

Очевидна корреляция результатов, полученных независимо двумя методами измерения адгезионной прочности, что подтверждает достоверность данных, полученных предлагаемым методом. В то же время интерпретация данных, полученных с помощью метода [2] для серии 1 (эксперимент 3), затруднена, так как адгезия в зоне излучения может быть либо значительно понижена из-за воздействия излучения на пограничный двойной электростатический слой, играющий важную, а иногда определяющую роль в адгезионном взаимодействии тонкопленочных систем [3], либо, наоборот, значительно повышена радиационным «сшиванием» элементов системы, особенно существенным при повышении ионного облучения [4]. О значительном изменении адгезионной прочности тонкопленочной системы под действием ионного облучения (ионы H^+ с энергией 40 кэВ интегральным потоком $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) в эксперименте 3 свидетельствуют также результаты, полученные методом нормального отрыва (см. таблицу).

Таким образом, экспериментальные исследования параметров пузырей, образующихся при термостимулированном газовыделении внедренных ионов, позволили предложить метод определения адгезионной прочности и рассчитать адгезионные характеристики в системе пленка—подложка.

Список литературы

- [1] Зимон А. Д. Адгезия пленок и покрытий. М.: Химия, 1977.
- [2] Борисенко Ю. Н., Грицына В. Т., Поляков Н. И., Цыганок В. И. // Поверхность. 1984. № 11. С. 129—132.
- [3] Адагуров А. Ф., Борисенко Ю. Н., Грицына В. Т., Лазурик В. Т. // Электрон. обраб. материалов. 1984. № 4 (118). С. 21—23.
- [4] Борисенко Ю. Н., Грицына В. Т., Красюк А. Д., Ченакин С. П. // Поверхность. 1986. № 3. С. 99—103.

Харьковский государственный университет им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию
18 ноября 1988 г.

01; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 12, 1989

ДОУСКОРЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

Л. Г. Дубас

Задача формирования релятивистского электронного потока в параксиальном приближении рассматривалась в работах [1, 2], где было получено простейшее обобщение известных представлений о формировании нерелятивистского потока. В случае простейшего одномерного параксиального потока [2] решение для зависимости продольного положения электронов определяется следующим выражением

$$z = z_* + \int_{\gamma^*}^{\gamma} \frac{d\gamma}{\sqrt{2j \operatorname{arctg} \sqrt{\gamma^2 - 1} + F^2}}; \quad j = \frac{j_s}{1356 \text{ А}}; \quad F = \text{const}, \quad (1)$$

где γ — релятивистский фактор, j_s — продольная плотность тока.

Без учета собственного магнитного поля эта задача имеет простое решение [3], которое в ультрарелятивистском приближении имеет следующий вид:

$$z = z_* + \sqrt{2j \left(\gamma - \gamma^* + \frac{F^2}{2j} \right)}. \quad (2)$$

Учет собственного магнитного поля наиболее существен при релятивистских энергиях электронов. Поэтому в данной работе ограничимся рассмотрением электронного потока, стартующего с энергией > 200 кэВ.

Цель работы заключается в решении внутренней задачи синтеза для ультрарелятивистского электронного потока. Современные представления приводят к невозможности точного формирования релятивистского одномерного потока [2]. Однако возможно практически точное решение задачи формирования ультрарелятивистского одномерного потока, стартующего с ультрарелятивистских энергий электронов, с конечным поперечным размером потока.

Для доказательства этого факта используется метод возмущений по двум малым параметрам, которые характеризуют слабое собственное магнитное поле и слабое отличие скорости электронов относительно скорости света. Для выявления этих малых параметров используется нормировка величин на значения на старте электронного потока или на остановке электронного потока, если речь идет о замедлении электронов. Как будет показано ниже, физический смысл этих параметров заключается в малости полного тока электронного потока в сравнении с критическим и в огромности величины релятивистского фактора

$$\gamma \gg 1, \quad I_0 \ll 17\gamma^2 k \text{ (кА)}, \quad k \geq 1,$$

где I_0 — величина тока электронного потока, k — форм-фактор, зависящий от формы поперечного сечения цилиндрического потока (для аксиально-симметричного сплошного потока он равен единице).

Выпишем уравнения гидродинамики для движения ламинарного электронного потока и уравнения стационарного электромагнитного поля [4]

$$(\mathbf{v}, \nabla) \mathbf{p} = e\mathbf{E} + e[\mathbf{v}, \mathbf{B}]; \quad \mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v}; \quad \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2};$$

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}; \quad \mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi;$$

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{j}_0; \quad \mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}, \quad (3)$$

где φ , \mathbf{A} — электрический и магнитный потенциалы; ρ , \mathbf{j} — плотности заряда и тока электронов; \mathbf{v} , c — скорости электронов и скорость света; e , m — электрический заряд и масса электрона.

Рассмотрим нормировку величин, входящих в уравнения (3), и сведения системы уравнений (3) к безразмерному виду

$$(\mathbf{v}', \nabla) \mathbf{p}' = e\mathbf{E}' + e[\mathbf{v}', \mathbf{B}']; \quad \varphi^* = v^* p^*; \quad \mathbf{A}^* = p^*;$$

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi' = -\frac{z}{v} \frac{c^2}{v^{*2}} \rho'; \quad z = \frac{\nu \mu_0^* j_0^* e x^{*2}}{p^*}; \quad \nu = \frac{mc}{p^*};$$

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A}' = \frac{z}{v} \mathbf{j}'_0; \quad \mathbf{j}'_0 = p' \mathbf{v}', \quad (4)$$

где штрихом и звездочкой отмечены соответственно нормированные и нормирующие величины. В дальнейшем штрих у нормированных величин будем опускать.

Введем два малых параметра, согласно уравнениям (4).

$$z = \frac{\nu \mu_0^* j_0^* e x^{*2}}{p^*} \ll 1; \quad \nu = \sqrt{\frac{c^2}{v^{*2}} - 1} = \frac{mc}{p^*} \ll 1, \quad (5)$$

где j_0^* , p^* , x^* — характерные величины плотности тока, импульса электронов и поперечного диаметра на старте в тракте доускорения.

Рассмотрим нулевое приближение по первому параксиальному малому параметру в (5)

$$\begin{aligned} (\mathbf{v}_0, \nabla) \mathbf{p}_0 &= e\mathbf{E}_0 + e[\mathbf{v}_0, \mathbf{B}_0]; \\ \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi_0 &= 0; \quad \mathbf{E}_0 = -\operatorname{grad} \varphi_0; \\ \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A} &= 0; \quad \mathbf{B}_0 = \operatorname{rot} \mathbf{A}_0. \end{aligned} \quad (6)$$

В результате получаем систему уравнений для релятивистского электронного потока в параксиальном приближении. Рассмотрим простейший случай доускорения параксиального одномерного потока без внешнего магнитного поля. Нетрудно показать, что результирующее решение для положения электронов в одномерном ультрарелятивистском потоке определяется следующим выражением:

$$z = z_* + \frac{\gamma - \gamma^*}{F}; \quad F = \text{const}. \quad (7)$$

В результате получаем решение, которое совпадает с известным (1) в ультрарелятивистском приближении.

Перейдем теперь к первому приближению по параксиальному малому параметру, что означает простейший линейный выход за пределы параксиального приближения. В соответствии с методами теории возмущения [5] выпишем уравнения для первого возмущения по первому малому параметру в (5)

$$(\mathbf{v}_0, \nabla) \mathbf{p}_1 = eE_1 + e[\mathbf{v}_0, \mathbf{B}_1];$$

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi_1 = -\frac{x}{v} \rho_0 (1 + v^2); \quad |\mathbf{v}_1| = 0;$$

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A}_1 = \frac{x}{v} \mathbf{j}_0; \quad \mathbf{j}_0 = \rho_0 \mathbf{v}_0. \quad (8)$$

Здесь учтены только члены первого порядка по степеням параксиального малого параметра.

Рассмотрим теперь первое линейное приближение по второму аксиальному малому параметру. Тогда уравнения (8) существенно упрощаются

$$(\mathbf{v}_{01}, \nabla) \mathbf{p}_{11} = eE_{11} + e[\mathbf{v}_{01}, \mathbf{B}_{11}];$$

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi_{11} = -\frac{x}{v} \rho_{02}; \quad |\mathbf{v}_{01}| = \frac{c}{v^*}; \quad |\mathbf{v}_{11}| = 0;$$

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A}_{11} = \frac{x}{v} \mathbf{j}_{02}; \quad \mathbf{j}_{02} = \rho_{02} \mathbf{v}_{02}; \quad |\mathbf{v}_{02} + \mathbf{v}_{01}| = \frac{c}{v^*} \left(1 - \frac{1}{2\gamma^2}\right). \quad (9)$$

Рассмотрим простейший одномерный поток, аналогичный (7). Тогда приходим к частному решению для ультрарелятивистского электронного потока, в котором силы фокусировки собственным магнитным полем равны силе дефокусировки собственным электрическим полем

$$E_{\perp 1}^{\perp} = -[\mathbf{v}_{01}, \mathbf{B}_{11}], \quad (10)$$

где $E_{\perp 1}^{\perp}$ — поперечная компонента возмущения электрического поля.

Итак, получаем баланс фокусирующих сил, что означает существование одномерного ультрарелятивистского непараксиального электронного потока. Соответствующее уравнение для продольной компоненты электрического поля имеет следующий вид:

$$\operatorname{div} E'' = \frac{x}{v} \rho_{02} \frac{1}{2\gamma^2}; \quad E'' = -\frac{\partial \varphi(z)}{\partial z}; \quad \varphi(z) = \varphi - \varphi(r);$$

$$\gamma m c^2 + \varphi e \gamma^* = \text{const.} \quad (11)$$

Здесь последнее соотношение означает закон сохранения энергии при ускорении электронов. Преобразуя соотношения (11) к одному уравнению для релятивистского фактора и интегрируя его, получаем следующее результирующее решение для положения электронов в одномерном потоке:

$$z = z_* + \frac{\gamma_x - \gamma^*}{\sqrt{\frac{2j}{\gamma^*} + F^2}} + \ln \left(\frac{\gamma_x}{\gamma^*} \right) \frac{j}{\left(\frac{2j}{\gamma^*} + F^2 \right)}; \quad \frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} = -j, \quad \gamma_x = \gamma + A_x. \quad (12)$$

В параксиальном приближении ($j=0$) соотношение (12) переходит в (7). В случае простейшего линейного выхода за пределы параксиального приближения приходим к соотношению (12). Рассмотрим аксиально-симметричный и плоско-симметричный электронные потоки. Нетрудно проинтегрировать уравнения для магнитного поля в (12) и получить соответственно следующие выражения:

$$A_x = - \int \frac{dr}{r} \int j r dr; \quad A_x = - \int dx \int j dx.$$

В частном случае трубчатого электронного потока это выражение легко интегрируется

$$A_x = -\frac{1}{4} j (r^2 - b^2) + \frac{j b^2}{2} \ln \left(\frac{r}{b} \right),$$

где b — внутренний радиус трубчатого потока.

Разные частные интегралы для магнитного поля позволяют конкретизировать общее решение (12) для частных случаев одномерного потока.

1. Существует практически точное решение для одномерного ультрарелятивистского заряженного электронного потока с конечным поперечным размером, стартующего с ультрарелятивистских энергий электронов.

2. Для решения задачи формирования одномерного ультрарелятивистского электронного потока методом возмущений необходимо использовать два малых параметра, характеризующих малую величину полного тока в сравнении с критическим и слабое отличие скорости электронов относительно скорости света.

- [1] Данилов В. Н. // ПМТФ. 1968. № 5. С. 3—10.
 [2] Вялов Г. Н. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 8. С. 1612—1616.
 [3] Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Е., Рухлин В. Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980. 166 с.
 [4] Девидсон Р. Теория заряженной плазмы. М.: Мир, 1978. 216 с.
 [5] Найфе А. Введение в методы возмущений. М.: Мир, 1984. 535 с.

Поступило в Редакцию
1 августа 1988 г.

О ВЛИЯНИИ ДВИЖЕНИЯ ГАЗА НА КИНЕТИКУ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

В. Ю. Великодный

Течения газовых смесей с существенно различными массами компонентов могут сопровождаться значительными отличиями средних парциальных газодинамических скоростей и поступательных температур. Многотемпературные, многоскоростные режимы течений газовых смесей наблюдаются в ударных волнах [1], при истечении в вакуум [2], при течении в сопле Лавала в переходном режиме по числу Кнудсена [3]. Эти течения, причем осложненные физико-химическими превращениями, встречаются в различных технических приложениях. Их изучение возможно на основе многотемпературного, многоскоростного описания.

В настоящее время существует ряд подходов [4-8] к решению кинетических уравнений Больцмана для газовых смесей с существенно различными массами компонентов, приводящих к одинаковым по структуре и виду уравнениям многотемпературной, многоско-

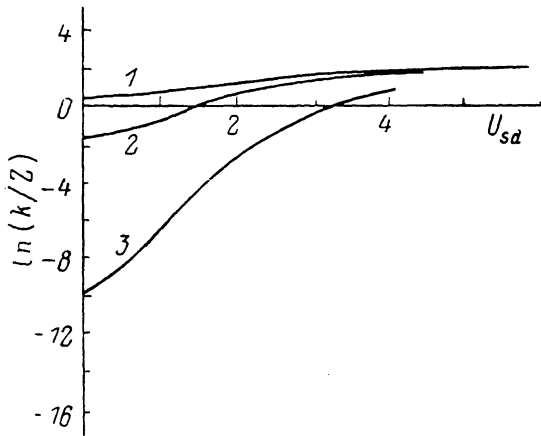


Рис. 1. Зависимость величин констант скоростей неравновесных химических реакций от разности средних парциальных скоростей частиц.

k — константа скорости реакции $Z = 1/2 p_{sd}^2 \times \times \Omega^{(1,1)}$ — фактор столкновений, U_{sd} — безразмерная разность средних парциальных скоростей; E_{sd}^* : 1 — 0, 2 — 2, 3 — 10.

ростной газодинамики и одинаковым коэффициентам переноса. Обоснование и исследование областей применимости этих уравнений дано в [3, 5, 7].

Современное понимание явлений в газовой смеси обязано концепции «epochal relaxation» Грэда [4]. Согласно этой концепции, легкие и тяжелые компоненты смеси дают разные времена релаксации. Так, в [4-8] рассматривалась следующая иерархия времен релаксации: $\tau_0 \gg \tau_{i \neq j} \gg \tau_{ii}$, τ_0 — характерное гидродинамическое время, τ_{ij} — времена релаксации за счет упругих столкновений молекул. Это позволяет продвинуться в область больших чисел Кнудсена ($Kn \ll \sqrt{m_i/m_j}$, где m_i, m_j — массы легкого и тяжелого компонентов), чем это позволяет метод Чепмена—Энскога, в котором $\tau_0 \gg \tau_{i \neq j} \sim \tau_{ii}$.

Метод моментов Грэда [8, 9] решения кинетических уравнений с выбором в качестве нулевого приближения локально-максвелловской функции распределения относительно средних парциальных скоростей и температур и использование основных идей [10] при распространении этого метода на случай протекания физико-химических превращений приводят к уравнениям многотемпературной, многоскоростной газодинамики. При получении этих уравнений неявно полагается, что $\tau_0 \sim \tau_R \gg \tau_{i \neq j} \gg \tau_{ii}$, τ_R — время протекания физико-