(-mv_0^2/2T)$ и $C_i \exp(-Mv_0^2/2T)$.

Здесь C_e и C_i — постоянные, выбранные так, чтобы для v_0 , соответствующих первым экстремумам потенциала, максвелловские функции совпадали с $f_{oe}(v_0)$, $f_{oi}(v_0)$; m , M — массы электрона и иона. Если при больших значениях v_0 ($v_0 > v_1$) функция f_{oe} (или f_{oi}) начинает спадать быстрее соответствующей максвелловской функции, то рост амплитуды колебаний потенциала прекращается при достижении потенциалом значения $mv_1^2/2e$ (или $-Mv_1^2/2e$), где $-e$ — заряд электрона.

Поступила 27 XI 1965

ЛИТЕРАТУРА

- Смирнов В. М. Нелинейные стационарные колебания потенциала в ионно-электронных потоках, эмиттируемых плоскостью. Радиотехника и электроника, 1963, т. 8, № 10, стр. 1729.
- Дюкалов А. Н. Исследование кинетического уравнения системы заряженных частиц в случае редких столкновений. ПМТФ, 1963, № 2, стр. 80.
- Дюкалов А. Н. Граничные условия для функции распределения заряженных частиц, совершающих финитные движения. ПМТФ, 1963, № 4, стр. 110.

О НАГРЕВЕ СТЕНКИ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ ПЕРИОДИЧЕСКИМ ТЕПЛОВЫМ ПОТОКОМ

А. М. Рушайло (Москва)

Во многих приложениях, например в циклических ускорителях плазмы или МГД-генераторах, охлаждаемые и неохлаждаемые стенки канала подвергаются воздействию периодических тепловых потоков, которые в первом приближении можно представить в виде волн прямоугольной формы [1]. Решение задачи такого типа для полубесконечного тела приведено в работе [2].

Большой практический интерес представляет задача о нагреве стенки периодическим тепловым потоком при учете конечной толщины стенки и различных режимов охлаждения. Решение этой задачи приводится ниже.

Уравнение в безразмерных переменных для температуры, граничные и начальные условия запишем в виде

$$\frac{\partial \theta(\xi, \tau)}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta(\xi, \tau)}{\partial \xi^2} \quad \left(0 \leq \xi \leq 1, \quad \tau \geq 0, \quad \theta = \frac{T - T_0}{T_0}, \quad \xi = \frac{x}{h}, \quad \tau = \frac{at}{h^2} \right) \quad (1)$$

$$\theta(\xi, 0) = 0, \quad \frac{\partial \theta(0, \tau)}{\partial \xi} = -\gamma(\tau), \quad \frac{\partial \theta(1, \tau)}{\partial \xi} = -\beta \theta(1, \tau) \quad (2)$$

$$\gamma = \gamma_0 \eta(\tau), \quad \gamma_0 = \frac{q_0 h}{T_0 \lambda}, \quad \beta = \frac{\alpha h}{\lambda}, \quad \tau_0 = \frac{at_0}{h^2}, \quad \tau_1 = \frac{at_1}{h^2}$$

$$\eta(\tau) = \begin{cases} 1, & n\tau_1 \leq \tau \leq n\tau_1 + \tau_0 \\ 0, & n\tau_1 + \tau_0 < \tau < (n+1)\tau_1, \quad n = 0, 1, 2, \dots \end{cases} \quad (3)$$

Здесь T_0 , T — начальная и текущая температура, h — толщина стенки, x — координата, t — время, t_0 — время подвода тепла в одном периоде, t_1 — период изменения