

3. Гохберг М. Б., Пилипенко В. А., Похотелов О. А. Наблюдения со спутника электромагнитного излучения над эпицентральной областью готовящегося землетрясения. — ДАН СССР, 1983, т. 268, № 1.
4. Демин В. М., Соболев Г. А. и др. О природе механоэлектрического излучения рудных тел. — ДАН СССР, 1981, т. 260, № 2.
5. Хатиашвили Н. Г., Перельман М. Е. Генерация электромагнитного излучения при прохождении акустических волн через кристаллические диэлектрики и некоторые горные породы. — ДАН СССР, 1982, т. 263, № 4.
6. Перельман М. Е., Хатиашвили Н. Г. Генерация электромагнитного излучения при колебаниях двойных электрических слоев и его проявления при землетрясениях. — ДАН СССР, 1983, т. 271, № 1.
7. Финкель В. М., Тялин Ю. И. и др. Электризация щелочно-галогидных кристаллов в процессе скола. — ФТТ, 1979, т. 21, № 7.
8. Балбачан М. Я., Пархоменко Э. И. Электретный эффект при разрушении горных пород. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1983, № 3.
9. Молоцкий М. И. Дислокационный механизм электризации ионных кристаллов при расщеплении. — ФТТ, 1976, т. 18, № 6.
10. Григорьев В. Г., Немиров А. С., Сироткин В. К. Структура ударных волн в упруго-пластических релаксирующих средах. — ПМТФ, 1979, № 1.
11. Wait J. R. The electromagnetic fields of a horizontal dipole in the presence of a conducting half-space. — Can. J. Phys., 1961, v. 39, N 7.
12. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. М.: Наука, 1981.
13. Zablocki C. J. Electrical transient observed during underground nuclear explosions. — J. Geoph. Res., 1966, v. 71, N 14.

Поступила 24/IX 1984 г.

УДК 538.323:534.2

ИНДУКЦИОННОЕ УСКОРЕНИЕ ПЛОСКИХ ТЕЛ

*А. М. Абрамов, А. А. Блохинцев, С. А. Калихман,
В. И. Кузнецов, В. Н. Фомакин,
А. А. Царев*

(Чебоксары)

Перспективное направление практического применения индукционного ускорения плоских тел — лабораторное изучение процессов, возникающих при высокоскоростном соударении. В отличие от других способов исследования подобных процессов [1] кольцевой проводник, ускоряемый электромагнитными силами, не подвергается дополнительному воздействию ускоряющей среды, в связи с чем значительно увеличивается чистота эксперимента.

Процессы высокоскоростного метания кольцевых проводников рассмотрены в [2, 3], где изучено влияние геометрических размеров ускоряющих систем, активного сопротивления, собственной индуктивности накопителя энергии и массы ускоряемого тела на преобразование энергии в ускорителе. В [4] получены аналитические выражения и кривые для расчетов, позволяющие выбрать оптимальный режим ускорения с учетом нагрева проводника протекающим током. Однако, поскольку в процессе разгона на проводник действует неравномерно распределенное магнитное поле, он перегревается в областях у внутреннего радиуса, деформируется и растрескивается. Таким образом, непосредственное использование проводника в качестве одного из соударяющихся тел ограничено.

В настоящей работе изложены результаты математического моделирования и экспериментального исследования процесса высокоскоростного метания кольцевых проводников по схеме, в которой соударяющееся тело разгоняется дополнительным кольцевым проводником. Данная схема позволяет также разгонять плохопроводящие (сталь, титан и т. д.) и диэлектрические материалы. Эксперименты проводились при варьировании параметров ускорителя и кольцевого проводника, характерных для изучения процессов высокоскоростного соударения тел.

1. Индукционный электромагнитный ускоритель кольцевых проводников (рис. 1, 1 — ускоряющий проводник, 2 — ускоряемое тело, 3 — индуктор) характеризуется электрическими параметрами емкостного накопителя энергии (ЕНЭ), индуктора, ускоряющего проводника и ускоряемого тела, проводящего или диэлектрического.

В электротехническом приближении процесс ускорения описывается системой дифференциальных уравнений, которая в относительных единицах имеет вид

$$\begin{aligned}
(\lambda_0 + \lambda_1) \frac{dI_1}{d\tau} + \mu \frac{dI_2}{d\tau} + I_2 \frac{d\mu}{d\varepsilon} + (\rho_0 + \rho_1) I_1 &= \varphi_c, \\
\lambda_2 \frac{dI_2}{d\tau} + \rho_2 I_2 + \mu \frac{dI_1}{d\tau} + I_1 \frac{d\mu}{d\tau} &= 0, \quad \frac{d\varphi_c}{d\tau} = -I_1, \\
\sigma \frac{dv}{d\tau} &= I_1 I_2 \frac{d\mu}{d\tau},
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\varepsilon &= x/(2R); \quad \lambda_{0,1,2} = L_{0,1,2}/L_1; \quad \mu = M/L_1; \\
\rho_{0,1,2} &= R_{0,1,2}/\sqrt{L_1 C}; \quad I_{1,2} = i_{1,2}/(U_0 \sqrt{C/L_1}); \\
\varphi_c &= U_c/U_0; \quad \tau = t/\sqrt{L_1 C}; \quad v = V \sqrt{L_1 C}/(2R); \\
\sigma &= 4(m_1 + m_2) R^2/(L_1 C^2 U_0^2);
\end{aligned}$$

R — средний радиус индуктора; m_1, m_2 — массы ускоряющего проводника и ускоряемого тела $i_{1,2}$; $U_c, U_0, C, L_{0,1,2}, R_{0,1,2}, M$ — соответственно токи в контуре емкостного накопителя энергии и ускоряющем проводнике, напряжение на емкости, зарядное напряжение и величина емкости накопителя, индуктивность и активное сопротивление накопителя, индуктора и ускоряющего проводника, взаимная индуктивность между индуктором и ускоряющим проводником; t — время; x — перемещение.

Считая, что активное сопротивление ускоряющего проводника линейно зависит от вводимой энергии, в относительных единицах найдем

$$(1.1) \quad \rho_2 = \rho_{20} \exp(\nu\theta),$$

где ρ_{20} — начальное значение сопротивления ρ_2 ; $\nu = kU_0^2 C^{3/2}/(\gamma_1 S^2 \sqrt{L_1})$;

$\theta = \int_0^t I_2^2 d\tau$; k — коэффициент, характеризующий свойства материала

проводника [6]; γ_1, S — плотность и площадь поперечного сечения проводника. Параметры $M, L_1, L_2, S, R_1, R_{20}$ зависят от распределения электромагнитного поля, определяемого как переходным процессом, так и нагревом индуктора и проводника. В результате физического моделирования электромагнитного поля по методике, описанной в [7], найдено, что в случае высокоскоростного метания при толщинах алюминиевого ускоряющего проводника $\Delta_1 \leq 1$ мм за счет нагрева распределение плотности тока по сечению можно считать равномерным, в то время как для одновиткового индуктора, выполненного из меди или ее сплавов, имеет место резко выраженный поверхностный эффект. Таким образом, $S = a\Delta_1$, где $a = (D_1 - D_2)/2$; D_1, D_2 — внешний и внутренний диаметры кольцевого проводника. Взаимная индуктивность и эквивалентная индуктивность системы индуктор — кольцо L_Σ в функции эквивалентного зазора Δ_Σ между индуктором и кольцом, используемые в дальнейших расчетах, приведены на рис. 2 ($1 = M/L_1, 2 = L_\Sigma/L_1$). Введение эквивалентного зазора позволяет при расчете индуктивностей перейти от магнитного поля реальной системы к

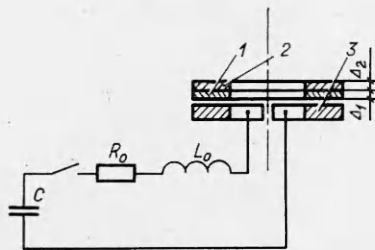


Рис. 1

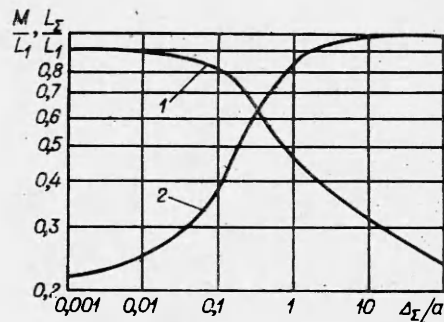
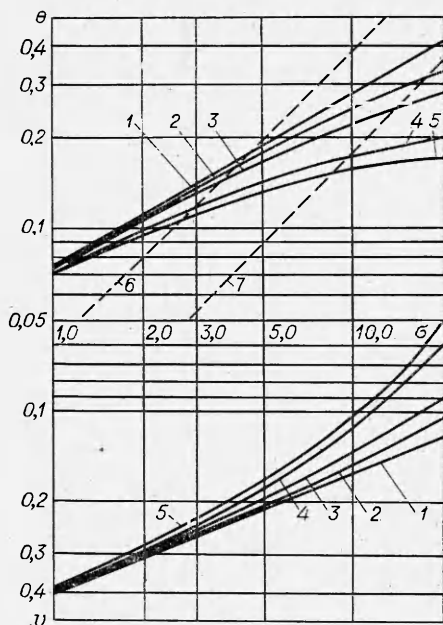


Рис. 2



Р и с. 3

быстрого роста геометрического зазора, так что $\Delta_0 \gg \Delta'$.

Система дифференциальных уравнений решалась численно при начальных условиях: $t = 0$, $I_1 = I_2 = 0$, $\varepsilon = 0$, $v = 0$, $\varphi_c = 1$.

Зависимость относительной скорости и параметра θ от относительной суммарной массы приведена на рис. 3 ($I - v = 0$; 2 — 5; 3 — 10; 4 — 20; 5 — 25; $\rho_0 + \rho_1 = \rho_{20} = 0,05$).

Активные сопротивления первичного электрического контура ρ_0 и ρ_1 вызывают увеличение потерь энергии, а сопротивление ρ_2 , кроме увеличения потерь, приводит к появлению сдвига по фазе между токами в индукторе и ускоряющем проводнике. Все эти факторы уменьшают скорость.

Критерием допустимого нагрева выбрано условие $\theta \leq [\theta]$, где $[\theta]$ определяется предельным значением $[\ln(\rho_2/\rho_{20})]$.

Из (1.1) следует

$$[\theta] = [\ln(\rho_2/\rho_{20})]/v.$$

Связь между допустимым нагревом и относительной суммарной массой имеет вид

$$[\theta] = \sigma \left[\ln \frac{\rho_2}{\rho_{20}} \right] \frac{L_1^{3/2} a \sqrt{C}}{kl^4 R^2} \Delta_1 \kappa,$$

где $\kappa = m_1/(m_1 + m_2)$; $l = 2\pi R$.

Значение $[\ln(\rho_2/\rho_{20})]$, при котором алюминиевый ускоряющий проводник начинает испаряться, может быть выбрано равным 2 [5].

Зависимости $[\theta]$ от параметра σ (см. рис. 3, линия 6 — $\Delta_1 \kappa = 0,263$ мм, 7 — 0,117 мм) позволяют определить предельную по условиям нагрева скорость и найти минимальную толщину ускоряющего проводника Δ_1^* . Изолинии Δ_1^* в координатах $\Delta_2 \gamma_2 / \gamma_0$, U_0 , приведенные на рис. 4 (1 — $\Delta_1^* = 0,8$; 2 — 0,7; 3 — 0,6; 4 — 0,5 мм) позволяют выбрать оптимальный (с точки зрения достижения наибольшей скорости) режим ускорения. Расчеты приведены для параметров ($C = 162$ мкФ, $L_0 = 16$ нГ, $L_1 = 32$ нГ, $D_1 = 37$ мм, $D_2 = 23$ мм, $\gamma_1 = \gamma_0 = 2,7$ г/см³), соответствующих экспериментальному стенду, описанному далее.

2. Для проверки полученных соотношений и исследования динамики ускорения проведены эксперименты по ускорению титановых колец тол-

магнитному полю токовых слоев, отстоящих один от другого на расстоянии Δ_Σ . Таким образом,

$$\Delta_\Sigma = \Delta_0 + \Delta' + \Delta'',$$

где Δ_0 — геометрический зазор; Δ' , Δ'' — дополнительные зазоры, учитывающие магнитное поле в металле индуктора и ускоряющего кольца и рассчитываемые исходя из равенства энергии магнитного поля в эквивалентных зазорах и в металле индуктора и ускоряющего кольца (по аналогии с расчетами «толщины скин-слоя магнитного потока», приведенными в [8]).

Отметим, что значение Δ' в процессе ускорения будет увеличиваться как вследствие уменьшения частоты разряда ЕНЭ за счет роста L_Σ (см. рис. 2), так и уменьшения проводимости при джоулевом нагреве. Однако это увеличение Δ' слабо (0,5—1%) влияет на процесс разгона из-за

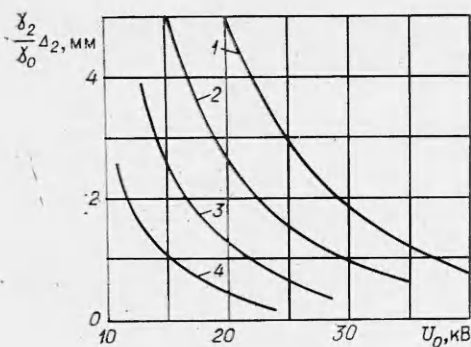


Рис. 4

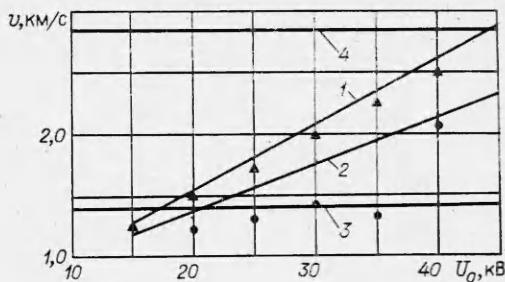


Рис. 5

щиной 1 мм алюминиевыми ускоряющими проводниками толщиной 0,5 и 0,8 мм. Накопитель энергии трехмодульного исполнения емкостью 202,5 кДж и собственной частотой 130 кГц собран из конденсаторов ИК-50-3, объединенных плоской ошиновкой. Коммутация каждого модуля осуществлялась твердотельным двухканальным разрядником. Скорость тела определялась двумя методами: теньевым методом (скоростной фоторегистрацией процесса ускорения) и по осциллограмме сигнала с контактного датчика. Расстояние от начального положения ускоряемого кольца до датчика выбиралось на порядок больше, чем протяженность зоны ускорения, что обеспечивало погрешность измерения скорости, не превышающую 5%.

Результаты экспериментов совместно с расчетными кривыми приведены на рис. 5 (1, 2 — расчет, $\Delta_1 = 0,8$ и $0,5$ мм; 3, 4 — предельная по условиям нагрева скорость, $\Delta_1 = 0,5$ и $0,8$ мм; \blacktriangle , \bullet — эксперимент, $\Delta_1 = 0,8$ и $0,5$ мм). Уменьшение толщины ускоряющего проводника, приводящее к росту активного сопротивления, уменьшает расчетную скорость. В экспериментах при $U_0 \geq 30$ кВ измеренные значения скорости оказались меньше рассчитанных примерно на 5—10%. Основная причина этого — пластическая деформация латунного индуктора вследствие совместного воздействия нагрева и электромагнитного давления, что подтверждено специально поставленными экспериментами при пониженных энергиях накопителя. При деформации уменьшается коэффициент взаимной индукции между индуктором и ускоряющим кольцом, что и приводит к снижению скорости, достигаемой в экспериментах. Кроме электродинамического, возможен режим ускорения тела плазмой и парами металла, образованными при электрическом взрыве ускоряющего проводника. При этом может быть достигнута некоторая прибавка к предельной по условиям нагрева скорости. Вышеуказанный режим реализован при ускорении титанового кольца ускоряющим проводником толщиной 0,5 мм и напряжении на емкостном накопителе 40 кВ (см. рис. 5). Зарегистрировано увеличение скорости на 0,6 км/с по сравнению с предельной по условию нагрева.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кейбл А. Ускорители для метания со сверхвысокими скоростями. — В кн.: Высоко-скоростные ударные явления. М.: Мир, 1973.
2. Бондалетов В. Н. Индукционное ускорение проводников. — ЖТФ, 1967, т. 37, вып. 2.
3. Новгородцев А. Б., Шнейерсон Г. А. Энергетические соотношения в колебательном контуре, используемом для ускорения проводников электромагнитными силами. — Изв. АН СССР. Энергетика и трансп., 1970, № 2.
4. Калихман С. А., Фомакин В. Н. Исследование процесса высокоскоростного метания кольцевых проводников в импульсном магнитном поле. — В кн.: Высоковольтная импульсная техника. Чебоксары: Чуваш. ун-т, 1980, вып. 6.
5. Гончаров С. Г., Кужекни И. И. Расчет нагрева проводников при больших плотностях тока. — В кн.: Электрофизические процессы при импульсном разряде. Чебоксары: Чуваш. ун-т, 1976, вып. 3.

6. Агарков В. Ф., Бондалетов В. Н. и др. Ускорение проводников до гиперзвуковых скоростей в импульсном магнитном поле. — ПМТФ, 1974, № 3.
7. Демирчян К. С. Моделирование магнитных полей. Л.: Энергия, 1974.
8. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.

Поступила 24/X 1984 г.

УДК 533.9

ИНТЕГРАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ РАЗРЯДА В РЕЛЬСОВОМ УСКОРИТЕЛЕ С УЧЕТОМ ОБТЕКАНИЯ

С. В. Кухтецкий, В. А. Любочко, Л. П. Михайленко,
К. В. Перцев

(Красноярск)

В настоящее время проявляется значительный интерес к МГД-устройствам с локализованным разрядом: МГД-генераторам с Т-слоем [1], ускорителям с волной проводимости [2] и т. п. Характерная особенность указанных преобразователей энергии — наличие в потоке относительно небольшой проводящей области, благодаря которой основная масса сравнительно холодного, непроводящего газа может взаимодействовать с внешним магнитным полем. Наиболее простая и часто используемая в этом случае модель разряда известна как модель «плазменного поршня» [3], которая отражает «идеальный» вариант его механического взаимодействия с окружающим газом, т. е. весь газ сгребается разрядом, как поршнем. Очевидно, что модель плазменного поршня является сильной идеализацией, поскольку в ряде экспериментов на рельсовом ускорителе [4] при повышенных начальных давлениях газа ($p_{\infty} \geq 26$ кПа) наблюдается значительное (в 1,5—2 раза) превышение измеренного значения скорости движения разряда по сравнению с расчетным. Как показали дальнейшие исследования, это может быть связано с частичным просачиванием газа между разрядом и боковыми стенками канала, т. е. с обтеканием разряда. Учет обтекания сильно усложняет теоретический анализ процесса, поскольку как форма, так и характерные размеры обтекаемого тела (разряда) существенно зависят от параметров течения. В связи с этим в данной работе рассмотрена лишь одна из простейших интегральных моделей такого разряда, дающая тем не менее хорошее согласие с экспериментом в исследованных авторами режимах. При отсутствии информации о максимальном поперечном размере разряда или теплового следа за ним эта модель позволяет определить границы интервалов, в которых должны лежать основные параметры реальных установок, такие как скорость разряда, длина сгребаемой пробки газа, КПД и т. п. В большинстве практически интересных случаев эти интервалы достаточно узки.

Экспериментальная установка представляет собой рельсовый ускоритель с внешним поперечным магнитным полем. Расстояние между электродами 5 см. Конструкция канала позволяет менять его ширину в пределах 2—5 см. Длина рабочей части 50 см. Боковые и торцевые окна позволяют производить съемку разряда одновременно в нескольких направлениях для последующего восстановления его формы и характерных размеров. Средняя скорость движения разряда и ударной волны перед ним измерялась по сигналам ФЭУ и пьезодатчиков. Питание разряда осуществлялось прямоугольным импульсом тока, формируемым длинной линией. Аналогичная система питает обмотки катушек Гельмгольца, создающих внешнее магнитное поле в канале. Время нарастания импульсов ≤ 150 мкс, длительность ~ 800 мкс. Изменением напряжения зарядки длинных линий можно варьировать разрядный ток в пределах 10—40 кА, а внешнее магнитное поле от 0,3 до 1 Т. Форма импульса тока и его амплитуда контролировались поясом Роговского. Исследования проводились на воздухе, азоте, CO_2 и аргоне. Начальное давление рабочего газа в канале варьировалось от 2,6 до 80 кПа.

Рассмотрим некоторые экспериментальные результаты феноменологического характера. На рис. 1 представлены типичные серии снимков разряда для трех рабочих газов: *a* — CO_2 , *b* — азот, *в* — аргон. Разрядный ток $I = 20$ кА, внешнее магнитное поле $B = 0,6$ Т, начальное давление газа в канале $p_{\infty} = 26$ кПа. Время экспозиции каждого кадра 3 мкс, между кадрами 12 мкс. Расстояние между вертикальными реперами 5 см. В начальный период ($t \leq 100$ —150 мкс) происходит нарастание разрядного то-