

6. Brayant A. R. The effect of joule heating of the diffusion of megagauss fields.— In: Proceedings of the conf. on megagauss magnetic field generation by explosives and related experiments. Euratom, Brüssels, 1966.
7. Lehner G. Über die Grenzen der Erzeugung sehr hoher Magnetfelder.— Springer tracts in Mod. Phys., 1965, vol. 47, p. 67.
8. Kidder R. E. Compression of magnetic field in side a hollow explosive — driven cylindrical conductor.— In: Proceedings of the conf. on megagauss magnetic field generation by explosives and related experiments. Euratom, Brüssels, 1966.
9. Калиткин П. И. Вещества при высоких энергиях. Автореф. дис. на соиск. учен. степени д-ра физ.-мат. наук. М., ИПМ АН СССР, 1972.
10. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972.
11. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
12. Spang E. Magnetic flux compression by magnetically imploded metallic foils.— J. Appl. Phys., 1966, vol. 37, N 10.
13. Михельсоо В. Т., Шнеерсон Г. А., Щербаков А. П. Получение сверхсильного магнитного поля захватом и сжатием потока короткой цилиндрической оболочкой.— ПТЭ, 1974, № 2.
14. Волков Н. Б., Михельсоо В. Т., Нагель Е. Н., Шнеерсон Г. А. Численное исследование магнитодинамической кумуляции.— Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1976, № 6.
15. Михельсоо В. Т. Исследование магнитного поля массивного соленоида с тонкостенной оболочкой.— В сб.: Электромагнитные процессы в энергетических устройствах. Л.: ЛПИ, 1971.
16. Волков Н. Б. Численное решение магнитогидродинамической задачи о сжатии магнитного потока проводящей оболочкой.— Вестн. ХПИ, 1977, № 123, вып. 4.
17. Somon J. P. L'equation d'état des solides. L. G. I. Repor N 64/3, 1964.
18. Корнер С. Б., Фунтиков А. И. и др. Динамическое сжатие пористых металлов и уравнение состояния с переменной теплоемкостью при высоких температурах.— ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 686.
19. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976.
20. Седов Л. И. Механика сплошных сред. Т. 1. М.: Наука, 1976.
21. Knoepfel H., Luppi R. The electrical conductivity of metals at very high temperatures.— In: Exploding Wires. Vol. 4. London, 1968, p. 233.
22. Волков Н. Б. Исследование электрофизических процессов, происходящих при получении сверхсильных импульсных магнитных полей. Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. Л., ЛПИ, 1978.
23. Волков Н. Б. Плазменная модель проводимости металлов.— ЖТФ, 1979, т. 49, вып. 9.
24. Brin A., Besanson J. E. et al. Magnetic field compression.— In: Proceedings of the conf. on megagauss magnetic field generation by explosives and related experiments. Euratom, Brüssels, 1966.
25. Fowler C. M., Garn W. B., Caird R. S. Production of very high magnetic fields by implosion.— J. Appl. Phys., 1960, vol. 31, p. 588.
26. Сахаров А. Д., Людаев Р. З. и др. Магнитная кумуляция.— ДАН СССР, 1965, т. 165, № 1.
27. Lehner G., Linhart J. G., Somon J. P. Limitations on magnetic fields obtained by flux compression.— Nucl. Fusion, 1964, vol. 4, p. 362.
28. Herlach F. Megagauss magnetic fields.— Rept. on Progr. in Phys., 1968, vol. 31, p. 341.
29. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.

УДК 538.323 : 534.2

## О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ СОУДАРЕНИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

*В. Ф. Агарков, А. А. Блохинцев, С. А. Калихман,  
В. И. Кузнецов, В. Н. Фомакин, А. А. Царев  
(Куйбышев, Чебоксары)*

При исследовании свойств материалов путем приложения к ним механических усилий необходимы эксперименты по высокоскоростному соударению образцов конструкции с частицами размером менее миллиметра со скоростями 1—15 км/с. Перспективными ускоряющими устройствами являются электромагнитные ускорители, пель-

зующие силовое воздействие электромагнитного поля на проводник с током. В режиме раздельного регулирования ускоряющего магнитного поля и тока в проводнике оказывается возможным разгонять цилиндрические проводники диаметром менее миллиметра до скоростей, превышающих 10 км/с [1].

1. Для количественной оценки высокоскоростного воздействия весьма важным является вопрос о размерах ускоряемого тела в момент соударения. Если плотность тока меньше предельной по условию расплавления, а диаметр проводника много меньше эквивалентной глубины проникновения ( $\Delta_a = \sqrt{2/\omega\sigma\mu_0}$ , где  $\omega$  — круговая частота разрядного тока,  $\sigma$ ,  $\mu_0$  — проводимость и магнитная проницаемость материала проводника), то перетяжные неустойчивости не могут развиваться [2] и диаметр можно считать постоянным. Длина проводника вследствие тепловых процессов в местах дугового контакта с токопроводящими рельсами в процессе разгона уменьшается. Нагрев происходит протекающим по проводнику током (объемный источник) и за счет потоков тепла из электрической контактной дуги (поверхностный источник). Анализ (см. приложение) показывает, что совместное действие объемного и поверхностного источников практически ограничено слоем толщиной  $2\sqrt{at}$ , где  $a$  — коэффициент температуропроводности,  $t$  — время. Вне этого слоя передачей тепла из зоны контакта можно пренебречь и считать, что нагрев происходит только за счет объемного источника. Этим предположением воспользуемся для расчета скорости испарения и уменьшения длины ускоряемого проводника за счет испарения. Максимальное время ускорения и соответственно предельная по условиям нагрева скорость определяются моментом достижения проводником некоторого минимального по условиям экспериментальных исследований размера. Таким образом, уравнение баланса энергии имеет вид

$$(1) \quad q(t) = v_1(t) \left\{ \gamma c T_1 + L_0(T_1) - \int_0^t j^2(\tau) \rho [T(\tau)] d\tau \right\},$$

где  $q(t) = |jU_0'|$  — удельная мощность поверхностного источника;  $j$  — плотность тока;  $U_0'$  — эквивалентное приэлектродное падение напряжения, равное  $U_{0a}'$  и  $U_{0k}'$  для анода и катода соответственно [3];  $v_1$  — скорость испарения;  $T_1$  — температура поверхности испарения;  $L_0(T_1)$  — удельная энергия испарения;  $\gamma$ ,  $c$ ,  $\rho$  — соответственно плотность, теплоемкость и удельное сопротивление материала проводника.

Интеграл в правой части (1) зависит от изменения температуры во времени и должен рассчитываться с учетом как поверхностного, так и объемного источника. Приближенно представим его суммой двух слагаемых:

$$(2) \quad \int_0^t j^2 \rho [T(\tau)] d\tau = \int_0^t j^2 \rho_0 \exp\left(\frac{\rho_0 \alpha}{c\gamma} \int_0^t j^2 dz\right) dt + j^2 \rho_2(T_1) \frac{2\sqrt{at}}{v_1},$$

где  $\rho_2(T_1) = \rho_{20}[1 + \alpha_2(T_1 - T_2)]$  — удельное сопротивление жидкой фазы на фронте испарения;  $T_2$  — температура плавления;  $\rho_0$ ,  $\alpha$ ,  $\rho_{20}$ ,  $\alpha_2$  — соответственно начальное значение удельного сопротивления и температурный коэффициент сопротивления твердой и жидкой фаз.

Первое слагаемое в (2) представляет собой энергию единицы объема за счет нагрева только объемным источником, учитывается изменение удельного сопротивления только под действием объемного источника, второе — энергия, выделяемая объемным источником на фронте волны испарения, причем протяженность фронта взята равной зоне совместного влияния поверхностного и объемного источников. Из (2) после преобразования получим

$$(3) \quad v_1(t) = \frac{|jU_0'| + 2j^2 \rho_2(T_1) \sqrt{at}}{\gamma c T_1 + L_0(T_1) - \frac{c\gamma}{\alpha} \left[ \exp\left(\frac{\rho_0 \alpha}{c\gamma} \int_0^t j^2 d\tau\right) - 1 \right]}.$$

Зависимость удельной энергии испарения от температуры в соответствии с [4] имеет вид

$$(4) \quad L_0(T_1) = L_0(1 - T_1/T_3)^{1/2},$$

где  $T_3$  — критическая температура.

При тепловом механизме разрушения скорость испарения следит за температурой поверхности, оставаясь все время равновесной по отношению к этой температуре. Для эйнштейновской модели твердого тела с учетом обратного потока частиц выражение для скорости испарения имеет вид [5]

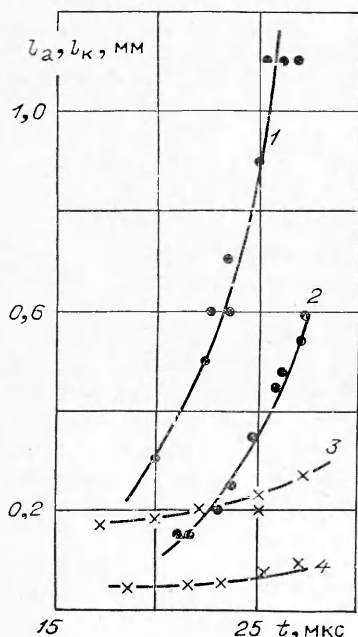
$$(5) \quad v_1(T_1) = k(B/T_1)\exp(-T^*/T_1),$$

где  $B = 3\bar{M}\bar{u}/2eR$ ;  $T^* = L_0M/\gamma R$ ;  $\bar{u}$  — средняя скорость звука в твердом теле;  $M$  — атомная масса;  $e$  — основание натурального логарифма;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $k \in [0, 1]$  — постоянная, определяемая обратным потоком частиц.

Соотношения (3)—(5) при известных значениях постоянных и заданной функции плотности тока образуют замкнутую систему уравнений, решая которую соответственно для анодного и катодного концов проводника, можно определить величину суммарного уменьшения длины проводника (эрозии) вследствие испарения:

$$l_1 = \int_0^t (v_{1a} + v_{1k}) dt.$$

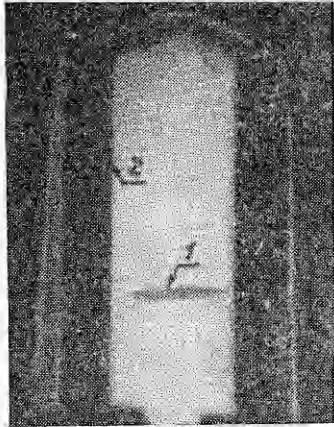
В рассматриваемом случае движущейся контактной электрической дуги величина обратного потока частиц будет зависеть как от полярности электрода, так и от скорости перемещения тела. На анодном конце электрическое поле создает поток ионов от электрода, а на катодном удерживает ионы у поверхности. С ростом скорости движения обратный поток частиц будет уменьшаться, и значение коэффициента  $k$  стремится к единице. Для анализа влияния полярности и скорости проведены эксперименты по определению эрозии катода и анода неподвижного и движущегося проводника. Результаты экспериментов с алюминиевыми проводниками (фиг. 1, линии 2, 4 — неподвижный проводник, 1—3 — проводник, движущийся со средней скоростью 1,8 км/с,  $j = 83 \cdot 10^9 \sin 75,4 \cdot 10^3 t (A/M^2)$ ), 1, 2 — эрозия анода, 3, 4 — эрозия катода) показали, что



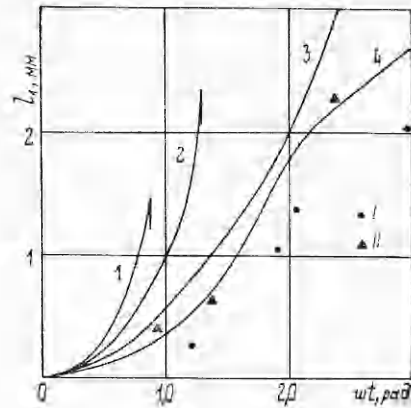
Ф и г. 1

при плотностях тока и временах воздействия, характерных для процесса высокоскоростного метания, в случае неподвижного проводника эрозия катодного конца существенно меньше, чем анодного. С ростом скорости эрозия катода возрастает в большей степени, чем анода. По результатам экспериментов рассчитаны значения постоянной для анода  $k_a = 1$  и катода  $k_k = 0,5$ , которые в дальнейшем принимались неизменными во всех режимах ускорения.

Результаты расчетов на ЭЦВМ по предложенной методике для случая изменения плотности тока по синусоидальному закону  $j = j_0 \sin \omega t$  сравнивались с результатами экспериментов по ускорению проводников. Эксперименты проводились на установке ЭМУ-1, описанной в [1]. Эрозия определялась по рентгенограмме ускоряемого проводника. Для рентгенографирования использовалась импульсная установка с трехэлектродной трубкой «открытого» типа, подобная описанной в [6]. Фотографическая пленка располагалась на расстоянии менее 15 мм от



Ф и г. 2

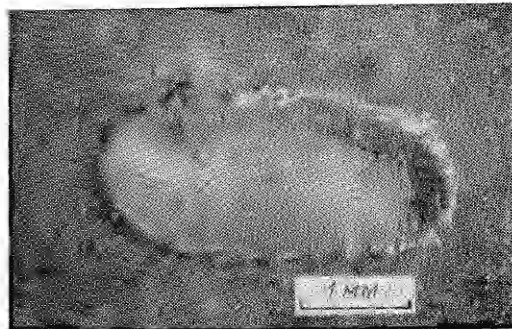


Ф и г. 3

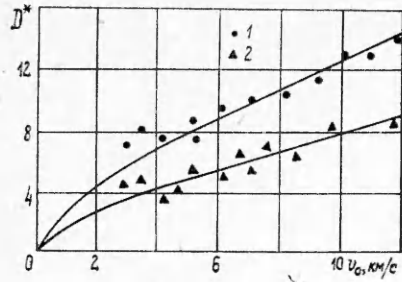
проводника, что обеспечивало резкость изображения. В результате изменения временной задержки между началом ускорения и подачей импульса на рентгеновскую трубку получены рентгенограммы в различные моменты времени, в том числе и при соударении с преградой. Типичная рентгенограмма приведена на фиг. 2, где 1 — проводник, 2 — токоподводящие рельсы. Сравнивая рентгенограмму неподвижного проводника перед началом ускорения и в процессе движения, можно определить величину эрозии как разность (с учетом масштаба) между длинами проводника на соответствующих рентгенограммах. Результаты расчетов и экспериментов для случая синусоидального тока, приведенные на фиг. 3 (линии — расчет, алюминий,  $U_{0a}' = 19$  В,  $U_{0к}' = 9$  В, результаты экспериментов — точки I и II ( $j_0 = 70$  и  $100$  кА/мм<sup>2</sup>,  $\omega = 157000$  и  $220000$  с<sup>-1</sup> соответственно); вертикальные линии соответствуют расплавлению проводника под действием объемного источника; линии 1—4 соответствуют  $j_0 = 250; 170; 100; 70$  кА/мм<sup>2</sup>; 1—3 —  $\omega = 220000$  с<sup>-1</sup>; 4 —  $\omega = 157000$  с<sup>-1</sup>, хорошо согласуются. Полученная система уравнений в совокупности с уравнением движения [1] позволяет рассчитать параметры цилиндрического тела в момент взаимодействия с преградой.

2. На экспериментальной установке ЭМУ-2 (номинальное напряжение 50 кВ, энергоемкость 150 кДж, частота колебаний 62 кГц) проведены эксперименты по высокоскоростному воздействию цилиндрическими телами на конструкционные материалы. В качестве ускоряемого тела применялись отрезки алюминиевой проволоки начальной длиной 4—6 мм (конечная длина 2,3 мм) и диаметром 0,2—0,4 мм. Скорость соударения определялась с помощью СФР-графирования процесса ускорения. Кроме того, по осциллограммам тока в катушке и ускоряемом проводнике рассчитывалась максимально (без учета уменьшения индукции магнитного поля вследствие термического и механического разрушения катушки) возможная в эксперименте скорость.

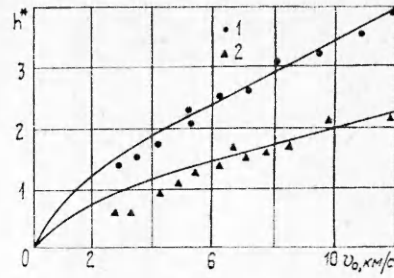
На фиг. 4 приведена фотография каверны, полученной в результате соударения алюминиевого проводника диаметром 0,24 мм при скорости 11,3 км/с с образцом из меди М1 (методика измерения скорости описана в



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

[1]). Каверна имеет овальную форму, так как длина проводника намного больше его диаметра.

Результаты экспериментов показали, что длина ускоряемого проводника  $l$  влияет на параметры каверны следующим образом: при  $l/d_0 \geq 3$ , где  $d_0$  — диаметр проводника, ширина каверны практически не зависит от длины проводника, глубина каверны с возрастанием длины проводника при неизменном его диаметре незначительно уменьшается.

По экспериментальным данным построены зависимости относительной глубины  $h^*$  и ширины  $D^*$  каверны от скорости соударения  $v_0$  для алюминиевого сплава АмГ6 и меди М1  $h^* = h/d_0$ ,  $D^* = D/d_0$ , где  $h$  — абсолютное значение глубины каверны;  $D$  — абсолютное значение ширины каверны; параметры каверны измерялись на уровне плоскости образца.

По аналогии с [7] результаты экспериментов (фиг. 5, 6, 1 — АмГ6, 2 — М1) аппроксимировались кривыми, изменяющимися по закону

$$(6) \quad h^* = a_0 \sqrt[3]{v_0^2}, \quad D^* = b_0 \sqrt[3]{v_0^2}$$

где  $a_0$ ,  $b_0$  — постоянные коэффициенты. Экспериментальные результаты, полученные в случае цилиндрических алюминиевых ударников при скоростях соударения 3—12 км/с, лучше всего согласуются с аналитическими выражениями (6) при значениях коэффициентов аппроксимации: для образцов из материала АмГ6 —  $a_0 = 0,75$  (с/м) $^{2/3}$ ,  $b_0 = 2,75$  (с/м) $^{2/3}$ ; из меди М1 —  $a_0 = 0,45$  (с/м) $^{2/3}$ ,  $b_0 = 1,7$  (с/м) $^{2/3}$ .

Таким образом, аналитические выражения (6) с соответствующими значениями коэффициентов аппроксимации могут использоваться как для сферических [7], так и для цилиндрических ударников.

С помощью электромагнитных ускорителей проводников возможно моделирование соударения конструкционных материалов с компактными телами цилиндрической формы при скоростях, превышающих 10 км/с. Для скоростей более 3 км/с и длин проводника  $l > 3d_0$  путем пересчета аппроксимирующих коэффициентов  $a_0$  и  $b_0$  возможно распространение результатов соударений с цилиндрическими телами на сферические ударники.

**Приложение.** Для рассмотрения совместного действия поверхностного и объемного источников вначале найдем поле температур без учета испарения проводника. Считая температурное поле одномерным и пренебрегая теплообменом с окружающей средой, запишем уравнение теплопроводности и граничные условия в виде

$$(П1) \quad \partial T / \partial t = a \partial^2 T / \partial x^2 + (w_0 / c \gamma)(1 + \alpha T);$$

$$(П2) \quad q = \lambda \partial T(l, t) / \partial t,$$

где  $w_0 = j^2 \rho$ ,  $q = |j U'_0|$  — соответственно мощность объемного и поверхностного источников;  $j$  — плотность тока;  $\rho_0$  — начальное значение удельного сопротивления;  $U'_0$  — эквивалентное приэлектродное падение напряжения;  $\alpha$  — температурный коэффициент сопротивления;  $c$ ,  $\gamma$ ,  $a$ ,  $\lambda$  — соответственно теплоемкость, плотность, температуропроводность и теплопроводность;  $l$  — координата границы проводника.

Для исключения дифференциальных операций по времени применим к (П1), (П2) интегральное преобразование Лапласа [8]. Тогда преобразованное уравнение для изображений в случае постоянства плотности тока имеет вид

$$(П3) \quad d^2 \tilde{T}(s)/dx^2 + \tilde{T}(s)(w_0 \alpha / \lambda - s/a) + w_0 / s \lambda + T_0 / \alpha = 0.$$

Решение уравнения (П3), симметричное относительно начала координат, с учетом граничного условия имеет вид

$$(П4) \quad \tilde{T} = \frac{q \operatorname{ch} \left( x \sqrt{\frac{s - \frac{w_0 \alpha}{\lambda}}{a}} \right)}{s \lambda \sqrt{\frac{s - \frac{w_0 \alpha}{\lambda}}{a}} \operatorname{sh} \left( l \sqrt{\frac{s - \frac{w_0 \alpha}{\lambda}}{a}} \right)} + \frac{w_0}{s \lambda \left( \frac{s - \frac{w_0 \alpha}{\lambda}}{a} \right)} + \frac{T_0}{s - \frac{w_0 \alpha}{\lambda}}.$$

Применим к (П4) обратное преобразование Лапласа. Производя замену переменных  $p = s - a_1$  и разлагая функцию  $[\operatorname{sh}(b_1 \sqrt{p})]^{-1}$  в ряд по экспоненциальным функциям [8], используя теорему о свертке, получим

$$(П5) \quad T(x, t) = \frac{q \sqrt{a}}{\lambda} \int_0^t \frac{\exp(a_1 \tau)}{\sqrt{a \tau}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \exp \left[ -\frac{((2n-1)l-x)^2}{4a\tau} \right] + \exp \left[ -\frac{((2n-1)l+x)^2}{4a\tau} \right] \right\} d\tau + \frac{1}{\alpha} [\exp(a_1 t) - 1] + T_0 \exp(a_1 t),$$

где  $a_1 = w_0 \alpha / c \gamma$ ,  $b_1 = l \sqrt{a}$ .

Первое слагаемое в (П5) определяет совместное действие поверхностного и объемного источников тепла. Расчеты при параметрах, характерных для процесса ускорения проводников в импульсном магнитном поле, показывают, что зона совместного влияния с приемлемой для расчетов погрешностью (10—20%) может быть принята равной  $2\sqrt{at}$ .

Поступила 2 IX 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Агарков В. Ф., Бондалетов В. Н. и др. Ускорение проводников до гиперзвуковых скоростей в импульсном магнитном поле. — ПМТФ, 1974, № 3.
2. Абрамова К. Б., Златин Н. А., Перегуд Б. П. Магнитогидродинамические неустойчивости жидких и твердых проводников. Разрушение проводников электрическим током. — ЖЭТФ, 1975, т. 69, вып. 6(12).
3. Буткевич Г. В., Белкин Г. С., Ведешенков Н. А., Жаворонков М. А. Электрическая эрозия силовых контактов и электродов. М.: Энергия, 1978.
4. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Высокотемпературные и плазменные явления, возникающие при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом. — В кн.: Физика высоких плотностей энергии. М.: Мир, 1974.
5. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
6. Златин Н. А., Красильщиков А. П., Мишин Г. И., Попов Н. Н. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974.
7. Геринг Дж. Высокоскоростной удар с инженерной точки зрения. — В кн.: Высокоскоростные ударные явления. М.: Мир, 1973.
8. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.

УДК 532.54 : 541.13

### ОБ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ СЛАБОПРОВОДЯЩИХ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ЛАМИНАРНОМ ТЕЧЕНИИ В ТРУБАХ И КАПИЛЛЯРАХ

А. И. Жакин  
(Харьков)

Одним из возможных механизмов электризации слабопроводящих жидкостей (жидкие углеводороды, минеральные масла и т. д.) при течении в металлических трубах и капиллярах являются окислительно-восстановительные реакции примесных ионов на стенках каналов [1—5]. Впервые эта точка зрения рассмотрена в [2] на основа-