

УДК 533.538

СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ РАЗРЫВОВ, СОЗДАВАЕМЫХ ЗАРЯЖЕННЫМИ СЕТКАМИ

Васильева Н. Л., Черный Л. Т.

Рассматривается плоское стационарное течение униполярно заряженного газа. Параметр ЭГД-взаимодействия предполагается малым, так что электрическое поле не влияет на движение газа. В потоке установлена заряженная металлическая сетка, состоящая из прямолинейных проволок, расположенных перпендикулярно плоскости течения, и являющаяся поверхностью разрыва ЭГД-параметров.

Анализируется структура такого разрыва в случаях, когда проволоки заряжены положительно или отрицательно и заряды соседних проволок различаются знаком. В каждом из этих случаев сетка может быть проницаема для ионов частично или полностью либо непроницаема. Найдены кулон-амперные характеристики сетки и установлена величина заряда, при которой сетка становится непроницаемой для ионов. Получены соотношения, замыкающие систему соотношений на разрыве.

1. Рассмотрим одномерное стационарное течение двухкомпонентной среды — смеси газа и положительных ионов в ЭГД-приближении при малом параметре взаимодействия. Направим ось координат y вдоль скорости потока и будем считать, что напряженность электрического поля имеет единственную составляющую, параллельную оси y . Пусть скорость среды v^0 постоянна вдоль потока, а все другие параметры течения зависят только от y . В сечении $y = 0$ перпендикулярно потоку поместим заряженную металлическую сетку, состоящую из параллельных проволок и достаточно редкую, так что она практически не оказывает влияния на движение газа.

Далее будет показано, что в зависимости от величины и знака заряда на сетке она может быть частично или полностью проницаема для ионов, либо вообще непроницаема для них.

Будем обозначать индексами минус и плюс значения параметров непосредственно перед и за фронтом разрыва. Пусть L , $L_{E\mp}$, $L_{q\mp}$ — характерный геометрический масштаб задачи (например, расстояние сетки от других тел) и характерные длины изменения напряженности поля E и изменения объемной плотности заряда ионов q в областях течения перед и за сеткой соответственно. Параллельные проволоки, образующие сетку, — круговые цилиндры радиуса δ с расстоянием между их осями l , удовлетворяющими условиям $\min(L, L_{E\mp}, L_{q\mp}) \gg l \gg \delta$. Тогда сетку, вообще говоря, можно рассматривать как поверхность разрыва электрических параметров течения.

Уравнения, описывающие поведение электродинамических величин в областях перед разрывом и за ним, при сделанных предположениях имеют вид [1, 2]

$$(1.1) \quad j = q(v^0 + bE) = \text{const}, \quad dE/dy = 4\pi q$$

(j — плотность тока ионов, b — их подвижность, которая считается постоянной). Кроме того, предполагается, что $L_{q\mp}(v^0 + bE) \gg D$, где D — коэффициент диффузии ионов. Электрические параметры на разры-

ве связаны следующими соотношениями [2]:

$$(1.2) \quad E^+ - E^- = 4\pi\sigma, \quad j^+ - j^- = -J, \quad j^\pm = q^\pm (v^\circ + bE^\pm)$$

Здесь σ — поверхностная плотность заряда на разрыве, J — плотность электрического тока, текущего на сетку в результате осаждения ионов.

2. Изучим структуру разрыва, описанного в п. 1. Введенные выше значения E^\mp будут представлять собой значения напряженности поля в бесконечности перед сеткой и за ней. Направим ось x декартовой системы координат x, y перпендикулярно осям проволок сетки. Тогда все параметры ЭГД-потока зависят только от координат x, y и течение среды параллельно плоскости (x, y) . Оси проволок сетки пересекают плоскость xy в точках с координатами $(\pm kl, 0)$, $k = 0, 1, 2, \dots$

Ограничимся обычно реализующимся в приложениях случаем, когда выполняются неравенства

$$(2.1) \quad \frac{4\pi ql}{\min E^\mp} \ll 1, \quad \frac{D}{l \min (v^\circ + bE^\mp)} \ll 1$$

Тогда в задаче о структуре разрыва электрических параметров, вызванного сеткой, можно пренебречь объемным зарядом ионов и их диффузией. В результате будут выполняться соотношения

$$(2.2) \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad \mathbf{j} = q(\mathbf{v} + b\mathbf{E})$$

где $\mathbf{v} + b\mathbf{E}$ — скорость движения ионов.

Напряженность поля в бесконечности перед и за сеткой можно представить в виде

$$(2.3) \quad E_\mp = E^\circ \mp 2\pi Q/l, \quad E^\circ = (E^- + E^+)/2$$

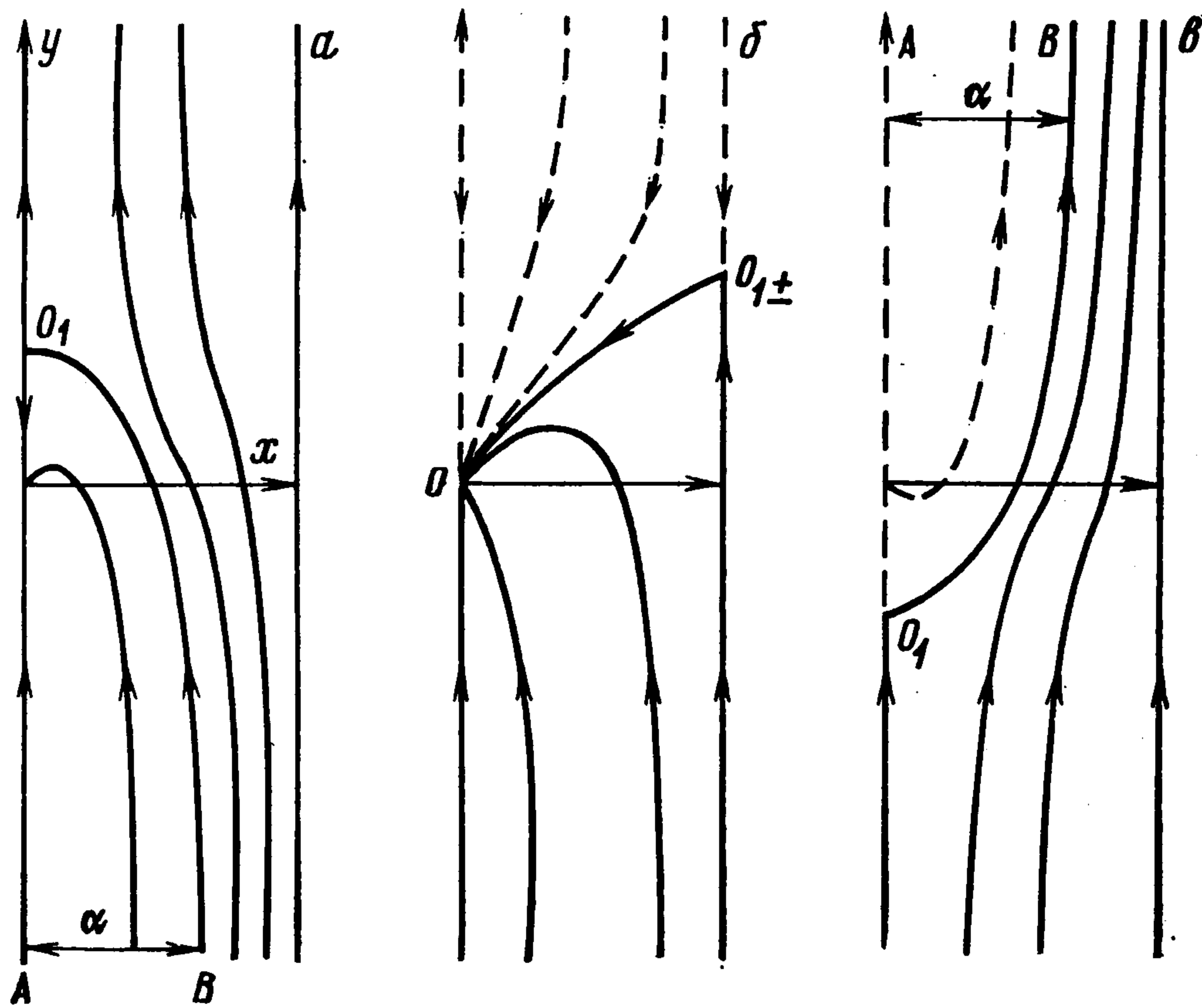
(Q — заряд единицы длины одной проволоки, $\sigma = Q/l$ — средний заряд единицы площади сетки). Здесь и ниже в пп. 3 и 4 предполагается, что значение Q одинаково для всех проволок.

Практический интерес представляет случай, когда поле, создаваемое редкой сеткой, таково, что оно оказывает заметное влияние на движение ионов, т. е.

$$(2.4) \quad |bE^\mp| \sim 2\pi b |Q|/l \sim \max(bE^\circ, v^\circ)$$

Вблизи каждой проволоки сетки для напряженности поля E_δ^\mp , создаваемого находящимся на них электрическим зарядом, справедлива оценка $E_\delta \sim 2Q/\delta$. Так как сетка предполагается достаточно редкой, а значит $\delta \ll l$, то из приведенной оценки для E_δ и формулы (2.4) следует, что $E_\delta \gg E^\circ$. Аналогично $E_\delta \gg E_\delta'$, где E_δ' — напряженность поля около какой-либо проволоки, создаваемого всеми другими проволоками. Поэтому вблизи каждой проволоки можно пренебречь возникающим за счет электростатической индукции искажением внешнего поля и поля, создаваемого всеми другими проволоками. Тогда поле вне сетки будет совпадать с полем, создаваемым системой параллельных бесконечно тонких нитей с линейной плотностью заряда Q , расположенных на осях проволок и находящихся во внешнем поле с напряженностью E° . В результате решение первых двух уравнений (2.2) будет иметь вид (в комплексном представлении звездочка означает комплексное сопряжение) [3]

$$(2.5) \quad E^* \equiv E_x - iE_y = -iE^\circ + \frac{\pi}{l} \left[\frac{2Q}{z} + \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{2Q}{z - k\pi} + \frac{2Q}{z + k\pi} \right) \right] = \\ = -iE^\circ + \frac{2\pi Q}{l} \operatorname{ctg} z, \quad z = \frac{\pi}{l} (x + iy)$$



Фиг. 1

Из формулы (2.4) следует, что

$$|v| \lesssim 2\pi b |Q|/l \ll 2\pi b |Q|/\delta \sim \pi b E_\delta$$

Таким образом, в областях вблизи проволок сетки, где происходит заметное возмущение скорости гидродинамического потока, его влиянием на движение ионов вообще можно пренебречь по сравнению с влиянием электрического поля. Поэтому в дальнейшем при изучении движения ионов будем считать $v \equiv v_x + iv_y = iv^\circ = \text{const}$.

Введем комплексную скорость движения ионов V и ее комплексный потенциал W

$$(2.6) \quad V^* = V_x - iV_y = -i(v^\circ + bE^\circ) + \kappa \operatorname{ctg} z = \frac{dW}{dz}, \quad \kappa = \frac{2\pi bQ}{l}$$

Интегрируя уравнение (2.6), получим

$$(2.7) \quad W = \kappa \operatorname{Ln} [C \sin z \exp(-i \operatorname{Re}_E z)], \quad \operatorname{Re}_E = (v^\circ + bE^\circ)/\kappa$$

где C — произвольная постоянная, Re_E — электрическое число Рейнольдса сетки.

Из соотношений (2.2) и определения комплексного потенциала W следует, что вдоль линий тока ионов плотность заряда ионов q и мнимая часть комплексного потенциала $\operatorname{Im}W$, являющаяся функцией тока ионов, остаются постоянными.

3. Рассмотрим течение среды в случае, когда сетка заряжена отрицательно ($Q < 0$). Качественно линии тока ионов в полосе $0 \leq x \leq l/2$, $-\infty < y < \infty$ представлены на фиг. 1, а, б. Линии тока ионов в полосе $-l/2 \leq x \leq 0$, $-\infty < y < \infty$ получаются зеркальным отражением относительно оси y . Течение в областях, получающихся сдвигом на $\pm kl$ в направлении оси x , аналогично течению в полосе $-l/2 \leq x \leq l/2$, $-\infty < y < \infty$ в силу периодичности решетки. Все ионы, линии тока которых на фиг. 1, а лежат в области AO_1B , достигают поверхности проволоки и оседают на ней. Будем называть область AO_1B областью захвата ионов сеткой в полосе $0 \leq x \leq l/2$, $-\infty < y < \infty$. Ионы, линии тока которых лежат правее области захвата AO_1B , проходят сквозь сетку и уходят в бесконечность. Таким образом, в случае, изображенном на фиг. 1, а,

сетка частично проницаема для ионов. При этом $q^+ = q^-$, $j^+ = q^+ (v^\circ + bE^+) = q^+ (v^\circ + bE^\circ + \kappa) < j^-$.

Получим уравнение линии тока, проходящей через критическую точку O_1 . Искомая линия тока состоит из полупрямой $x = 0$, $y > 0$ и кривой O_1B . Приравняем нулю мнимую часть комплексного потенциала скорости движения ионов (2.7), тогда

$$(3.1) \quad C \sin z \exp(-i \operatorname{Re}_E z) = C^* \sin z^* \exp(i \operatorname{Re}_E z^*)$$

Используя условие, что на части линии тока, проходящей через точку O_1 , $z = i\pi y/l$, получим $C^* = -C$. Разрешив соотношение (3.1) относительно y , с учетом определения $z = \pi(x + iy)/l$ найдем уравнение кривой O_1B

$$(3.2) \quad y = \frac{l}{2\pi} \ln \frac{\sin[(\operatorname{Re}_E - 1)\pi x/l]}{\sin[(\operatorname{Re}_E + 1)\pi x/l]}$$

Из уравнения (3.2) можно получить координаты критической точки O_1 , в которой скорость ионов равна нулю

$$(3.3) \quad x_1 = 0, \quad y_1 = \frac{l}{2\pi} \ln \frac{v^\circ + bE^\circ - \kappa}{v^\circ + bE^\circ + \kappa}$$

Ширина области захвата ионов в бесконечности, α_∞ , может быть найдена как из уравнения (3.2), так и из условия, что все ионы из области захвата оседают на проволоке. Она оказывается равной

$$(3.4) \quad \alpha_\infty = \frac{2\pi b |Q|}{v^\circ + bE^\circ + |\kappa|} \equiv \frac{l}{1 + |\operatorname{Re}_E|}$$

При увеличении абсолютной величины заряда на проволоке особая точка O_1 , в которой скорость ионов равна нулю, смещается вверх и при значении $Q = -l(v^\circ + bE^\circ)/(2\pi b)$ точка O_1 уйдет в бесконечность. Из формулы (3.4) можно получить, что в этом случае область захвата ионов есть вся рассматриваемая полоса ($\alpha_\infty = l/2$). При дальнейшем увеличении абсолютной величины заряда возможное значение скорости ионов в бесконечности за сеткой станет отрицательным. Когда оно переходит через нуль в бесконечности, на прямых $x = \pm l/2$ образуются две особые точки $O_{1\pm}$ (вместо одной O_1), которые затем смещаются вниз. Используя условие равенства нулю скорости ионов в точках $O_{1\pm}$, найдем их координаты

$$(3.5) \quad x_{1\pm} = \pm \frac{l}{2}, \quad y_{1\pm} = \frac{l}{2\pi} \ln \frac{\kappa - v^\circ - bE^\circ}{\kappa + v^\circ + bE^\circ}$$

Качественная картина линий тока ионов такого течения представлена на фиг. 1, б. Выше линии OO_{1+} ионы отсутствуют, если их нет за сеткой в бесконечности. При увеличении абсолютной величины заряда проволоки $Q < 0$ точка O_{1+} будет смещаться вниз и при $Q \rightarrow -\infty$ совпадет с точкой $(l, 0)$. В случае, изображенном на фиг. 1, б, сетка непроницаема для ионов. При этом $q^+ = 0$, $j^+ = 0$.

4. Рассмотрим течение среды в случае, когда сетка заряжена положительно ($Q > 0$). Качественно линии тока ионов в исследуемом течении в полосе $0 \leq x \leq l/2$, $-\infty < y < \infty$ представлены на фиг. 1, в. Ионы, проходящие из бесконечности снизу, пересекают сетку, огибая область тени AO_1B , в которой ионы отсутствуют, и уходят в бесконечность вверх. В этом случае сетка полностью проницаема для ионов, и плотность тока ионов на сетку равна нулю. Можно показать, что уравнение кривой O_1B по-прежнему имеет вид (3.2), где теперь $Q > 0$. Соответственно координаты критической точки O_1 описываются формулой (3.3). При значениях $y \geq l$

уравнение кривой O_1B (3.2) приближенно преобразуется к виду

$$(4.1) \quad x \simeq \alpha_\infty \left[1 - \frac{1}{\pi} \sin \left(\pi \frac{\text{Re}_E - 1}{\text{Re}_E + 1} \right) \exp \left(- \frac{2\pi y}{l} \right) \right]$$

где $x = \alpha_\infty$ — прямая, ограничивающая область тени в бесконечности; величина α_∞ по-прежнему определяется формулой (3.4). Из формулы (4.1) видно, что $x \simeq \alpha_\infty$ при $y \gg l$. Ширина области тени в бесконечности в рассматриваемой полосе равна α_∞ . Отметим, что при росте величины заряда на сетке ширина области тени увеличивается и при значении $Q = l(v^\circ + bE^\circ)/(2\pi b)$ равняется $l/2$. Сетка при этом полностью отталкивает ионы и становится непроницаемой для них, а в качестве условия на разрыве следует принять, что $q^- = 0$.

Значение α_∞ для ширины области тени в бесконечности получено в предположении, что ионы движутся направленно под действием внешнего электрического поля и силы трения о газ, а диффузия ионов отсутствует. В действительности, область тени в бесконечности исчезнет за счет диффузии ионов и воздействия создаваемого ими поля. Рассмотрим случай, когда последним можно пренебречь. Ясно, что он всегда реализуется при достаточно малых значениях q . Ниже будет получена количественная формулировка этого условия.

Пусть длина области тени равна l_q . Ионы, пересекающие сетку, попадут на расстояние l_q от сетки за время $\tau \sim l_q/(v^\circ + bE^+)$. Для того чтобы область тени исчезла на расстоянии l_q от сетки, ионы за время τ должны за счет диффузии сместиться на расстояние порядка

$$(4.2) \quad l \sim (D\tau)^{1/2} \sim \left(\frac{Dl_q}{v^\circ + bE^+} \right)^{1/2}$$

Так как согласно второму неравенству (2.1) $\text{Re} \equiv l(v^\circ + bE^+)/D \gg 1$, то из формулы (4.2) получим

$$(4.3) \quad l_q \sim l^2 (v^\circ + bE^+)/D = \text{Re} l \gg l$$

Таким образом, процесс выравнивания скорости и плотности заряда ионов происходит в два этапа. Сначала на расстоянии $\sim l$ скорость ионов становится практически равной $v^\circ + bE^+$. При этом ширина области тени мало отличается от своего предельного значения α_∞ , плотность заряда ионов внутри области тени близка к нулю, а вне ее равна q^- . Затем на расстоянии порядка $l_q \gg l$ за счет диффузии происходит выравнивание плотности заряда ионов поперек рассматриваемой полосы и область тени исчезает. Этот процесс диффузии с учетом того, что $\text{Re} \gg 1$, приближенно описывается соотношениями (при условии $4\pi ql_q \ll E^+$)

$$(4.4) \quad \begin{aligned} (v^\circ + bE^+) \frac{\partial q}{\partial y} &= D \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} \\ q &= q^-, \quad \alpha_\infty < x \leq l/2, \quad y = l; \\ q &= 0, \quad 0 \leq x < \alpha_\infty, \quad y = l; \\ \partial q / \partial x &= 0, \quad x = 0, l/2, \quad y > l \end{aligned}$$

Последние два соотношения (4.4) следуют из симметрии и периодичности решетки.

Решение задачи (4.4) имеет вид [4]

$$(4.5) \quad \begin{aligned} q &= q^- \left(1 - \frac{2\alpha_\infty}{l} \right) - \frac{2q^-}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k} \exp \left[- \frac{4D\pi^2 k^2 (y-l)}{(v^\circ + bE^+) l^2} \right] \times \\ &\times \sin \frac{2\pi k \alpha_\infty}{l} \cos \frac{2\pi k x}{l} \end{aligned}$$

Из (4.5) следует, что $q \simeq q^- (1 - 2\alpha_\infty/l) \equiv q^+$ при $y \geq l_q$, т. е. на расстоянии l_q от сетки заряд ионов становится практически постоянным. При этом плотность тока ионов j^+ также перестает зависеть от x и выполняется соотношение $j^+ = j^- = \text{const}$.

Оценим длину области тени l_q' в случае, когда она исчезает под действием создаваемого ионами электрического поля. Пусть E' — величина проекции его напряженности на плоскость, перпендикулярную потоку, т. е. на плоскость сетки. Очевидно,

$$E' \lesssim 4\pi ql, \quad l_q' \sim (v^\circ + bE^+) \frac{l}{bE'} \gtrsim \frac{v^\circ + bE^+}{4\pi bq}$$

Отсюда и из выражения (4.3) для l_q вытекает условие $D/(4\pi bq) \gg l^2$, при выполнении которого имеем $l_q' \gg l_q$, и следовательно, процесс исчезновения области тени определяется диффузией ионов.

Кулон-амперные характеристики сетки в случаях, изображенных на фиг. 1, имеют вид

$$J \equiv j^- - j^+ = \frac{2\alpha_\infty}{l} j^- = \begin{cases} 0, & \kappa \geq 0 \\ -2\kappa q^-, & -(v^\circ + bE^\circ) < \kappa < 0 \\ q^- (v^\circ + bE^\circ - \kappa), & \kappa \leq -(v^\circ + bE^\circ) \end{cases}$$

5. Рассмотрим течение среды в случае, когда каждые соседние проволоки сетки имеют заряд, одинаковый по абсолютной величине $Q > 0$, но противоположный по знаку. Пусть проволоки, оси которых пересекают плоскость xy в точках с координатами $(\pm 2kl, 0)$, $k = 0, 1, 2, \dots$, заряжены положительно, а проволоки, оси которых пересекают плоскость xy в точках с координатами $(\pm(2k+1)l, 0)$, заряжены отрицательно. Будем рассматривать течение среды в полосе $0 \leq x \leq l$, $-\infty < y < \infty$. Течение в полосе $-l \leq x \leq 0$, $-\infty < y < \infty$ получается зеркальным отражением относительно оси y . Течение в областях, получающихся сдвигом на $\pm 2kl$ в направлении оси x , аналогично течению в полосе $-l \leq x \leq l$, $-\infty < y < \infty$ в силу периодичности решетки.

В приближении, описанном в п. 2, напряженность электрического поля в потоке определяется формулой [3]

$$E^* \equiv E_x - iE_y = -iE^\circ + \frac{\pi}{l} \left[\frac{2Q}{z} + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \left(\frac{2Q}{z - k\pi} + \frac{2Q}{z + k\pi} \right) \right] = \\ = -iE^\circ + \frac{\pi}{l} \frac{2Q}{\sin z}$$

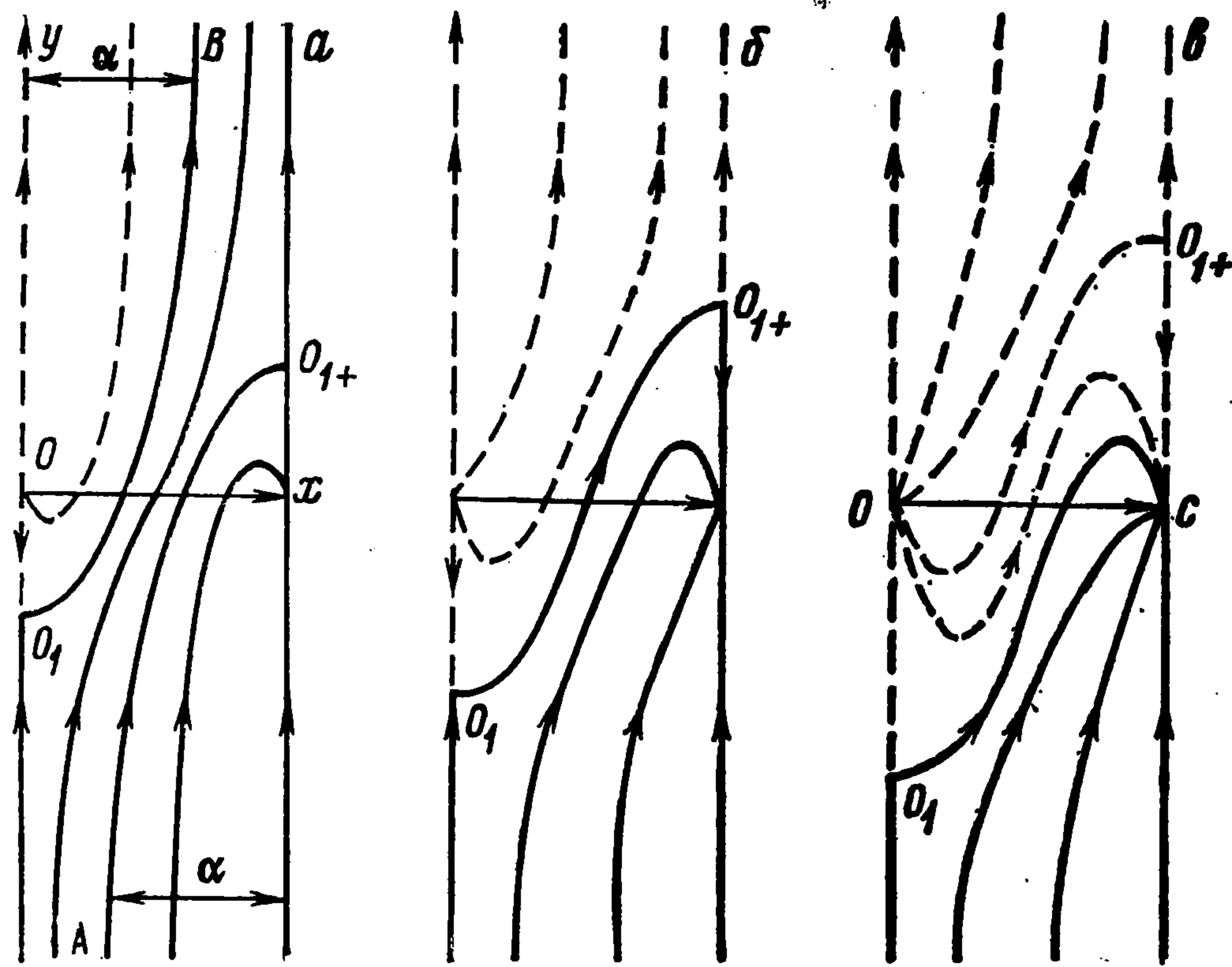
Комплексная скорость ионов V и ее комплексный потенциал W имеют вид

$$V^* = V_x - iV_y = -i(v^\circ + bE^\circ) + \frac{\kappa}{\sin z} \\ W = \kappa \text{Ln} \left[C \text{tg} \frac{z}{2} \exp(-i \text{Re}_{Ez}) \right], \quad C = \text{const}$$

Качественная картина линий тока ионов в полосе $0 \leq x \leq l$, $-\infty < y < \infty$ представлена на фиг. 2, а. Ионы, линии тока которых лежат левее линии AO_{1+} , проходят сквозь сетку, огибая область тени OO_1B , в которой ионы отсутствуют, и уходят в бесконечность. Все ионы, линии тока которых лежат правее линии AO_{1+} , достигают проволок и оседают на них. В случае, изображенном на фиг. 2, а, биполярно заряженная сетка частично проницаема для ионов.

При помощи выкладок, аналогичных проведенным в пп. 2 и 3, получим уравнения линий тока, проходящих через критические точки $O_1, O_{1\pm}$, лежащие на прямых $x = 0$ и $x = \pm l$, и координаты x_a, y_a этих точек

$$x = al, \quad (-1)^{a+2} y < 0; \quad y = \frac{l}{\pi} \ln \left[(1 + \chi_a^2)^{1/2} - (-1)^{a+2} \chi_a \right] \\ \chi_a \equiv \sin \pi \left(\frac{x}{l} - a \right) \frac{\cos [\text{Re}_{E\pi} (x/l - a)]}{\sin [\text{Re}_{E\pi} (x/l - a)]} \\ x_a = al, \quad y_a = \frac{l}{\pi} \ln \left[\left(\left(\frac{\kappa}{v^\circ + bE^\circ} \right)^2 + 1 \right)^{1/2} - (-1)^{a+2} \frac{\kappa}{v^\circ + bE^\circ} \right]$$



Фиг. 2

Здесь $a = 0, \pm 1$, соответственно, для точек $O_1, O_{1\pm}$.

Ширина области захвата ионов в рассматриваемой полосе, из которой они оседают на отрицательно заряженной проволоке, равна ширине области тени, образующейся за положительно заряженной проволокой, и находится по формуле

$$(5.1) \quad \alpha_\infty = \frac{2\pi bQ}{v^0 + bE^0} \equiv \frac{l}{\text{Re}_E}$$

Формула (5.1), так же как и соответствующая формула в п. 4, получена в предположении, что диффузия ионов отсутствует. В действительности область тени в бесконечности исчезнет за счет диффузии ионов. Рассуждая аналогично тому, как это делалось в п. 4, получим, что процесс выравнивания заряда ионов за сеткой описывается формулой (4.5), в которой нужно заменить E^+ , l на E^0 и $2l$ соответственно. При этом в данном случае ширина области тени α_∞ , которая входит в уравнение (4.6), определяется формулой (5.1). На расстоянии l_q от сетки плотность заряда ионов q становится практически постоянной и равной $q^+ \simeq q^- (1 - \alpha_\infty/l)$.

Плотность тока ионов j^+ становится постоянной, но в отличие от случая, описанного в п. 4, часть ионов оседает на сетке, и следовательно, выполняется соотношение $j^+ = q^+ (v^0 + bE^0) < j^-$.

При увеличении абсолютной величины заряда на проволоках особая точка O_1 смещается вниз, а особые точки $O_{1\pm}$ — вверх. Ширина области захвата ионов и ширина области тени увеличиваются и при значении $Q = l(v^0 + bE^0)/(2\pi b)$ становятся равными l . При этом кривые O_1B и AO_{1+} сливаются и через особые точки $O_1, O_{1\pm}$ проходит одна линия тока, задаваемая уравнениями

$$\begin{cases} x = 0, & y < 0; & x = \pm l, & y > 0 \\ y = \frac{l}{\pi} \left[\left(\cos^2 \frac{\pi x}{l} + 1 \right)^{1/2} - \cos \frac{\pi x}{l} \right] \end{cases}$$

Качественная картина линий тока ионов такого течения представлена на фиг. 2, б. Сетка становится непроницаемой для ионов и все ионы оседают на отрицательно заряженных проволоках. Сверху от линии O_1O_{1+} ионы отсутствуют и, следовательно, $q^- = j^- = 0$.

На фиг. 2, в представлена качественная картина линий тока течения среды в случае, когда абсолютная величина заряда на проволоках сетки $Q > l(v^0 + bE^0)/(2\pi b)$. Как видно из фиг. 2, в, одна линия, проходившая на фиг. 2, а через особые точки O_1, O_{1+} , снова расщепляется на две линии: O_1C и OO_{1+} . Сверху от линии O_1C ионов нет. Следовательно, в этом случае сетка также непроницаема для ионов и $q^- = j^- = 0$.

Кулон-амперные характеристики сетки в случаях, изображенных на фиг. 2, имеют вид

$$J \equiv j^* - j^+ = j^- \frac{\alpha_{\infty}^*}{l} = \begin{cases} \kappa q^-, & 0 < \kappa < v^0 + bE^0 \\ q^-(v^0 + bE^0), & \kappa \geq (v^0 + bE^0) \end{cases}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Ватажин А. Б., Грабовский В. И., Лихтер В. А., Шульгин В. И. Электрогазодинамические течения. М.: Наука, 1983. 344 с.
2. Гогосов В. В., Полянский В. А. Электрогидродинамика: задачи и приложения, основные уравнения, разрывные решения.— В кн.: Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа. М.: ВИНТИ, 1976, т. 10, с. 5—85.
3. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1973. 736 с.
4. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 487 с.

Москва

Поступила в редакцию
26.IX.1984