Մեխանիկա

XXXIX, № 1, 1986

Механика

УДК 539.6

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОКОВ И УПРИГИХ ПОЛЕИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ В МЕТАЛЛАХ

БАГДОЕВ А. Г., ВАНЦЯН А. А. ПАХАЛОВ В. Б.

Вопросы влияния токов на движение сред представляет актуальную проблему [1, 2].

Рассматривается задача определения напряженно-леформированного состояния в электропроводящей среде при прохождении импульсного тока. В первом параграфе экспериментально получен закон распределения импульсного тока по радиусу в металлических цилиндрических образнах из дюраля, алюминия, стали и меди. Дается методика измерения плотности тока внутри металлического цилиндра. Показано, что при разряде в металле импульсный ток разделяется на низкочастотные и высокочастотные токи и что низкочастотные токи проходят по пути наименьшего сопротивления, то есть по оси цилиндра, а высокочастотные вытесняются на поверхность проводинка. Показано постоянство кольценого магнитного поля около оси. Приведен расчет величины кольцевого магнитного поля, размера области, занятой током, и показано совпадение результатов данной работы с величинами, рассчитанными по формулам, полученным в [3], с учетом тока.

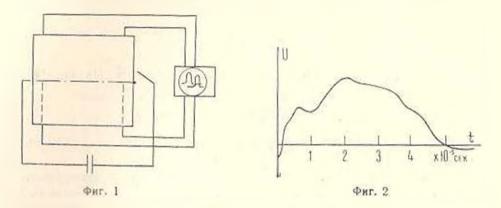
Во втором параграфе определяется напряженно-деформированное состояние внутри образца при заданном распределении токов вблизи оси. Дается условие образования и размер области пластичности.

1. Распределение токов по металлическому образцу

Определение распределения импульсного тока по металлическим образцам представляет интересную задачу как в прикладном, так и в теоретическом отношении. Рассматривается разрядный ток конденсаторного блока, который соединен с металлической цилиндрической болванкой по схеме, приведенной на фиг. 1.

Эксперименты показывают, что длительность импульса для заданной схемы имеет порядок $10^{-4}-10^{-5}c$ (фиг. 2). Если данный импульс рассмотреть как часть синусоидального тока с частотой порядка 10^{5} гц, то нетрудно вычислить толщину скин-слоя и убедиться, что она порядка 1-2 мм для хорошо проводящих металлов как медь, алюминий. Но если разложить эту кривую в ряд Фурье, можно увидеть, что первый член ряда, который соответствует постоянной составляющей данного импульса, составляет около 0.15 суммы ряда. Таким образом, пренебрегать постоянной составляющей и рассматривать вышеуказанный импульс как часть синусоилы не следует.

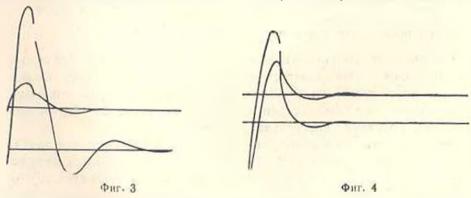
Для определения закона распределения импульсных токов и металлических средах был проделан эксперимент. В качестве образцов были взяты материалы из люраля, алюминия, стали и меди.



Разнообразность материалов была взята с целью проверки олияния электропроводимости среды на распределение тока.

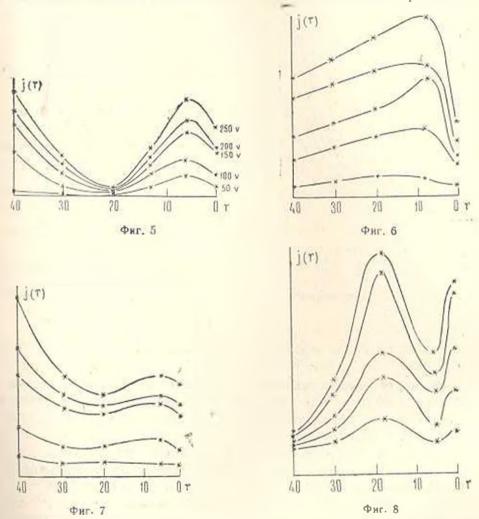
Исследовалось также влияние напряжения конденсаторного блока на распределение токов по радиусу. С целью определения падения напряжения между двумя нараллельными плоскостями, нахолящимися на расстоянии 5 мм от торцов цилиндрического образца длиною 60 мм, на разном расстоянии от оси в шести точках производилось зондирование. Выведенные импульсы подавались на вход двухлучевого запоминающего осциллографа С8-17. Один импульс служил в качестве контрольного и всегда брался с поверхности образца, а второй импульс был взят с разных глубии.

На фиг. 3 приведены импульсы, взятые с поверхности и на глубине 20 мм для дюраля с емкостью 1300 мкф и с напряжением 200 v. На



фиг. 4 показаны изменения U от t, взятые и с поверхности и с оси образца (U—напряжение). Нетрудно заметить, что оба импульса на фиг. 4—одного порядка. По значениям амилитуд импульсов построены графики плотностей токов в зависимости от радиуса (фиг. 5—8). Как видно из фиг. 5, где приведены зависимости напряжения или пропорциональной ему плотности тока от радиальной координаты r для дю-

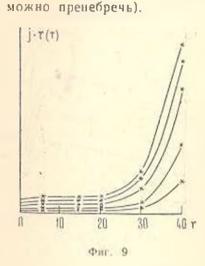
раля и C-2000 мкф ток, в основном, сосредоточен яблизи оси (низкочастотные) и на поверхности (высокочастотные) образца, а между ними практически ток отсутствует. Для больших значений емкости конденсаторного блока имеет место выравнивание тока по раднусу (фиг. 6). Приведены графики для разных значений напряжений конденсаторного блока. Фиг. 6 соотнетствует C-16000 мкф, при этом ток, сосредоточенный яблизи оси, почти постоянен по r, и то же имеет место для больших емкостей. Аналогичные кривые были построены также для других материалов. На фиг. 7 приведена зависимость U(j) от для алюмиция, на фиг. 8—для стали. Как видно из фиг. 5, чем больше электропроводимость, тем больше нытеснение токов на поверхность.



На фиг. 9 приведены зависимости $J\cdot r(r)$, построенные на основании фиг. 5 (для удобства масштаб на правом графике изменен). Как видно из фиг. 9, $J\cdot r$ до радиуса $a_1=20$ мм для части токов, сосредоточенных вблизи оси, постоянен. Следовательно, согласно уравнениям

$$J = \frac{c}{4\pi} \operatorname{rot} \vec{H}, \qquad J_a = \frac{c}{4\pi} \frac{H_a}{r}$$

где x, r, θ —цилиндрические координаты, H_{θ} также можно считать постоянным: При этом, в окрестности оси зависимость J(r) можно представить в виде $J=\frac{A}{r}$, где A определяется из условия равенства тока конденсаторного блока и тока, текущего по всему сечению образца. (Провода, соединяющие конденсаторный блок с образцом, были достаточно большого сечения, следовательно, потерями тока



Ток, который течет по оси, можно вычислить по формуле

$$I_{\text{och}} = 2\pi \int_{0}^{\infty} \frac{A}{r} r dr \qquad (1.1)$$

где а_т—приближенный раднус, по которому течет осеной ток. Значение среднего тока конденсаторного блока можно определить по формуле

$$I_{\text{ROBA}} = \frac{Cv}{t} \tag{1.2}$$

где С—емкость, v—напряжение конденсаторного блока. I—время разрядки.

Так как не весь ток течет по оси, то внодится коэффициент $k = \frac{I_{\text{ось}}}{I_{\text{псь}} + I_{\text{пов}}}$. Приравнивая (1.1) к kCv/t, можно определить A, а затем I

$$A = \frac{Cvk}{2\pi a_1 t} \qquad J = \frac{Cvk}{2\pi a_1 t t} \tag{1.3}$$

Экспериментальные вычисления k, входящего в формулу (1.3), показали, что $k \approx 0.15$, то есть для дюралюминиевого образца с заданными параметрами конденсаторного блока ток, который течет по оси, составляет 0.15 долю от всего тока.

Вычисление тока по формуле (1.2) дает $2 \cdot 10^5 \ A$. Считая, что в начальный момент входа тела в образец ток течет, в основном, по области размером тела $r \approx 0.4$ см. получим $j_{\phi \varphi \varphi} \approx 1.6 \cdot 10^9 \ A/m^4$.

При этом, в уравнениях пластического движения среды [3] слелует добавить слагаемое, соответствующее току, и решение уравнения движения, которое удовлетворяет условиям на теле и условию перехода в упругое решение, имеет вид

$$\sigma_{tt} = -\left(\tau_s + \frac{H_{\theta}^2}{8\pi}\right) \ln \frac{\mu}{\tau_s} - \tau_s$$
 при $H_{\theta} = \text{const}$

$$s_{rr} = -1 \left(1 + \ln \frac{\mu}{r}\right) - \frac{\mu}{r} (s_0 - 1)$$
 npu /-const

Вычисления показывают, что в начальной стадии проникания, когла ток течет в малой области около оси, член, соответствующий влиянию тока, соизмерим с механическим слагаемым, увеличиная сжимающее напряжение среды. Подобный пинч- ффект может приводить к деформации и затуплению вершины тела. Кроме этого, при наличии импульсных токов в инденторах большое значение имеет электронно-пластический эффект [6], который снижает в сильной мере предел текучести. Экспериментально показано наличие сильного сжатия инденторов за счет тока, причем основание тела с площадью 0,3 см² увеличивается вдвое. Учитывая, что предел текучести для дюраля 3000 кг/см² и то, что разрядный ток уменьшает его и 3 раза, можно получить неличину силы, которая привела к сильной леформации тела порядка 1000 кГ.

Поличет нормальной сили, действующей на плошадку 0,6 см², согласно формуле [7] для ваяления $P=3 \, 7 \, 3 \, \pi$, в области пластического течения, показывает, что она того же порядка, что и проекция на ось боковых сил от механических напряжений [3]. Таким образом, при налични затупления тела, связанного с действием импульсных токов, получается значительное увеличение силы сопротивления проникацию. Отсюда следует полученный опытным путем вывод о существенном уменьшении глубины проникания на 40% в дюраль, которое отмечено в [5]. Следует отметить, что г номощью конденса орного блока эперния в 400 дж удается вдвое погасить кинетическую энергию проникающего тела ~ 3200 дж, подобный выигрыш в энергии можно объяснить из-за взаимовлияния механических и электромагнитных факторов, указанных выше.

Используя формулу $f = CH_0/2\pi a_1$ для $H_0 = {\rm const}$, C = 0.02 ф. v = 200, $t = 10^{-5}$ с. получим для H_0 численное значение $6 \cdot 10^5$ гс. Данные значения H_0 и a_1 находятся в хорошем соотнетствии с вычислениями по формулам, полученным в [3], гле добавлсно слагаемое за счет тока и сравнением с опытными данными определено H_0 , которое соответствует заданному значению глубины. Для рассматриваемой задачи [3] при определении напряжений и перемещений учтено, что изменения по r значительно превосходят изменения по r и r и поэтому задача решалась как одномерная и в пренебрежении инерционными членами. Тот же подход применяется далее, причем условие квазистационарности обеспечивается тем, что за время разряда упругие волны проходят расстояние, значительно превосходящее рассматриваемую область вблизи оси.

Точно также учет индуцированных магнитных полей, в задаче [3] дает незначительные поправки в значениях напряжений и ими можно преисбречь.

2. Определение напряженно-деформированного состояния в образце

Предполагается, что токи, текущие по поверхности образца, мало влияют на напряженно-деформированное состояние около оси. Вначале рассматривается задача, когла f дается формулой (1.3), тогда H соля и уравнение равновесия для области $r < a_1$ можно записать в виде

$$\frac{\partial z_{ii}}{\partial r} + \frac{z_{ii} - z_{ii}}{r} - \frac{Hi}{4\pi r} = 0 \tag{2.1}$$

При $r>a_1$ где предполагается j=0 и. следовательно, лоренцова сила $F=j\times H$ равна нулю, уравнение равновесия записывается в виде

$$\frac{\partial z_{rr}}{\partial r} - \frac{z_{rr} - z_{th}}{r} = 0 \tag{2.2}$$

Используя соотношения Гука

$$\sigma_{rr} = i\Delta + 2\mu \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad \sigma_{96} = i\Delta + 2\mu \frac{u_r}{r}$$

$$\sigma_{ab} = i\Delta + 2\mu \frac{\partial u_x}{\partial r}, \quad \Delta = \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r}$$
(2.3)

где μ —коэффициенты Ламе, вводя поочередно обозначения $\mu_* = r u'$ и $\partial u'/\partial r = k_1$, интегрируя (2.1), для μ_* получим

$$u_r = \frac{Hz}{8\pi(\lambda + 2\mu)} r \ln r - \frac{c_*}{2r} + c_2 r \tag{2.4}$$

Так как при r=0 и, должно быть конечным, то следует, что $c_1=0$. Аналогичным образом, интегрируя уравнения (2.2), при $r>a_1$ для и, получим

$$u_t = -\frac{c_s}{2\pi} \tag{2.5}$$

Используя (2.3), (2.4) и (2.5) и условия непрерывности перемещений и напряжений при $r=a_1$, для компонентов напряжений и перемещений получим при $r< a_1$

$$u_r = \frac{H_b^2 r}{8\pi(\lambda - 2\mu)} \left(\ln \frac{r}{a_1} - \frac{1}{2} \right), \qquad \frac{rH_b^2}{4\pi(\lambda + 2\mu)} \ln \frac{r}{a_1}$$
 (2.6)

$$\pi_{n} = \frac{H_{\theta}^{2}(i+\mu)}{8\pi(\lambda+2\mu)} \left(\ln \frac{r}{a_{1}} - \frac{1}{2} \right) = \frac{H_{\theta}^{2}}{8\pi}, \quad \pi_{\theta\theta} = \frac{H^{2}}{8\pi(\lambda+2\mu)} \left[2(i+\mu) \ln \frac{r}{a_{1}} - \mu \right]$$

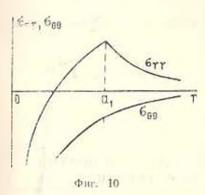
при $r > a_1$

$$u_{r} = -\frac{H a_{r}}{16\pi(t + 2u)r}, \quad \sigma_{\theta t} = -\frac{H a_{r}u}{8\pi(t + 2u)r^{2}}, \quad \sigma_{rt} = -\sigma_{\theta \theta}, \quad \sigma_{xx} = 0$$
 (2.7)

Как видно из полученных формул, для малых г можно принимать квазистационарность процесса, что находится в основе § 1. 8 На фиг. 10 приведены эпюры од п эм.

Подстанляя компоненты напряжений из (2.6) в условие текучести Мизеса

$$(z_{tt} - z_{t0})^{-} + (z_{tt} - z_{xx})^{-} + (z_{t0} - z_{xx})^{-} + (z_{t0} - z_{xx})^{-} + (z_{t0} - z_{xx})^{-}$$



где 3—предел текучести среды, получим радиус зоны пластичности около оси

$$r = a_1 \exp\left[-\left[\frac{48^{-2} - (\lambda - 2\mu)^2}{H_0 \mu^2} - \frac{3}{4}\right]^{(\mu)}\right]$$
(2.8)

где должно выполняться условие

$$H_6^2 < \frac{8\pi \epsilon_s(\lambda + 2\mu)}{\mu}$$

Как показывают кривые для алюминия при C=1800 мкф и C=3600 мкф.

можно приближенно считать при $r < a_1 \ j = {\rm const.}$ а при $> a_1 \ j = 0$. Тогда, используя тензор Максвелла в области $r < a_1$, уравнение равновесия можно записять в виде

$$\frac{\partial(z_{rr}+1_{rr})}{\partial r}+\frac{(z_{rr}+\Pi_{rr})-(z_{\theta r}+\Gamma 1_{\theta \theta})}{r}=0$$
 (2.9)

имея в виду, что H_4 0. $H_x = H_r = 0$, для Π_{rr} и Π_{66} будем иметь

$$\Pi_{tt} = -\frac{\pi r^2 I^2}{2c^2}, \quad \Pi_{\theta\theta} = \frac{\pi f^2 r^2}{2c^2} \tag{2.10}$$

где с-скорость света.

Подставляя (2.10) в (2.9), получим

$$\frac{\partial z_{rr}}{\partial r} + \frac{z_{rr} - z_{rr}}{r} - \frac{2 - r j^2}{c^2} = 0$$

Используя соотношения (2.3), непрерывность компонент напряжений и перемещений при $r=a_{\rm s}$, наплем при $r< a_{\rm s}$

$$u_r = \frac{\pi r f^2}{4c^2(\lambda + 2p)} (r - 2a_1^2), \quad z_{tt} = \frac{\pi f^2}{c^2} \left[\frac{r^2(\lambda + 1.5p) - a_1^2(\lambda + p)}{\lambda + 2p} \right]$$
 (2.11)

$$z_{89} = \frac{\pi J^2}{c^2(\lambda + 2\mu)} \left[(i + 0.5 \, \mu) r^2 - \mu (\lambda + \mu) \right] = \frac{\pi J^2}{c^2(\lambda + 2\mu)} \left(r^2 - a_1 \right)$$

при $r > a_1$

$$u_r = -\frac{\pi J^2 a_1^4}{4c^2(\lambda + 2\mu)r}, \quad a_{11} = \frac{-J^2 a_1^4 \mu}{2c^2(\lambda + 2\mu)r^2}, \quad a_{10} = -\sigma_{rr}, \quad \sigma_{xA} = 0 \quad (2.12)$$

Если плотность тока / удовлетворяет условию

$$J^{2} < \frac{2\pi_{0}c^{2}(i+2\mu)}{\pi^{2}a_{1}^{2}}$$
 (2.13)

то подставляя (2.11) в уравнение Мизеса, получим условие образования пластичности при $r < a_r$

$$\frac{e^{-r_{1}a_{1}a_{2}}}{c^{2}(r+2a)r^{2}} = 2\pi_{3}$$

Если в (2.13) выполнено обратное неравемство, для образования пластичности получим условие

$$\frac{-J^{2}\mu(3.5r^{4}+2a_{1}^{4}-4r^{2}a_{1}^{2})^{1/2}}{c^{2}(i+2\mu)}=\sqrt{6}=$$

ՄԵՏԱՂՆԵՐՈՒՄ ԻՄՊՈՒԼՍԱՅԻՆ ՊԱՐՊՄԱՆ ԳԵՊՔՈՒՄ ՀՈՍԱՆՔՆԵՐԻ ՔԱՇԽՄԱՆ ԵՎ ԱՌԱՉԳԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Ա. Գ. ՔԱԴԳՈՒՎ, Ա. Ա. ՎԱՆՑՑԱՆ, Վ. Ք. ՊԱԽԱԼՈՎ

Որոշվում է Հոսանթի խառւթյան բաշխումը մետապներում կոնդենսատորի պարպման դեպքում։ Յույց է արված, որ դյարալի, ալյումինի և պողպատի Համար հոսանքը կանցենտրացվում է նմուշի առանցքի, ինչպես նաև կողմնային մակերևույթի մոտ։ Ստացված կորհրդ խույլ են տալիս կառուցել լարումների և տեղափոխությունների դաշտերը, որակապես բացատրել իմպուլսային պարպման դեպքում նմուշներում տեղի ունեցող մեկոանիկական երևույթները և բարակ պինդ մարմինների փոխաղդեցությունը առաձղական միջավայրի հետ։

THE DETERMINATION OF DISTRIBUTION OF CURRENTS AND ELASTIC FIELDS DURING IMPULSIVE DISCHARGE IN METALS

A G. BAGDOEV, A. A. VANICIAN, V. B. PAHALOV

Summary

The distribution of current density in metals during discharge of the condensator is determined. It has been shown that for dural, aluminium and steel the current is concentrated near the axis of specimen and also on its lateral surface. The obtained curves allow to construct fields of stresses and displacements, qualitatively explaining the mechanical phenomena in the specimen at the time of impulsive discharge and interaction of thin bodies with elastic media.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М. Мир. 1972.
- 2. Седов Л. И. Механика сплошной среды т. 1. М. Физматгиз. 1962.
- 3. Багдоев Л. Г., Ванцян А. А. Проникание тонкого тела в металлы и грунты.—Пля АН Арм ССР, Механика, 1981, т. 34. М 3.
- 4. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Стаюкович К. П., Чельшев В. П., Шехтер Б. Н. Физика изрыва. М.: Наука, 1975.
- 5. Багдосо А. Г., Ванцян А. А. Пронякание топина тел в металлы.—Изв. АН СССР, МТТ, 1982, № 2.
- Спицыя В. И., Троицкий О. А. Моделирование теплового и пяня действим импульсного тока на пластическую деформацию металля. ДАН СССР, 1974, т. 216, № 5, 1266.
- 7. Гольдемит В. Физика бистропротекающих процессов М. Мир. 1971

Институт механики АН Арминской ССР

Поступила и редакцию 16.1X. 1983