

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАТНЫХ ТОКОВ В ЭГД ТЕЧЕНИЯХ

В. А. ЛИХТЕР, В. И. ШУЛЬГИН

(Москва)

Исследованы обратные электрические токи в ЭГД течениях за лабораторными источниками униполярно заряженных частиц. Эти токи играют важную роль в процессе электризации самолета в результате работы его реактивных двигателей. Созданы модели, позволяющие изучать поведение обратных токов вне и внутри осесимметричного ЭГД потока в случаях отсутствия («одноконтурный» источник) и наличия внешней кольцевой нейтральной струи («двухконтурный» источник).

Показано, что возрастание обратного тока J^- вне ЭГД струи сопровождается уменьшением тока выноса J^+ . Уменьшение относительного расстояния L от источника до внешней заземленной поверхности и увеличение отношения v скорости внешней нейтральной струи к скорости ЭГД потока снижает J^- как в заземленной, так и в изолированной модели; в последнем случае, когда $J^+ = 0$, вне струи существует заметный обратный ток. При увеличении потенциала источника от $\varphi = 0$ до плавающего ток J^- возрастает, достигая максимума, а затем уменьшается. Этот эффект обнаружен и тогда, когда в заземленной и в изолированной модели $J^+ = 0$.

Для случая $L=1$, $v=1$ теоретическая и экспериментальная зависимости J^- от потенциала источника φ , тормозящего заряженные частицы потока в переходном режиме, удовлетворительно совпадают между собой.

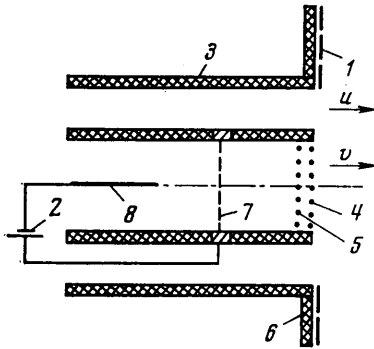
1. Постановка задачи. Теоретические и экспериментальные исследования ЭГД потоков, проводимые в связи с проблемой электризации летательных аппаратов [1-3], позволили обнаружить, что «плавающий» потенциал самолета φ^0 и ток J^+ , выносимый униполярной реактивной струей, существенно зависят от наличия вблизи струи проводящих поверхностей (мотогондола, фюзеляж), на которые могут возвращаться заряженные частицы из струи. При наземных испытаниях самолета Як-40 было обнаружено заметное влияние таких «обратных» токов [3, 4], проявившееся в том, что ток выноса из каждого бокового двигателя, расположенного у фюзеляжа, оказался вдвое меньше, чем ток из центрального двигателя.

Таким образом, обратные токи J^- являются тем параметром, с помощью которого внешние условия воздействуют на основные электрические характеристики ЭГД источника — ток выноса J^+ и плавающий потенциал φ^0 , причем это влияние окружающих условий может ослабляться при наличии нейтрального спутного потока [3].

Настоящая работа посвящена детальному исследованию в лабораторных условиях зависимости обратных токов J^- от изменения внешних условий: расстояния l до заземленных поверхностей и скорости u внешнего нейтрального потока. Плоское ЭГД течение с обратным током исследовано численными методами в работе [5].

2. Экспериментальная установка. Исследование обратных токов проводилось на двух лабораторных моделях, в которых заряженные частицы генерировались коронными источниками, обдуваемыми потоком воздуха [1, 3] (см. фиг. 1). В первой модели («одноконтурный» источник) диаметр h электрической струи в выходном сечении совпадает с диаметром H газодинамического потока ($h=H=18$ мм), скорость потока газа $v=60$ м/сек. Во второй модели («двухконтурный» источник) основная ЭГД

струя первой модели обтекалась кольцевым нейтральным потоком воздуха; на срезе модели внешний диаметр этого потока равен 35 мм, скорость его могла достигать $u=50$ м/сек. Для изменения граничных условий вниз по потоку от источника могла устанавливаться заземленная металлическая сетка, пронизываемая для потока газа. Обратные токи изучались на заземленной ($\varphi=0$) и изолированной ($\varphi=\varphi^0$) модели и в режиме выхода на плавающий потенциал φ^0 . В последнем случае на модель от внешнего источника подавался фиксированный потенциал $0 \leq \varphi \leq \varphi^0$, что позволяло исследовать этот нестационарный процесс в стационарных условиях.



Фиг. 1

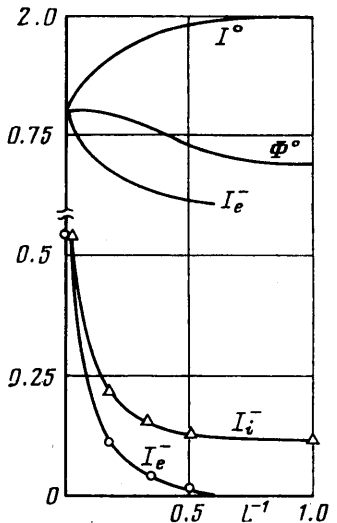
тания и измерительной схемой $R^0 \approx 10^{12}$ Ом. Переключатель дистанционно управлялся световым лучом и позволял измерять отдельно во всех трех режимах токи на отдельные кольца, на стержни 4 и 5 и суммарный обратный ток вне струи.

3. Одноконтурный источник. Заземленная модель. Изменение относительных величин тока выноса I^0 из заземленной модели и суммарного обратного тока J_e^- вне газодинамической струи показано на фиг. 2 в зависимости от безразмерного расстояния $L=l/h$ до заземленной сетки. $J^0(L)$ и $J_e^-(L)$ отнесены к значениям токов при $L=\infty$, т. е. при отсутствии сетки. По мере приближения сетки к источнику (L^{-1} возрастает) суммарный обратный ток J_e^- уменьшается и практически равен нулю при $L^{-1} \geq 0.5$ ($L \leq 2.0$); ток выноса $J^0(L)$ при этом возрастает и становится постоянным при том же значении L — его величина примерно вдвое больше, чем J^0 при $L^{-1}=0$. Таким образом, при малых расстояниях до внешней сетки обратный ток в заземленной модели отсутствует. Увеличение обратных токов при больших L и является причиной наблюдавшегося в [1-3] уменьшения тока выноса из источника при возрастании расстояния до внешней заземленной сетки.

Увеличение параметра L сопровождается также возрастанием тока J_i^- на стержни сетки 4 (см. фиг. 1), который характеризует обратные токи внутри ЭГД струи вблизи ее выходного сечения. Изменение доли обратных токов внутри (I_i^-) и вне (I_e^-) газодинамической струи относительно соответствующих значений тока выноса J^0 в зависимости от L показано на фиг. 2. Обратный ток внутри струи существует и при тех малых расстояниях до внешней сетки, когда вне струи обратный ток уже отсутствует; при этом $J_i^- = \text{const}$, так же как и ток выноса

Для измерения обратных токов вне струи в плоскости среза коронного источника устанавливался секционированный токоприемник 1 из нескольких concentрических колец; средние диаметры колец составляли для одноконтурного источника от 29 до 81 мм (семь колец), а для двухконтурного — от 37 до 108 мм (девять колец). Обратные токи внутри струи измерялись с помощью установленных на срезе источника стержней 4 диаметром 0.3 мм; от прямого попадания заряженных частиц из источника они были защищены стержнями 5 диаметром 0.8 мм, расположенными вверх по потоку на расстоянии 0.5 мм.

Заряженные частицы, выносимые потоком газа, создавались в коронном разряде между иглой 8 и сеткой 7, соединенными с высоковольтным выпрямителем. Сопротивление относительно земли изолированной модели вместе с системой питания и измерительной схемой $R^0 \approx 10^{12}$ Ом. Переключатель дистанционно управлялся световым лучом и позволял измерять отдельно во всех трех режимах токи на отдельные кольца, на стержни 4 и 5 и суммарный обратный ток вне струи.



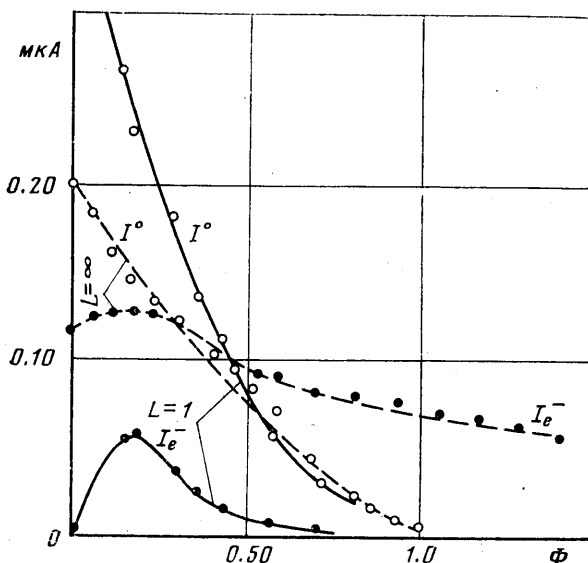
Фиг. 2

на фиг. 2. Сумма ($J^{\circ}+J_i^{-}+J_e^{-}$) тока выноса и обратных токов внутри и вне струи сохраняется постоянной с точностью до $\pm 5\%$ при всех значениях L , причем при больших L полный обратный ток $J_i^{-}+J_e^{-}$ может превышать ток выноса J° .

Выходящие из струи обратные токи попадают на расположенные в плоскости среза источника концентрические токоприемники, описанные в п. 2, что позволяет находить радиальное распределение плотности $j^{-}(r)$ обратных токов вне струи. В заземленной модели значения $j^{-}(r)$ при всех L максимальны вблизи струи и резко уменьшаются при увеличении r . При отсутствии внешней сетки существует заметный обратный ток и на периферийные кольца; по мере уменьшения L величина тока на каждом кольце резко падает и все большая доля J^{-} попадает только на первое кольцо.

Изолированная модель. Работа источника заряженных частиц, полностью изолированного от земли, характеризуется условием $J^{\circ} \equiv 0$. Основным параметром ЭГД источника в этом случае является его плавающий потенциал φ° , значение которого [1] прямо пропорционально скорости v_0 струи на срезе источника и характерному размеру струи h . Условие $J^{\circ} \equiv 0$ может выполняться и тогда, когда ток, выходящий за срез изолированного источника, полностью замыкается на элементы его поверхности, т. е. существует замкнутый обратный ток J_e^{-} . По мере приближения сетки (L^{-1} возрастает) ток J_e^{-} резко уменьшается и практически равен нулю при $L \approx 2.0$. Характер зависимости $J_e^{-}(L)$ одинаков в изолированной и заземленной моделях, однако абсолютные значения J_e^{-} заметно больше в заземленной модели (при $L = \text{const}$).

На фиг. 2 приведено также изменение относительной величины плавающего потенциала $\Phi^{\circ} \equiv \varphi^{\circ}(L)/\varphi^{\circ}(\infty)$. Значение Φ° уменьшается по мере приближения заземленной сетки, причем при уменьшении L от ∞

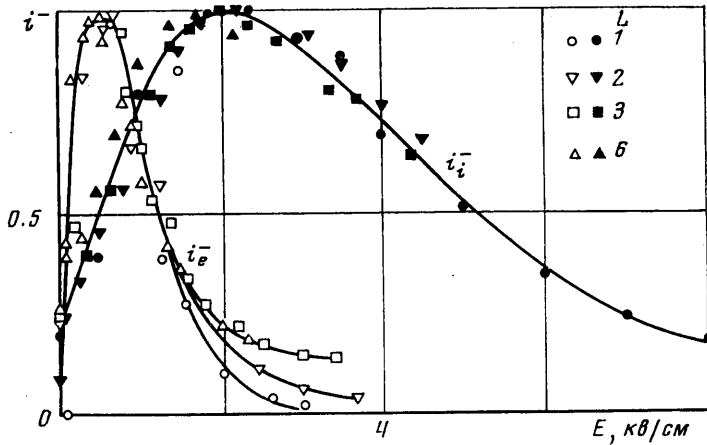


Фиг. 3

до 6 изменяется очень слабо; величина же J_e^{-} при этом резко падает. Это связано с тем, что при $L = \infty$ существенный вклад в J_e^{-} вносит ток на периферийные кольца, который исчезает при $L < 6$. В то же время ток на первом кольце почти не изменяется при уменьшении L от ∞ до 3. Таким образом, слабому изменению φ° соответствует малое изменение обратного тока на ближайшее к струе кольцо. Отметим, что значение

обратного тока J_i^- внутри струи с точностью до $\pm 10\%$ сохраняется неизменным во всем исследованном диапазоне изменения L .

Переходный режим. В реальных условиях потенциал ϕ изолированного источника заряженных частиц может не достигать своего предельного значения ϕ° при наличии утечек — частичного сброса заряда в окружающее пространство. Представляет интерес исследование обратных токов при $\phi < \phi^\circ$, т. е. в переходном режиме от заземленной к полностью изолированной системе. Такой нестационарный переходный процесс может изучаться в стационарном режиме, если поддерживать потенциал



Фиг. 4

системы $\phi < \phi^\circ$ с помощью дополнительного источника питания. Ток выноса $J^\circ(\phi)$ из такой системы определяется эмпирическим соотношением

$$(3.1) \quad J^\circ(\phi) = J^\circ(0) (1 - \phi/\phi^\circ)^2$$

где $J^\circ(0)$ ток выноса в заземленной модели ($\phi=0$). Справедливость (3.1) была проверена в широком диапазоне скоростей потока v_0 на моделях с различной геометрией и при различных расстояниях L до заземленной сетки.

На фиг. 3 сравниваются зависимости от $\Phi \equiv \phi/\phi^\circ$ абсолютных величин токов J° и J_e^- для двух характерных значений ($L=\infty$ и 1). Отметим, что при $L=1$ обратный ток полностью отсутствует в заземленной ($\Phi=0$) и изолированной ($\Phi=1$) моделях, однако в переходном режиме ($0 < \Phi < 1$) вне струи появляется заметный обратный ток. При всех значениях L величина J_e^- при повышении Φ возрастает, достигает максимума, а затем уменьшается. Особенно интересен тот факт, что при $L=\infty$ сохраняется значительный обратный ток и в том случае, когда потенциал ϕ существенно превышает плавающий потенциал модели ϕ° ($J^\circ=0$ при $\phi=\phi^\circ$). В то же время при $L=1$ ток $J^- = 0$ уже при $\Phi=0.7$.

Аналогичный характер имеют зависимости $J^-(\phi)$ и при других значениях L , причем все они удовлетворительно совпадают между собой в координатах $i^- \equiv J^-/J_m^-$ и $E \equiv \phi/l$, где индекс m соответствует максимальному значению (фиг. 4). Максимальные значения обратных токов ($i^- = 1$) достигаются для $L=1, 2, 3$ и 6 при $E \approx 0.5$ кВ/см; при $E > 2$ кВ/см зависимости $i_e^-(E)$ уже не описываются единой кривой, что объясняется сохранением заметного обратного тока при больших L . Величина J_m^- в переходном режиме ($0 < \phi < \phi^\circ$), так же как и J_e^- в заземленной

($\varphi=0$) и в изолированной ($\varphi=\varphi^\circ$) системах, возрастает с увеличением расстояния L до заземленной сетки.

Характер изменения при увеличении E относительных значений обратного тока на отдельных кольцах-токоприемниках вне струи такой же, как у суммарного обратного тока J_e^- на все кольца, причем чем дальше кольцо расположено от оси струи, тем при меньшем значении E обратный ток на нем становится равным нулю. Радиальное распределение плотности тока $j^-(r)$ при E , соответствующем J_m^- , практически одинаково для исследованных значений L .

Обратный ток J_i^- внутри струи (см. фиг. 4) при увеличении напряженности E «внешнего» электрического поля изменяется аналогично обратному току J_e^- вне струи, однако его максимальное значение достигается при значительно большей величине $E \approx 2$ кв/см (J_e^- максимально при $E \approx 0.5$ кв/см), а после максимума J_i^- уменьшается примерно в четыре раза медленнее. Значение $(J_i^-)_m = \text{const}$ при всех L с точностью $\pm 5\%$. При увеличении L

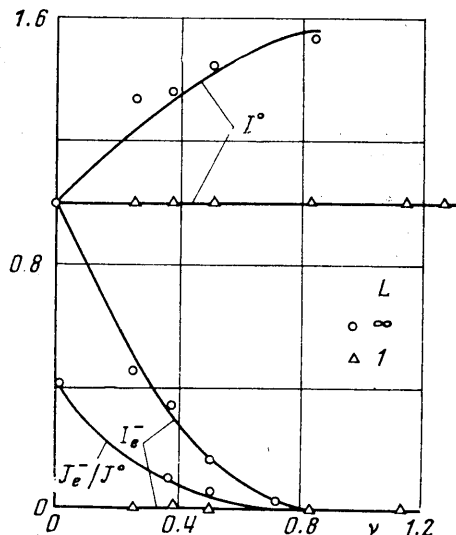
ток J_i^- становится все больше по сравнению с обратным током J_e^- вне струи, причем это различие особенно велико при $E \approx 2$ кв/см, когда J_i^- максимален.

В заключение укажем, что характер изменения всех исследованных в данном разделе параметров сохраняется таким же в случае, когда электрический потенциал, тормозящий заряженные частицы ЭГД потока в области между источником и внешней сеткой, приложен не к модели, как описано выше, а к внешней сетке. Модель в этом случае заземлена.

4. Двухконтурный источник. Представляет практический интерес исследование обратных токов в случае, когда основная ЭГД струя окружена спутным нейтральным потоком, который должен препятствовать возвращению на источник заряженных частиц, выходящих из основной струи. Эти эффекты изучались на двухконтурном источнике, описанном в п. 2. Скорость u во внешнем контуре могла изменяться независимо от скорости v в основной струе. При $u=v$ расходы воздуха в этих струях соответствуют степени двухконтурности $k=2.33$ двигателей, установленных на самолете Як-40. Отношение $u/v=v$. В п. 3 было показано, что зависимости обратных токов J_e^- вне ЭГД струи от расстояния L до внешней заземленной сетки наиболее сильно отличаются в случаях $L=\infty$ и 1; поэтому исследование зависимости $J_e^-(v)$ проводилось только для этих значений L .

Заземленная модель. Изменение относительных значений тока выноса I° и суммарного обратного тока I_e^- вне внешней струи ($r \geq 1/2 H$) в зависимости от отношения скоростей v показано на фиг. 5 для $L=\infty$ и 1; значения $J(v)$ отнесены к соответствующим значениям токов при $v=0$ ($v=60$ м/сек).

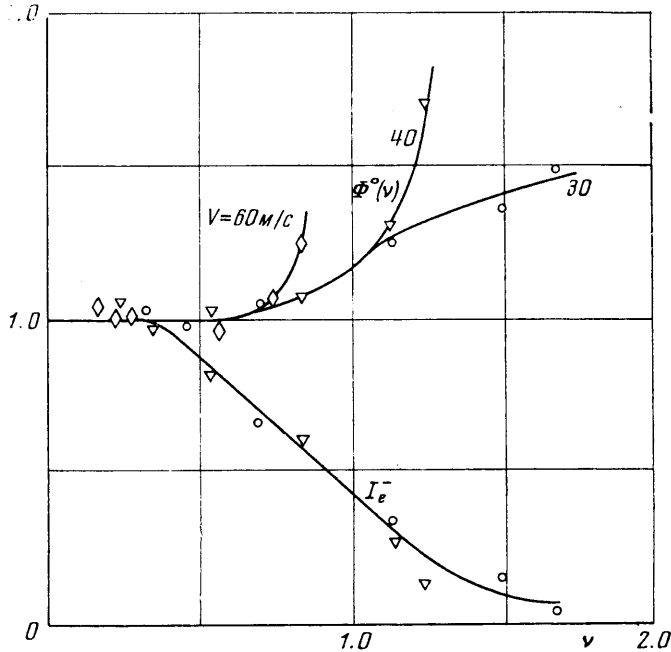
Как и на одноконтурном источнике (см. п. 3), при $L=\infty$ в данной модели в случае $v=0$ существует заметный обратный ток $J_e^-/J^\circ \approx 0.4$. Уве-



Фиг. 5

личение скорости внешней струи приводит к резкому уменьшению J_e^- , которое, как и в п. 3, сопровождается соответствующим увеличением тока выноса J^0 . Суммарный ток $J^0 + J_e^-$, выходящий из основного источника (внутренний контур), сохраняется неизменным с точностью $\pm 10\%$. В то же время при малом расстоянии до внешней заземленной сетки ($L=1$) при всех v обратный ток $J_e^- = 0$, поэтому $J^0 = \text{const}$. С увеличением v доля обратного тока J_e^-/J^0 резко уменьшается.

Заряженные частицы, выходящие из струи двухконтурного источника в результате расталкивающего действия собственного объемного заряда, попадают на установленные в плоскости среза источника концентрические приемники обратного тока, описанные в п. 2; это позволяет находить радиальные распределения плотности тока $j^-(r)$ при $r \geq 1/2 H$ для различных значений v . Когда внешняя струя отсутствует ($v=0$), распределение $j^-(r)$ аналогично распределению обратного тока в одноконтурном



Фиг. 6

источнике — максимально вблизи струи и резко уменьшается при удалении от нее. Внешняя струя вызывает значительное уменьшение обратного тока на первом кольце, при этом на следующих кольцах ток изменяется более слабо, поэтому распределение $j^-(r)$ имеет максимум, особенно четкий при малых v .

Изолированная модель. В полностью изолированной системе, в которой $J^0=0$, при отсутствии внешней заземленной сетки ($L=\infty$) в двухконтурном источнике, так же как и в одноконтурном (п. 3), наблюдается заметный обратный ток. Увеличение скорости внешней нейтральной струи приводит к уменьшению J_e^- (см. фиг. 6), однако при малых v величина $J_e^- \approx \text{const}$ и плавающий потенциал ϕ^0 системы также остается неизменным. При $v > 0.5$ уменьшение J_e^- сопровождается возрастанием ϕ^0 , которое происходит тем резче, чем больше скорость v внутренней струи. Когда скорость v внешней струи значительно превышает v ($v \approx 2$), величина $J_e^- \rightarrow 0$, а $\phi^0 \rightarrow \text{const}$.

В том случае, когда расстояние до заземленной сетки мало ($L=1$), $J^- = 0$ при всех v . Плавающий потенциал φ° во всем исследованном диапазоне u и v изменяется незначительно, однако при $0.2 < v < 1.0$ наблюдается уменьшение $\varphi^\circ(v)$ по сравнению с $\varphi^\circ(0)$. Этот эффект более заметен при больших v , однако уменьшение φ° не превышало 15%.

Характер $j^-(r)$ аналогичен описанному выше для заземленной системы, однако в изолированной модели зависимость $j^-(r)$ от параметра v значительно слабее.

При одинаковых v обратные токи наблюдаются в изолированной модели при больших L , чем в заземленной. При малых v обратный ток заземленной модели больше, чем в изолированной, а при $v > 0.15$ наоборот; по мере увеличения v их отношение резко уменьшается и становится равным нулю при $v \approx 1.0$.

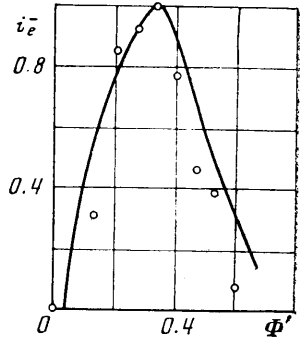
Переходный режим. Характер поведения обратных токов вне струи двухконтурного источника в режиме перехода от заземленной ($\varphi=0$) к полностью изолированной модели ($\varphi=\varphi^\circ$, $J^\circ=0$) исследовался при изменении v от 0 до 1.5 для двух предельных значений $L=\infty$ и 1. Как и выше, промежуточный потенциал системы $0 < \varphi < \varphi^\circ$ задавался принудительно от дополнительного источника питания.

Зависимости тока выноса $J^\circ(\varphi)$ и обратного тока вне струи $J_e^-(\varphi)$ при различных значениях v , v и $L=\infty$ и 1 аналогичны полученным для одноконтурного источника (см. фиг. 3). Величина J° резко уменьшается при возрастании потенциала φ , тормозящего заряженные частицы ЭГД струи, и $J^\circ \rightarrow 0$ при $\varphi \rightarrow \varphi^\circ$; при этом J_e^- возрастает, достигает максимума, а затем монотонно уменьшается. При $L=\infty$ и всех исследованных v обратный ток $J_e^- \neq 0$ при $\varphi \geq \varphi^\circ$, когда $J^\circ=0$. Зависимость $I^\circ(\Phi)$ при всех значениях v , v , L описывается соотношением (3.1).

Характер $I_e^-(\Phi)$ сохраняется при различных v . Отметим следующий интересный факт. При $L=1$ обратный ток, так же как и в одноконтурном источнике ($v=0$), появляется при возрастании φ и в случае $v > 0$; однако $J_{e,m}^-$ уменьшается по мере увеличения v . Когда $\varphi=\varphi^\circ$, величина $J_e^- \approx 0$ при всех v . В системе $L=\infty$ увеличение φ также вызывает появление обратного тока при тех v , когда в заземленной модели $J_e^- = 0$. В отличие от случая $L=1$ ток J_e^- уменьшается при возрастании φ (после достижения $J_{e,m}^-$) более слабо и существует при $\varphi \geq \varphi^\circ$. Значение $J_{e,m}^-$ уменьшается с ростом v и при $L=\infty$.

Увеличение скорости внешней струи (в модели с $L=1$) приводит к тому, что $J_{e,m}^-$ достигается при все больших величинах напряженности тормозящего поля $E=\varphi/l$. В случае $v=0$ значение $J_{e,m}^-$ достигается, как и в одноконтурном источнике, при $E=0.5$ кВ/см, а при $v=0.5$ соответствующее значение E возрастает вдвое. Аналогичным образом изменяются величины обратного тока, попадающего на два ближайших к струе кольцевых токоприемника. На третьем кольце ($R=r/0.5H=1.46$) обратный ток равен нулю во всех исследованных случаях.

В работе [5] теоретически исследовалось поведение обратных токов в плоской системе с $L=1$, $v=1$ и $h/H=0.4$. Результаты теоретического анализа и данного экспериментального исследования сравниваются на фиг. 7 в координатах i_e^- и Φ' ; здесь i_e^- — отношение обратного тока к его значению в максимуме, а $\Phi' = \varphi \cdot b/vH$ — безразмерный тормозящий потенциал,



Фиг. 7

b — подвижность заряженных частиц. Характер изменения расчетных значений обратного тока в такой системе вполне удовлетворительно совпадает с результатами экспериментального исследования.

В заключение авторы благодарят А. Б. Ватажина за внимание к работе, а также А. П. Стрекалова и В. Ф. Кудряшова за участие в экспериментах.

Поступила 14 II 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Ватажин А. Б., Лихтер В. А., Шульгин В. И. Исследование электрогазодинамической струи за источником заряженных частиц. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 5.
2. Ватажин А. Б., Грабовский В. И. Распространение униполярно заряженных струй в гидродинамических потоках. ПММ, 1973, т. 37, вып. 1.
3. Лихтер В. А. Свободные электрогазодинамические течения в режимах ненасыщения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 5.
4. Ватажин А. Б., Казаков А. Ф., Лихтер В. А., Межлумян Р. А., Некрасов И. П., Стрекалов А. П., Трунов О. К., Шульгин В. И. Исследование электрических характеристик реактивных струй, истекающих из двигателей самолетов. Тр. ЦИАМ, 1974, № 628.
5. Грабовский В. И. Плоское электрогазодинамическое течение с обратным током. ПММ, 1973, т. 37, вып. 5.