

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УПРУГОГО ПРЕДВЕСТНИКА В МЕТАЛЛАХ МЕТОДОМ КОРОТКИХ ВОЛН

В. А. Бабаков, Э. М. Хакимов
(Новосибирск)

Явление задержки текучести при динамическом деформировании металлов приводит к характерной картине распространения упругого предвестника, амплитуда которого убывает по мере проникания в глубь среды. Характер затухания определяется скоростью релаксации касательных напряжений и позволяет получать информацию о вязкопластических свойствах среды. Для исследования распространения упругого предвестника используется метод коротких волн.

Рассматривается класс одномерных задач с компонентами массовой скорости $u = u_1 \neq 0$, $u_2 = u_3 = 0$, характеризующийся симметричными тензорами деформации $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2 = \varepsilon_3$ и напряжения $\sigma_1 \neq \sigma_2 = \sigma_3$. К данному классу относятся две плоские (тонкий по измерениям 2, 3 стержень и неограниченная в направлениях 2, 3 среда) и сферически-симметричная задачи.

Основные уравнения. Одномерное движение среды описывается следующими уравнениями неразрывности и движения:

$$\frac{1}{1 + \varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\partial u}{\partial x} + (k - 1) \frac{u}{x}, \quad (1)$$

$$\frac{\rho_0}{1 + \varepsilon} \frac{du}{dt} = \frac{\partial \sigma}{\partial x} + (k - 1) \frac{\sigma - \sigma_2}{x}, \quad (2)$$

где x — эйлерова координата; t — время; $\varepsilon = \rho_0/\rho - 1$ — объемная деформация среды ($\varepsilon = \varepsilon_1$ в плоском случае); ρ , ρ_0 — текущая и исходная плотности среды. Входящие в (1), (2) полные производные есть $d/dt = \partial/\partial t + u\partial/\partial x$, $k = 1, 2, 3$ соответственно для плоского, цилиндрического и сферического случаев.

Предполагая малость ε_i , представим их в виде суммы упругих и пластических деформаций

$$\varepsilon_i = \varepsilon_i^e + \varepsilon_i^p, \quad i = 1, 2, 3. \quad (3)$$

Упругие составляющие подчиняются закону Гука

$$\sigma_i = \lambda \varepsilon^e + 2\mu \varepsilon_i^e. \quad (4)$$

Здесь λ , μ — модули Ламе; $\varepsilon^e = \varepsilon_1^e + \varepsilon_2^e + \varepsilon_3^e$ — упругая дилатация среды. Для ε_i^p принимается условие пластической несжимаемости

$$\varepsilon^p = \varepsilon_1^p + \varepsilon_2^p + \varepsilon_3^p = 0. \quad (5)$$

Учитывая (5), а также симметричность ε_i^e и ε_i^p , деформированное состояние среды можно характеризовать объемной ($\varepsilon = \varepsilon^e$) и поперечной деформацией $\varepsilon_2 = \varepsilon_3$ (в плоском случае она равна нулю) и главным значением тензора пластических деформаций

$$\varepsilon_p = \frac{1}{2} (\varepsilon_1^p - \varepsilon_2^p) = \frac{3}{4} \varepsilon_1^p = -\frac{3}{2} \varepsilon_2^p.$$

Напряженное состояние с учетом $\sigma_2 = \sigma_3$ также характеризуется двумя величинами: $\sigma = \sigma_1$ и максимальным значением касательных напряжений $\tau = (\sigma_1 - \sigma_2)/2$. Для σ и τ могут быть получены следующие зависимости:

$$\sigma = \rho_0 c_0^e \left(\varepsilon - \frac{3}{2} \alpha \varepsilon_2 - \alpha \varepsilon_p \right), \quad (6)$$

$$\tau = \kappa (\varepsilon - 3\varepsilon_2 - \beta \varepsilon_p), \quad (7)$$

в которых α и $\beta \approx 1$, причем в случае тонкого стержня $\alpha = 4/3$, $\beta = 4/3$,

$\kappa = E/2$; $E = \mu(3\lambda + 2\mu)/(\lambda + \mu)$ — модуль Юнга, а в случае неограниченной среды (в том числе сферической задачи) $\alpha = 8/3 \cdot \mu/(3\lambda + 2\mu)$, $\beta = 2$, $\kappa = \mu$; c_0 — продольная скорость звука ($c_0^2 = 8\kappa/(3\alpha\rho_0)$, т. е. $c_0^2 = E/\rho_0$ или $c_0^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho_0$ в зависимости от задачи). Введенные обозначения позволяют рассматривать все возможные ситуации одновременно.

Заключительное уравнение состояния (пластического течения) будем рассматривать в виде

$$\frac{d\varepsilon_p}{dt} = g(n, \tau), \quad \varepsilon_p|_{t=0} = 0, \quad (8)$$

где параметр n характеризует вязкопластические свойства среды и может меняться согласно уравнению

$$\frac{dn}{dt} = \varphi(n, \tau), \quad n|_{t=0} = n_0. \quad (9)$$

Выражения (8), (9) охватывают как частный случай дислокационные модели неупругой сплошной среды [1—3], широко применяемые для моделирования распространения сильных волн в металлах, где в качестве n берется некоторая эффективная плотность дислокации в разных системах скольжения.

Конкретизируем функции g и φ . В литературе известно соотношение Орована

$$g(n, \tau) = bnv(n, |\tau|)\text{sign}(\tau), \quad (10)$$

в котором b — const — вектор Бюргерса кристаллической решетки; v — скорость дислокации, для которой широко применяется эмпирическая формула [2, 3] $v = v(|\tau|) = v_0 \exp(-\tau_0/|\tau|)$; v_0 , τ_0 — постоянные среды; их значения для некоторых металлов приведены в [3]. Учитывая наличие некоторого критического напряжения ниже которого дислокации неподвижны, можно записать

$$v(|\tau|) = \begin{cases} v_0 \exp[-\tau_0/(|\tau| - \tau_*)], & |\tau| > \tau_*, \\ 0, & |\tau| \leq \tau_*. \end{cases} \quad (11)$$

Наряду с (11) можно рассмотреть другую аппроксимацию эмпирического закона

$$v(|\tau|) = \begin{cases} v_0' [(|\tau| - \tau_*)/\tau_0]^a, & |\tau| > \tau_*, \\ 0, & |\tau| \leq \tau_*. \end{cases} \quad (12)$$

содержащую четыре постоянные среды: v_0' , τ_0 , τ_* , a и также хорошо описывающую экспериментальные данные при малых превышениях напряжения над статическим пределом текучести τ_* .

В случае нагружений, при которых касательные напряжения не меняют знака, вместо (9) можно рассматривать зависимость вида $n = n(\varepsilon_p)$; например, даваемую формулой Гилмана

$$n = n_0 + m\varepsilon_p \quad (13)$$

(n_0 — начальная плотность дислокации; m — коэффициент размножения). Таким образом, имеем замкнутую систему уравнений, описывающую распространение одномерных волн в средах с дислокационной кинетикой пластического деформирования. При этом предполагается малость деформации, т. е. рассматриваются «слабые» волны, амплитуда напряжения в которых существенно меньше модулей упругости среды. Поскольку модули упругости металлов весьма значительны, класс «слабых» волн охватывает практически все волны, реализующиеся при взрывных и ударных нагружениях. Удобно ввести величину $M = u/c_0$ — число Маха, чтобы оперировать в дальнейшем только малыми величинами

$$|M| \ll 1, \quad |\varepsilon| \ll 1, \quad |\varepsilon_p| \ll 1. \quad (14)$$

Формулы (1), (2), (8) с учетом уравнений состояния (6), (7) в этих переменных запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{1}{(1+\varepsilon)c_0} \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{\partial M}{\partial x} + (k-1) \frac{M}{x}, \\ \frac{1}{(1+\varepsilon)c_0} \frac{dM}{dt} &= \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - \alpha \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial x} - \frac{3(k-1)}{4} \alpha \beta \frac{\varepsilon_p}{x}, \\ \frac{d\varepsilon_p}{dt} &= \tilde{g}(\varepsilon, \varepsilon_2, \varepsilon_p) \end{aligned} \quad (15)$$

(\tilde{g} — некоторая функция, получаемая из $g(n, \tau)$ после замены переменных).

Уравнения коротких волн. Для исследования системы (15) сделаем замену переменных, предложенную в [4] в рамках теории коротких волн [5]:

$$x = c_0 t (1 + \delta), \quad \Theta = \ln(t/t_0), \quad (16)$$

где δ, Θ — новые безразмерные переменные; t_0 — некоторое характерное время задачи, величина постоянная. Приближение коротких волн требует выполнения условий

$$\delta \ll 1, \quad \Theta \sim 1. \quad (17)$$

В [4] показано, что для гидродинамических волн на больших расстояниях от точки излучения условие (17) приводит к хорошему согласию с экспериментальными данными. Аналогичных результатов можно ожидать и для упругопластических волн.

В случае (17) возможно некоторое упрощение исходной системы уравнений. В работах [6, 7] этим методом исследовано затухание упругого предвестника вследствие нелинейности упругих свойств среды. В данной работе исследуется затухание, вызываемое пластической релаксацией среды в предвестнике. Действительно, наблюдаемое затухание определяется суммой обоих этих факторов. При этом на начальной стадии распространения предвестника, когда значительны касательные напряжения, определяющим фактором является пластическое течение, хотя разгрузка проявляется, например, через зависимость скорости затухания предвестника от коэффициента размножения дислокации [8]. На конечной стадии после релаксации касательных напряжений затухание предвестника определяется упругой разгрузкой и диссипативными процессами.

Подставляя (16) в (15) и выделяя главные части слева, а малые части — справа, в пренебрежении квадратично малыми членами (производные по координате не есть малые величины вследствие малости δ), получим следующую систему:

$$\frac{\partial M}{\partial \delta} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial \delta} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial \Theta} + (M - 2\delta) \frac{\partial \varepsilon}{\partial \delta} - (\varepsilon + \delta) \frac{\partial M}{\partial \delta} - (k-1)M, \quad (18a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial \delta} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial \delta} - \alpha \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial \delta} &= \frac{\partial M}{\partial \Theta} + (M - 2\delta) \frac{\partial M}{\partial \delta} - \\ - (\varepsilon + \delta) \frac{\partial \varepsilon}{\partial \delta} + \alpha (\varepsilon + \delta) \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial \delta} + \frac{3}{4} (k-1) \alpha \beta \varepsilon_p, \end{aligned} \quad (18б)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_p}{\partial t} + \tilde{g}t = \frac{d\varepsilon_p}{d\Theta} + (M - \delta) \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial \delta}. \quad (18в)$$

В (18a) и (18б) правые части — величины малые по сравнению с левыми, а левые части совпадают, за исключением одного члена (третьего) во втором уравнении. Следовательно, этот член тоже должен быть малым. Учитывая, что $\alpha \approx 1$, приходим к следующему заключению: в короткой и слабой волне выполняется условие малости пластических сдвигов по сравнению с объемной деформацией

$$|\varepsilon_p| \ll |\varepsilon|, \quad (19)$$

причем малость такого же порядка, как и в условиях (14) или (17). Таким образом, (19) есть следствие (14) и (17). Физический смысл его такой: на небольших расстояниях от фронта упругой волны (точки $x_0 = c_0 t$) пластические сдвиги малы. Исключение составляет случай $\alpha = 0$. Это возможно, когда среда неограниченна, а $\mu \ll \lambda$, т. е. когда скорости распространения пластической (гидродинамической) и упругой волн близки.

Имеющиеся опытные данные говорят о том, что в упругом предвестнике, исключая некоторый начальный момент его распространения, условие (19) действительно выполняется. Основная пластическая деформация реализуется в следующей за предвестником пластической волне сжатия, что подтверждается экспериментально [9] и теоретически [10] решением полученной системы уравнений методом конечных разностей.

Установление малости ϵ_p не позволяет, однако, пренебречь в уравнениях членами, содержащими $\partial \epsilon_p / \partial \delta$. С учетом (19) перепишем (18а) и (18б), подставляя из (18в) $\partial \epsilon_p / \partial t = -\tilde{g}t$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial \delta} + \frac{\partial \epsilon}{\partial \delta} &= \frac{\partial \epsilon}{\partial \theta} + (M - 2\delta) \frac{\partial \epsilon}{\partial \delta} - (\epsilon + \delta) \frac{\partial M}{\partial \delta} - (k-1)M, \\ \frac{\partial M}{\partial \delta} + \frac{\partial \epsilon}{\partial \delta} &= \frac{\partial M}{\partial \delta} + (M - 2\delta) \frac{\partial M}{\partial \delta} - (\epsilon + \delta) \frac{\partial \epsilon}{\partial \delta} - \alpha \tilde{g}t. \end{aligned} \quad (20)$$

Отсюда получим два других выражения следующим образом: а) приравняем к нулю левые части, ибо правые есть величины следующего порядка малости, б) приравняем правые части, так как левые равны. Первое уравнение

$$\frac{\partial M}{\partial \delta} + \frac{\partial \epsilon}{\partial \delta} = 0 \quad (21)$$

имеет решение

$$\epsilon = -M, \quad (22)$$

где постоянная интегрирования (произвольная функция от Θ) положена равной нулю для удовлетворения начальным условиям. Учитывая (22), запишем вторую формулу (равенство правых частей (20))

$$\frac{\partial M}{\partial \delta} - \delta \frac{\partial M}{\partial \delta} + \frac{k-1}{2} M - \frac{\alpha}{2} \tilde{g}t = 0. \quad (23)$$

Выражения (21), (23) и есть система уравнений коротких волн! Она выведена из уравнений динамики в эйлеровых координатах. Такая же система получается, если пользоваться лагранжевыми координатами [5], как как в рассматриваемом приближении эти координаты совпадают.

Учитывая, что в короткой волне $|\epsilon_p| \ll |\epsilon|$ и во всякой слабой волне $|\epsilon_2| \ll |\epsilon_1|$ (для $k=1$ $\epsilon_2=0$, а при $k=3$ — см. [6]), имеем

$$\bar{g}(\epsilon, \epsilon_2, \epsilon_p) = \bar{g}(\epsilon, 0, 0) = \bar{g}(M).$$

Первое равенство требует некоторой оговорки относительно значения m в (13), так как для реальных сред из малости ϵ_p не всегда следует малость $(n - n_0)/n_0$ [10]. Считаем, что это условие на коэффициент размножения дислокации выполнено. Для классической вязкоупругой среды ($n = \text{const}$) трудности не возникают. Таким образом, уравнения короткой волны представлены в замкнутой форме.

Результаты решения. Полученная система имеет характеристические уравнения

$$\frac{d\theta}{1} = \frac{d\delta}{-\delta} = \frac{dM}{-\frac{k-1}{2}M + \frac{\alpha}{2}\tilde{g}t},$$

определяющие характеристику $c_0 t \delta = x - c_0 t - \text{const}$ и соотношение на характеристике

$$\frac{dM}{dt} = \frac{k-1}{2} \frac{M}{t} + \frac{\alpha}{2} \tilde{g}(M). \quad (24)$$

В случае $k = 1$ (плоская задача) переменные в (24) разделяются и имеется общее решение

$$\int \frac{dM}{\tilde{g}(M)} = \frac{\alpha}{2} t + \varphi(x - c_0 t), \quad (25)$$

где φ — произвольная функция, определяемая начальным распределением массовых скоростей

$$M(x, t)|_{t=t_0} = M^0(x).$$

Отметим, что эта величина в общем случае должна задаваться из соотношений, не связанных с условием коротких волн, так как нет оснований считать, что (17) выполняется в самый начальный момент распространения упругого предвестника, где ϵ_p и ϵ могут оказаться одного порядка. Функция $M^0(x)$ может быть определена измерением профиля скорости на фиксированной глубине $x = x_0$ или же численным счетом распространения упругого предвестника до этой глубины [8, 10].

Подставим в (24) явный вид $\tilde{g}(M)$. В случае (11) (пусть $M > 0$, тогда $\tau < 0$ — рассматриваем волну сжатия) имеем

$$\tilde{g}(M) = \begin{cases} -bn_0 v_0 \exp[-\tau_0/(\kappa M - \tau_*)], & M > M_*, \\ 0, & M \leq M_*. \end{cases}$$

$$M_* = \tau_*/\kappa.$$

Уравнение (24) для $k = 1$ (плоская задача) сводится при $M > M_*$ к выражению

$$M \exp[\tau_0/(\kappa M - \tau_*)] - \frac{\tau_0}{\kappa} \text{Ei}[\tau_0/(\kappa M - \tau_*)] = -\frac{\alpha}{2} bn_0 v_0 t + \varphi(x - c_0 t),$$

$$\text{Ei}(x) = \int_{-\infty}^x e^t dt/t.$$

При $M \leq M_*$ имеем тривиальное решение.

Явный вид кривой затухания может быть получен для уравнения пластического течения (12), для которого (пусть опять $M > 0$, $\tau < 0$), имеем

$$\tilde{g}(M) = \begin{cases} -\frac{2}{\alpha} A (M - M_*)^a, & M > M_*, \\ 0, & M \leq M_*, \end{cases}$$

$$A = \frac{\alpha}{2} bn_0 v_0' (\kappa/\tau_0)^a, \quad M_* = \tau_*/\kappa.$$

В случае $M > M_*$ (в противном решение тривиальное $M(x, t) = \varphi(x - c_0 t)$), имеем равенство

$$\frac{dM}{dt} = \frac{k-1}{2} \frac{M}{t} - A(M - M_*)^a,$$

общее решение которого может быть легко выписано. Если $k = 1$ (плоская задача),

$$M(x, t) - M_* = \begin{cases} \varphi(x - c_0 t) e^{-At}, & a = 1 \\ [\varphi(x - c_0 t) + (a-1)At]^{-\frac{1}{a-1}}, & a \neq 1, \end{cases} \quad (26)$$

При $k = 3$ (сферическая задача)

$$M(x, t) - M_* = \begin{cases} \frac{1}{t} \varphi(x - c_0 t) e^{-At}, & a = 1, \\ \frac{1}{t} [\varphi(x - c_0 t) + A \ln t]^{-1}, & a = 2, \\ \frac{1}{t} \left[\varphi(x - c_0 t) - \frac{A(a-1)}{(a-2)} \frac{1}{t^{a-2}} \right]^{-\frac{1}{a-1}}, & a \neq 1, a \neq 2. \end{cases} \quad (27)$$

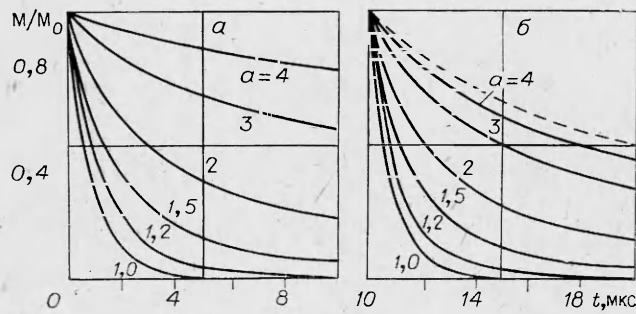


Рис. 1.

Из (26) следует, в частности, что на больших расстояниях затухание плоского упругого предвестника происходит по закону

$$M \sim x^{-l}, \quad l = 1/(a - 1)$$

для $a > 1$, т. е. определяется постоянной a в законе пластического течения. Значение a берется из опытных данных.

Затухание амплитуды в фиксированной точке профиля волны при $t > t_0$ находится из уравнений

$$\frac{M - M_*}{M_0 - M_*} = \begin{cases} \exp[-A(t - t_0)], & a = 1, \\ [1 + (a - 1)A(t - t_0)(M_0 - M_*)^{a-1}]^{-\frac{1}{a-1}}, & a \neq 1 \end{cases} \quad (28)$$

в плоском случае и

$$\frac{M - M_*}{M_0 - M_*} = \begin{cases} \frac{t_0}{t} \exp[-A(t - t_0)], & a = 1, \\ \frac{t_0}{t} \left[1 + At_0(M_0 - M_*) \ln \frac{t}{t_0} \right]^{-1}, & a = 2, \\ \frac{t_0}{t} \left\{ 1 + A \frac{a-1}{a-2} t_0 (M_0 - M_*)^{a-1} \left[1 - \left(\frac{t_0}{t} \right)^{a-2} \right] \right\}^{-\frac{1}{a-1}}, & a \neq 1, a \neq 2 \end{cases} \quad (29)$$

для $k = 3$. При $(t - t_0) \ll t_0$ (28) и (29) соответственно дают:

$$\frac{M - M_*}{M_0 - M_*} = 1 - A(M_0 - M_*)^{a-1}(t - t_0),$$

$$\frac{M - M_*}{M_0 - M_*} = 1 - \left[\frac{1}{t_0} + A(M_0 - M_*)^{a-1} \right](t - t_0).$$

Зависимости (28) в случае неограниченной среды и (29) приведены на рис. 1, а, б соответственно. Здесь рассматривается упругий предвестник с исходной амплитудой $M_0 = 0,01$.

Значения упругих постоянных среды $\lambda = 109,6$ ГПа, $\mu = 90,6$ ГПа, $\rho_0 = 7,85$ г/см³ соответствует железу, пластические постоянные: $b = 2,5 \cdot 10^{-7}$ мм, $n_0 = 10^5$ мм⁻², $v_0 = 3,2$ км/с, $\tau_0 = 2,8$ ГПа, $\tau_* = 0$. В сферической задаче принято $t_0 = 10$ мкс, штриховая линия показывает затухание чисто упругой волны (см. рис. 1, б).

Для экспоненциального закона движения дислокации (11) решение уравнения (25) может быть получено численно. На рис. 2 показано затуха-

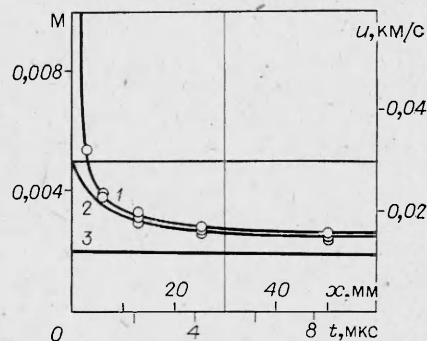


Рис. 2.

шие плоского упругого предвестника при различных начальных амплитудах ($M_0 = 0,1$ (1), 0,005 (2) и 0,002 (3)). Все постоянные взяты из работы [12] для облегчения сравнения результатов. Видно, что со временем относительное различие соседних кривых сильно уменьшается и они почти сливаются. Это случается тем раньше, чем больше исходная амплитуда предвестника. Качественные результаты близки к данным [4], где для $u_0 \sim 1$ км/с упругие предвестники сливаются на расстоянии 7—8 мм от точки удара. Экспериментальные точки на рис. 2, взятые из работы [12], получены для $u_0 \sim 0,1$ км/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. И. Нигматулин, Н. И. Холин. Изв. АН СССР. МТТ, 1974, 4, 131.
2. J. W. Taylor. J. Appl. Phys., 1965, 36, 10, 3146.
3. J. J. Gilman. Appl. Mech. Rev., 1968, 21, 8, 767.
4. С. А. Христианович. ПММ, 1956, 20, 5, 599.
5. А. А. Гриб, О. С. Рыжов, С. А. Христианович. ПМТФ, 1960, 1, 63.
6. Е. И. Шемякин. ПМТФ, 1963, 5, 83.
7. В. А. Бабаков. ФТПРПИ, 1969, 4, 37.
8. J. N. Johnson, W. Band. J. Appl. Phys., 1967, 38, 4, 1578.
9. R. S. Lee, N. P. Suh. J. Mech. Phys. Solids, 1972, 20, 4, 251.
10. В. М. Фомин, Э. М. Хакимов. ПМТФ, 1979, 5, 114.
11. L. Malvern. Quart. Appl. Math., 1951, 8, 4, 405.
12. J. W. Taylor, M. H. Rice. J. Appl. Phys., 1963, 34, 2, 364.

*Поступила в редакцию 21/VI 1982,
после доработки — 5/XI 1984*

ВЗРЫВОМАГНИТНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ДЛЯ ПИТАНИЯ РЕЛЬСОТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

А. Г. Анисимов, Ю. Л. Башкатов, Г. А. Швецов

(Новосибирск)

В последние годы начиная с работы [1] возрос интерес исследователей к электродинамическому методу ускорения твердых тел до высоких скоростей. Ожидается, что использование электромагнитных сил позволит получить скорости частиц, значительно превышающие достигнутые в настоящее время. Обсуждению возможностей данного метода и анализу физических процессов, происходящих в ускорителях, были посвящены две международные конференции [2, 3].

В качестве источников энергии при электродинамическом методе ускорения используются конденсаторные батареи, индуктивные накопители, взрывомагнитные генераторы (ВМГ) и другие импульсные источники энергии. ВМГ имеют ряд преимуществ перед другими источниками: высокие удельные энергетические характеристики ($\sim 10^2$ Дж/см³, $\sim 10^7$ Вт/см³, ~ 50 Дж/г [4]), что значительно превышает аналогичные параметры других импульсных источников электромагнитной энергии; позволяют получать в нагрузке электрический импульс требуемой формы и продолжительности (в данном случае обеспечивающий наиболее эффективный режим ускорения тела в рельсотроне); могут быть полностью автономны от внешних источников начальной электромагнитной энергии.

Вопросы электродинамического ускорения твердых тел в рельсотронных ускорителях с питанием от взрывных МК-генераторов рассмотрены в работах [5—10]. Результаты экспериментов [7—10] приведены в таблице. В качестве источника энергии использовались плоские непрофилированные ВМГ. Отметим, что достигнутые электродинамическим методом скорости твердых тел являются рекордными в настоящее время, хотя