

**ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЯХ  
В ОДНОВИТКОВОМ МГ-ГЕНЕРАТОРЕ  
С ПАРАБОЛИЧЕСКИМ ПРОФИЛЕМ ВИТКА**

B. C. Фоменко

(Москва)

1. Для решения ряда задач в экспериментальной физике требуется широкий диапазон электромагнитной энергии большой мощности [1]. Одним из возможных импульсных источников электромагнитной энергии большой удельной энергоемкости и мощности является взрывомагнитный генератор (ВМГ). В настоящее время известно несколько типов ВМГ [2—5]. Разнообразие генераторов связано с необходимостью удовлетворения в ряде экспериментов противоречивым требованиям (например, таким, как малое время работы генератора и большая его начальная индуктивность, большая величина генерируемого тока и ограниченные размеры токового контура), которые трудно совместить в одном из ВМГ.

Во взрывомагнитном генераторе любого типа при выполнении условия  $dL(t)/dt \gg R(t)$  основное увеличение генерируемого тока происходит в конце деформации электрического контура,  $I(t) \sim L^{-1}(t)\eta(t)$  ( $I$ ,  $L$ ,  $R$  — ток, индуктивность, полное сопротивление генератора). Эффективность работы ВМГ, или величина коэффициента сохранения магнитного потока  $\eta$ , на этой стадии магнитно-кумулятивного процесса может снижаться за счет электрических пробоев, возникающих в воздухе, заполняющем компрессионный объем генератора. Электропробойный механизм, сопровождаемый отсеканием части индуктивности контура и потерей связанного с ней магнитного потока, приводит к существенным ограничениям электромагнитной энергии ( $W \sim \eta^2$ ), а также к снижению коэффициентов усиления тока ( $k_t \sim \eta$ ), энергии ( $k_e \sim \eta^2$ ), причем доля теряемого потока указанным образом возрастает к концу работы ВМГ. Повышение коэффициента  $\eta$  до уровня, обусловленного диффузией магнитного поля в процессе сжатия и вытеснения потока в нагрузку генератора, является одной из главных задач в создании малогабаритных ВМГ с высокими выходными характеристиками, поскольку технологические факторы (например, для спиральных ВМГ расцентровка спиральной катушки с центральной трубой), влияющие на коэффициент  $\eta$ , могут быть устранены или сведены к минимуму. Так, в [6] для этой цели даны соответствующие рекомендации, подтвержденные экспериментально.

Одним из путей возможного повышения эффективности работы ВМГ является использование газов в компрессионном объеме с более высокими параметрами по пробойному напряжению, чем воздушная среда, как это исследовалось в [7] для спиральных и коаксиальных генераторов. Однако этот путь не исключает возможной потери магнитного потока на пробойных отсеканиях вблизи скользящего (динамического) контакта токонесущих проводников. Так, согласно данным работы [7], следует, что теоретическое значение коэффициента  $\eta$  значительно выше экспериментальной величины, если расчет коэффициента  $\eta$  выполнять только с учетом сжимаемости материала проводников и диффузии потока вследствие конечной электропроводимости, изменяющейся с температурой. Вместе с тем осциллографическая запись производной тока с датчиков, установленных в токовом контуре исследованных генераторов, содержит высокочастотный

шум, характерный для пробойного процесса в газе. Угол встречи токонесущих проводников вблизи скользящего контакта не превышал 0,02—0,06 рад при напряженности магнитного поля 0,1—3 МЭ, причем во всех случаях эксперимент показывает, что потери потока становятся значительными при полях, превышающих 1 МЭ.

Целесообразным путем повышения эффективности работы ВМГ является, во-первых, ограничение величины нарастания напряженности магнитного поля в компрессионном объеме генератора в процессе его работы до критического значения ( $H(t) \leq H_*$ ), определяемого электрофизическими характеристиками материала токового контура, исключающего возможность интенсивного электрического взрыва синхронной поверхности проводников (например, для меди  $H_* \approx 1,2$  МЭ), во-вторых, устранение локальных электрических пробоев в характерной для МК-генераторов области скользящего контакта проводников. Первая цель может быть достигнута профилированием токового контура генератора, а вторая — за счет увеличения угла встречи проводников в области динамического смыкания их токонесущих поверхностей. Наиболее просто эти требования можно обеспечить в одновитковом ВМГ с параболическим профилем витка, эксцентрично расположенного относительно оболочки заряда ВВ [8].

2. На фиг. 1, а, б приведена схема генератора — поперечный и продольный разрезы (1 — виток, 2 — оболочка, 3 — нагрузка, 4 — передающая линия, 5 — взрывчатое вещество, 6 — контактные пластины) с используемыми буквенными обозначениями размеров. На фиг. 1, в выделена часть компрессионного объема вместе с полярной системой координат для расчета напряженности электрического поля в радиальном сечении генератора в любой момент времени работы, начиная с момента динамического контактирования оболочки с внутренней поверхностью витка.

Для удобства дальнейшего изложения материала статьи введем терминологию. Генератор 1 — максимальная и минимальная образующие витка  $2H_1 = 36$  см и  $2H_2 = 3$  см, внутренний диаметр витка  $2R = 24,8$  см, наружный диаметр оболочки заряда ВВ  $2r_0 = 20,6$  см, максимальная и минимальная базы полета оболочки  $\delta = 3,2$  см и  $r_1 = 1$  см, межосевое расстояние оболочки и витка (эксцентризитет)  $\varepsilon = R - r_0 - r_1 = 1,1$  см, время работы  $t_k = 12$  мкс. Генератор 2 —  $2H_1 = 100$ —150 см,  $2H_2 = 10$ —15 см,  $2R = 19,1$  см,  $2r_0 = 13,1$  см,  $\delta = 5$  см,  $r_1 = 1$  см,  $\varepsilon = 2$  см;  $t_k = 20$  мкс. Генератор 3 —  $2H_1 = 15$  см,  $2H_2 = 1,5$ —2 см,  $2R = 19,1$  см,  $2r_0 = 13,1$  см,  $\delta = 5$  см,  $r_1 = 1$  см,  $\varepsilon = 2$  см,  $t_k = 20$  мкс.

Для замкнутого деформируемого контура  $\Gamma = ABCFDA$  при изменении сцепляющегося с ним магнитного потока  $\Phi$  запишем закон индукции с полной производной от потока по времени

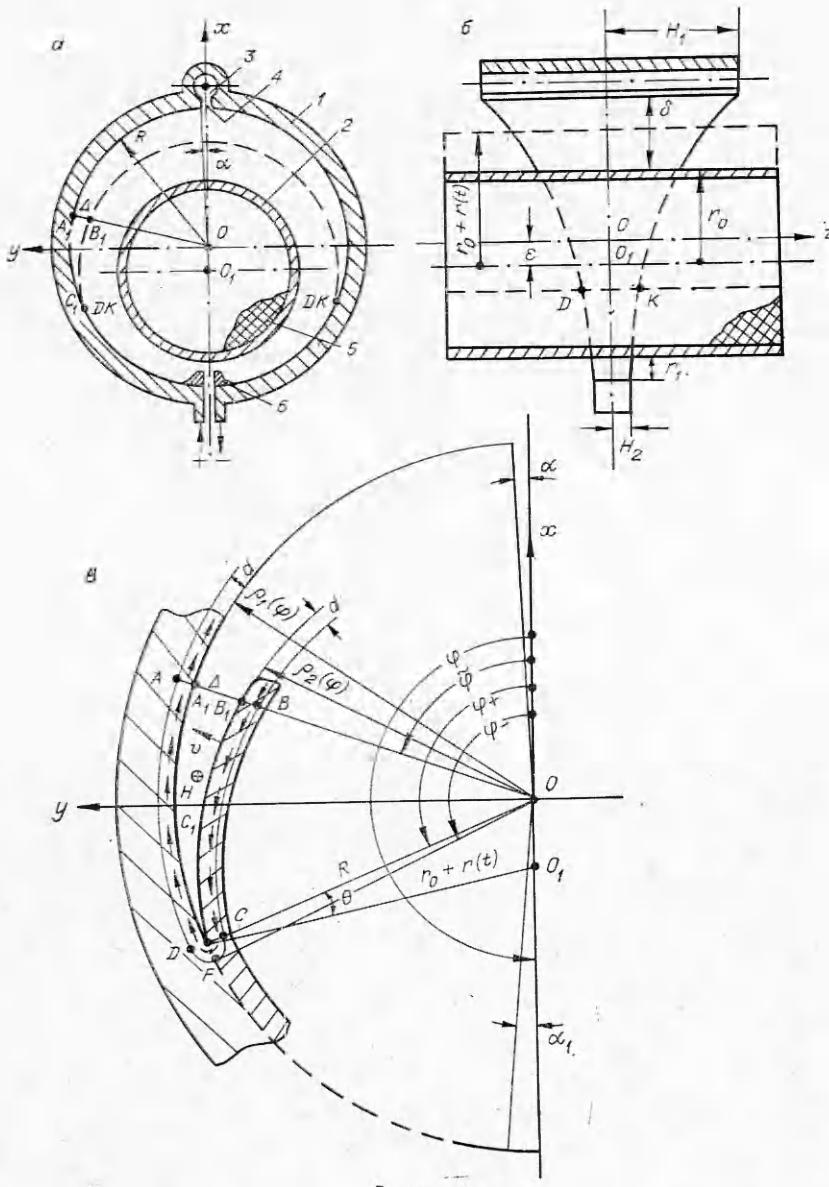
$$(2.1) \quad \oint_{\Gamma(t)} \frac{j}{\sigma} dI = -10^{-2} \frac{d\Phi(t)}{dt},$$

где

$$\frac{j}{\sigma} = E^* = E + 10^{-2} [v(t) B]; \quad \Phi(t) = \int_{S_{\Gamma(t)}} B[z(\rho, \varphi), t] dS, \quad t, \text{ мкс},$$

причем напряженность электрического поля  $E$  удовлетворяет закону индукции в частных производных от  $\Phi$  по  $t$

$$\oint_{\Gamma} Edl = -10^{-2} \frac{\partial \Phi(t)}{\partial t} \Big|_{v=0, B=\text{const}},$$



Фиг. 1

$v(t)$  — скорость разлета оболочки под действием продуктов ВВ и противодавления магнитного поля.

Вблизи скользящего контакта оболочки с витком  $\rho_{BCF}(\varphi) \leq \rho(\varphi) \leq \rho_{ADF}(\varphi)$ ,  $\varphi(t) \leq \varphi \leq \varphi_-(t)$  распределение индукции магнитного поля  $B$  можно считать близким к однородному и слабо изменяющимся во времени в процессе работы генератора, так как характер изменения (увеличения) образующей витка  $z(\rho_1, \varphi)$  по ходу вытеснения магнитного потока в нагрузку близок к закону амплитудного нарастания тока. Это означает, что на единицу длины линии  $DK = z[\rho_1, \varphi_+(t)]$  (см. фиг. 1, б) приходится постоянная величина тока ( $j_+(t) = \frac{B_+(t)}{0,4\pi\rho_1} \approx \text{const}$ ), которая при соот-

$\Phi_+$ , град	$\Delta$ , см	$\tilde{\Phi}$ , град	$H(A_1)$ , МЭ	$H(B_1)$ , МЭ	$H_+(C_1)$ , МЭ
180	0,2	174,26	1,256	1,257	1,257
180	0,5	165,56	1,254	1,255	1,257
180	1,0	151,02	1,214	1,237	1,257
60	0,2	52,6	1,118	1,227	1,257
60	0,5	38,84	0,939	1,05	1,257
60	0,8	15,7	0,788	0,879	1,257
65,1	1,0	0	0,697	0,767	1,257
45,26	0,5	0	0,947	0,993	1,257
28,3	0,2	0	1,126	1,147	1,257

ветствующем выборе начального магнитного потока  $\Phi_0$  и конечной индуктивности  $L_k$  может быть обеспечена не выше критического значения

$$j_* = \frac{4 \cdot 10^4}{\pi \mu_1} \left( \frac{c_V D}{\kappa} T_* \right)^{1/2} \gtrless j_+(t) = \frac{\eta(t) \Phi_0}{[L(t) + L_k] z [\rho_1, \Phi_+(t)]},$$

где  $c_V$ ,  $D$ ,  $T_*$  — удельная теплоемкость, Дж/г·град, плотность, г/см<sup>3</sup>, температура плавления материала проводников соответственно;  $\kappa$  — коэффициент, зависящий от формы и длительности поля, например, для экспоненциального нарастания равен 2/3 [9].

Результаты расчета индукции  $B$  в точках  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $C_1$  приведены в таблице для нескольких фиксированных положений оболочки  $\Phi_+$  и для различных значений зазора между оболочкой и витком  $A_1B_1 = \Delta$  при линейной плотности тока по линии  $DK$  1 МА/см, близкой к критическому значению для медных проводников. Данные таблицы относятся к генераторам 2, 3.

Тогда в предположении равенства индукции  $B$  на поверхности проводников и в их скин-слое левую часть (2.1) представим в виде

$$(2.2) \quad \oint_{\Gamma(t)} \frac{j}{\sigma} d\mathbf{l} = E_1^*(t) [\Delta(t) + 2d(t)] + \int_{\Gamma_1(t)} \frac{j}{\sigma} d\mathbf{l},$$

где

$$\int_{\Gamma_1(t)} \frac{j}{\sigma} d\mathbf{l} \approx \langle j \rangle \frac{1}{\langle \sigma \rangle} l_{\Gamma_1}(t) \lesssim \frac{j_+}{\sigma_+} \frac{l_{\Gamma_1}(t)}{d(t)}$$

при

$$\langle j \rangle = \frac{\langle B \rangle}{0,4\pi\mu_1 d(t)} \leqslant \frac{j_+}{d(t)}, \quad \langle \sigma \rangle = \sigma_0 (1 + k_0 \langle T \rangle)^{-1} \leqslant \sigma_+ = \sigma_0 (1 + k_0 T_+)^{-1},$$

$$l_{\Gamma_1}(t) = l_{BC} + l_{AD} + \pi d(t),$$

причем

$$\langle j \rangle = \frac{1}{3} [j(A_1) + j(B_1) + j_+(C_1)], \quad \langle B \rangle = \frac{1}{3} [B(A_1) + B(B_1) + B_+(C_1)].$$

Если  $j_+ = j_*$ , то  $\sigma_+ = \sigma_*$ ,  $T_+ = T_*$ . Так, для медных проводников  $\sigma_* \approx 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ,  $T_* \approx 10^3 \text{ }^\circ\text{C}$ . Здесь  $\Gamma_1$  — контур  $BCFDA$ ;  $d$  — глубина скин-слоя;  $\mu_1$  — относительная магнитная проницаемость;  $l_{BC}$ ,  $l_{AD}$  — длина дуги  $BC$ ,  $AD$  соответственно;  $k_0$  — температурный коэффициент электросопротивления;  $\sigma$  — удельная электропроводимость;  $E_1^*$  — напряженность электрического поля вблизи линии динамического контакта оболочки с витком.

Из (2.1), (2.2) при условии, что в области скользящего контакта  $S_\Gamma(t) \frac{d}{dt} \langle B \rangle \ll \frac{dS_\Gamma(t)}{dt} \langle B \rangle$ , найдем

$$(2.3) \quad E_1^*(t) = -\frac{\langle H \rangle}{\Delta(t) + 2d(t)} \left[ \frac{l_{\Gamma_1}(t)}{0,4\pi d(t) \langle \sigma \rangle} + 10^{-2} \frac{dS_\Gamma(t)}{dt} \right].$$

Здесь

$$(2.4) \quad \Delta(t) = R + \varepsilon \cos \tilde{\varphi}(t) - [r_{01}^2 u^2 [\varphi_+(t)] - \varepsilon^2 \sin^2 \tilde{\varphi}(t)]^{1/2},$$

где

$$u[\varphi_+(t)] = \frac{r_0 + r(t)}{r_{01}} = \left\{ 1 + 4p \cos^2 \left[ \frac{1}{2} \varphi_+(t) \right] \right\}^{1/2},$$

откуда следует нижеиспользуемое выражение

$$(2.5)* \quad \dot{\varphi}_+(t) = -\frac{v(t) r_{01} u [\varphi_+(t)]}{R \varepsilon \sin \varphi_+(t)}$$

при

$$r_{01} = r_0 + r_1, \quad p = \frac{R\varepsilon}{r_{01}^2}.$$

Из рассмотрения треугольника  $OC_1O_1$  находим угол встречи расширяющейся оболочки с внутренней поверхностью витка

$$(2.6) \quad \theta[\varphi_+(t)] = \arcsin \left\{ \frac{\varepsilon \sin \varphi_+(t)}{r_{01} u [\varphi_+(t)]} \right\},$$

изменяющийся в процессе работы генератора, а его численное значение определяется размерами поперечного сечения токонесущих элементов (оболочки и витка) генератора и их эксцентрикитетом  $\varepsilon$ , причем (2.5), (2.6) связаны соотношением

$$\dot{\varphi}_+(t) = -\frac{v(t)}{R \sin \theta[\varphi_+(t)]}.$$

Вводя приближения  $l_{\tilde{\Gamma}_C}(t) \approx l_{\tilde{\Gamma}_D}(t) \approx l_{\tilde{\Gamma}_{A_1C_1}}(t) = R[\varphi_+(t) - \tilde{\varphi}(t)]$ ,  $v = \text{const}$ ,  $d = \text{const}$ ,  $S_\Gamma(t) \approx S_{\Gamma_2}(t) + 2dR[\varphi_+(t) - \tilde{\varphi}(t)] + \frac{\pi}{2}d^2$ , где  $\Gamma_2$  — контур  $A_1B_1C_1A_1$ , и вычислив площадь  $S_{\Gamma_2}(t)$  в полярной системе координат с полюсом в точке  $O$  с использованием уравнений внутренней границы витка и наружной границы оболочки, имеющих соответственно вид

$$\rho_1(\varphi) = R, \quad \rho_2(\varphi) = [r_{01}^2 u^2 [\varphi_+(t)] - \varepsilon^2 \sin^2 \varphi]^{1/2} - \varepsilon \cos \varphi,$$

после дифференцирования  $S_{\Gamma_2}(t)$  по времени, получим

$$(2.7) \quad \frac{d}{dt} S_\Gamma(t) = \frac{1}{2} \left[ [R^2 + 4Rd - r_{01}^2 u^2 (\varphi_+(t))] \dot{\xi}(t) - 2v r_{01} u [\varphi_+(t)] \dot{\xi}(t) + \right. \\ \left. + \varepsilon^2 [u_2(t) \dot{\varphi}_+(t) - \tilde{u}_2(t) \dot{\tilde{\varphi}}(t) + u_3(t)] + 2v r_{01} u [\varphi_+(t)] [\theta(\varphi_+(t)) - \right. \\ \left. - \arcsin \left( \frac{\varepsilon}{r_{01}} \frac{\sin \tilde{\varphi}(t)}{u(\varphi_+(t))} \right)] + r_{01}^2 u^2 [\varphi_+(t)] [u_4(t) - \tilde{u}_4(t)] \right],$$

где

$$u_2(t) = u_1(t) \cos \varphi_+(t) - \cos 2\varphi_+(t); \quad \tilde{u}_2(t) = \tilde{u}_1(t) \cos \tilde{\varphi}(t) - \cos 2\tilde{\varphi}(t);$$

$$u_3(t) = \dot{u}_1(t) \sin \varphi_+(t) - \dot{\tilde{u}}_1(t) \sin \tilde{\varphi}(t); \quad \xi(t) = \varphi_+(t) - \tilde{\varphi}(t);$$

\* Здесь и далее точка над величиной означает дифференцирование по времени  $t$

$$u_4(t) = \frac{1}{u_1(t)} \left\{ \dot{\varphi}_+(t) \cos \varphi_+(t) - \frac{v \sin \varphi_+(t)}{r_{01} u[\varphi_+(t)]} \right\}; \quad \tilde{u}_4(t) = \\ = \frac{1}{\tilde{u}_1(t)} \left\{ \dot{\tilde{\varphi}}(t) \cos \tilde{\varphi}(t) - \frac{v \sin \tilde{\varphi}(t)}{r_{01} u[\varphi_+(t)]} \right\}$$

при  $u_1(t) = [p_1 u^2 [\varphi_+(t)] - \sin^2 \varphi_+(t)]^{1/2}$ ,  $\tilde{u}_1(t) = [p_1 u^2 [\varphi_+(t)] - \sin^2 \tilde{\varphi}(t)]^{1/2}$ ,

$$\dot{u}_1(t) = v \frac{R + \varepsilon \cos \varphi_+(t)}{Re \cos \theta[\varphi_+(t)]}, \quad \dot{\tilde{u}}_1(t) = \frac{2p_1 \frac{v}{r_{01}} u[\varphi_+(t)] - \tilde{\varphi}(t) \sin 2\tilde{\varphi}(t)}{2\tilde{u}_1(t)}, \quad p_1 = \frac{r_{01}^2}{\varepsilon^2}.$$

*Случай 1.* Для фиксированного угла  $\tilde{\varphi}(t) = \text{const}$ , ( $\dot{\tilde{\varphi}}(t) = 0$  в (2.7)) и для текущей переменной  $\varphi_+(t)$  ( $\dot{\varphi}_+(t) \neq 0$ ), изменяющейся в интервале значений  $\varphi \leq \varphi_+(t) < \pi$ , можно вычислить (2.3) в радиальном сечении  $AO$  компрессионного объема, когда  $\Delta(t)$  уменьшается ( $\Delta(t) \rightarrow 0$ ,  $\dot{\Delta}(t) \neq 0$ ) в процессе работы генератора.

*Случай 2.* Расчет напряженности электрического поля  $E_1^*(t)$  в зависимости от  $\varphi_+(t)$  ( $\dot{\varphi}_+(t) \neq 0$ ) для фиксированной величины зазора  $\Delta(t) = \Delta = \text{const}$  ( $\dot{\Delta}(t) = 0$ ) можно выполнить, если известна величина  $\dot{\tilde{\varphi}}(t) \neq 0$ , входящая в (2.7).

Для второго случая из (2.4) имеем

$$\tilde{\varphi}(t) = \arccos \left\{ \frac{r_{01}^2 u^2 [\varphi_+(t)] - \varepsilon^2 - p_2^2}{2\varepsilon p_2} \right\},$$

откуда следует

$$\dot{\tilde{\varphi}}(t) = - \frac{r_{01} u [\varphi_+(t)]}{\varepsilon p_2} v \left\{ 1 - \left[ \frac{r_{01}^2 u^2 (\varphi_+(t)) - \varepsilon^2 - p_2^2}{2\varepsilon p_2} \right] \right\}^{-\frac{1}{2}},$$

кроме того, текущая переменная  $\varphi_+(t)$  ограничена областью значений  $\varphi_1 \leq \varphi_+(t) < \pi$ , где

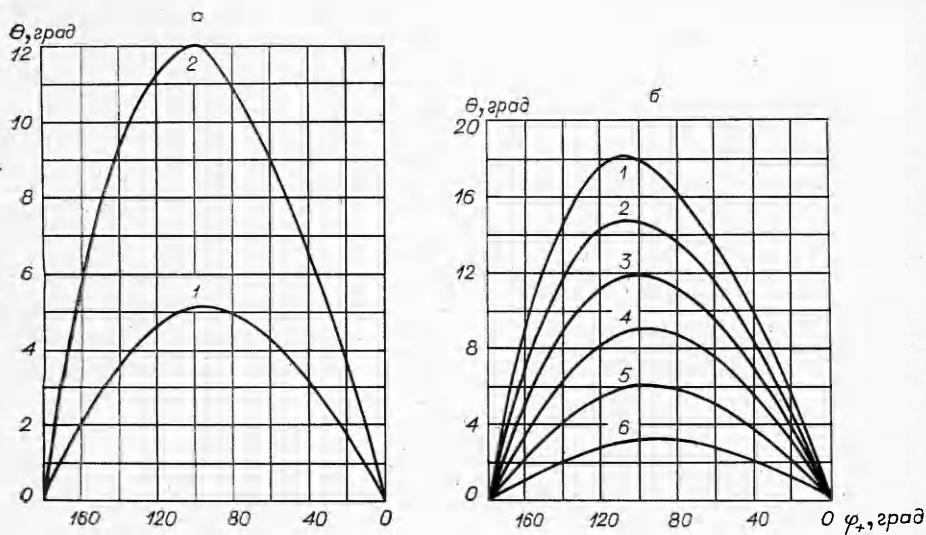
$$\varphi_1 = 2 \arccos \left[ \frac{(p_2 + \varepsilon)^2 - r_{01}^2}{4Re} \right]^{\frac{1}{2}} + \alpha$$

при

$$p_2 = R - \Delta.$$

3. Результаты численного расчета (2.6) приведены на фиг. 2, а для генераторов 1 и 2 (кривые 1 и 2 соответственно), имеющих одинаковое значение минимальной базы полета оболочки  $r_1 = 1$  см. Данные аналогичного расчета  $\theta(\varphi_+)$  для генератора 3 приведены на фиг. 2, б. Кривые 1—6 соответствуют значениям  $r_1 = 0$  (3 см); 0,5 см (2,5 см); 1 см (2 см); 1,5 см (1,5 см); 2 см (1 см); 2,5 см (0,5) см. В скобках даны значения межосевого расстояния оболочки и витка.

Из расчетных данных фиг. 2 следует, что в генераторах с одинаковым значением  $r_1$  угол  $\theta$  зависит от геометрических размеров (диаметров) витка и оболочки. С уменьшением эксцентриситета  $\varepsilon$  (с увеличением  $r_1$ ) угол  $\theta$  уменьшается, что приводит к росту напряженности электрического поля

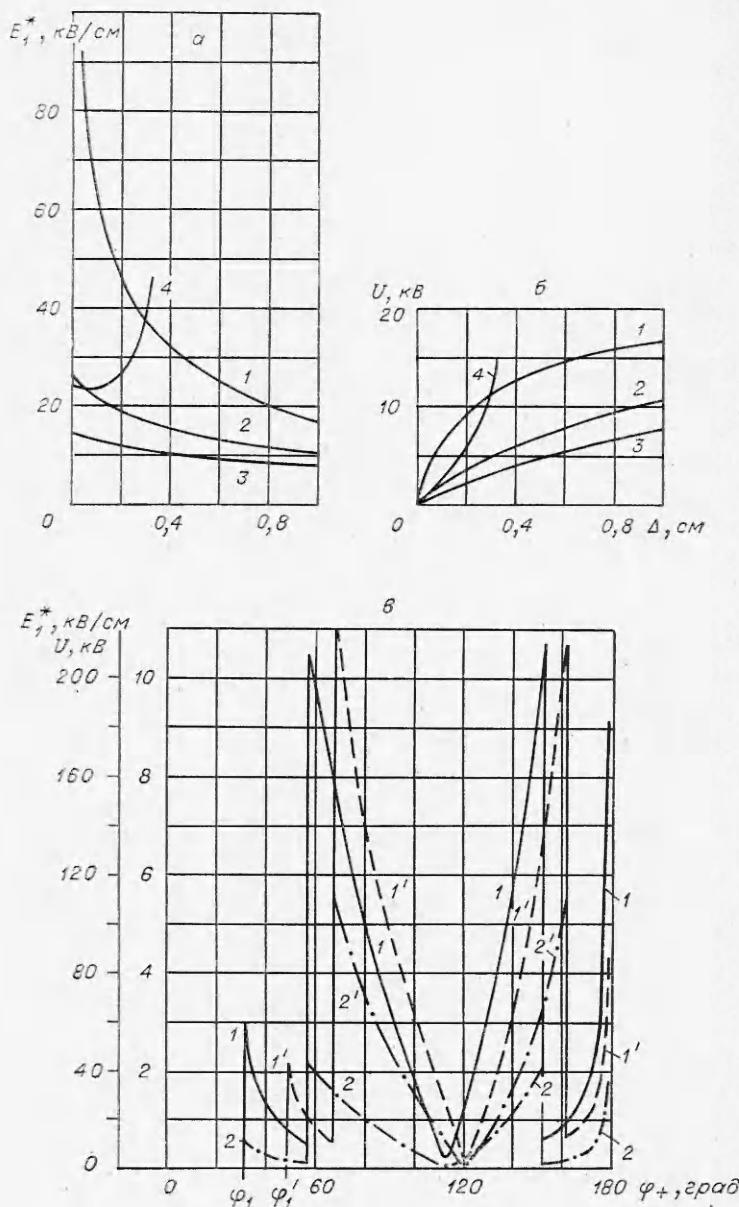


Ф и г. 2

в области скользящего контакта. Кроме того, угол  $\theta$  имеет большую величину в начале динамического контактирования оболочки с витком, чем в конце работы генератора (см. вертикали  $\varphi_+ = 20$  и  $160^\circ$  на фиг. 2, б).

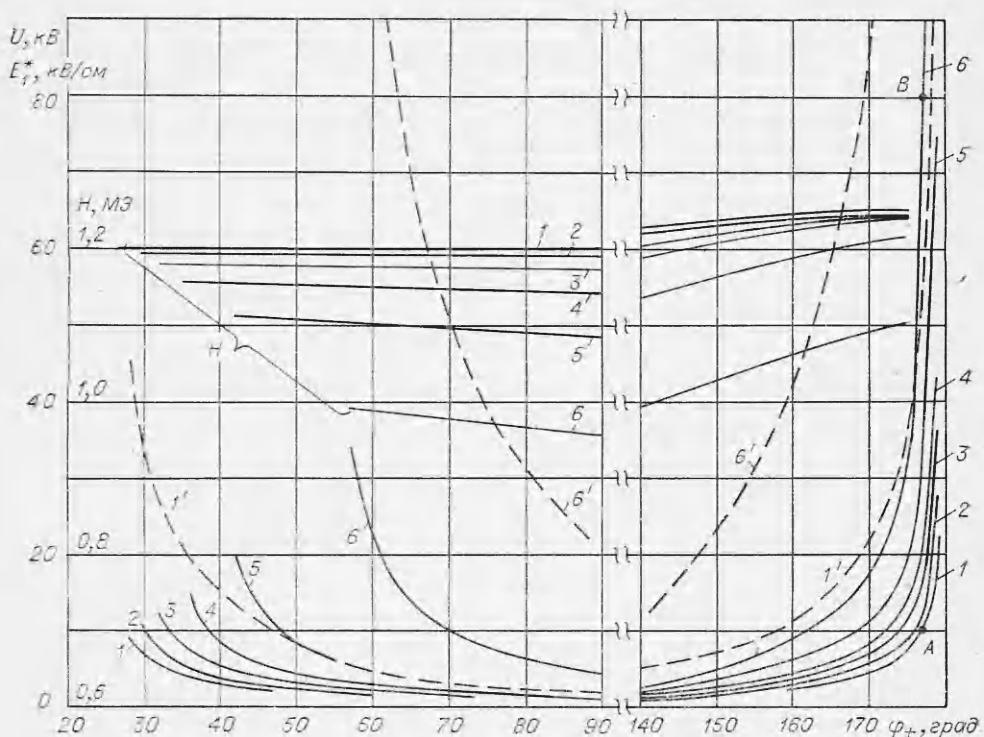
Результаты расчета напряженности электрического поля  $E_1^*$  и электрического напряжения  $U = \Delta E_1^*$  для генератора 2 в зависимости от расстояния между оболочкой и витком  $\Delta(\tilde{\varphi}, t)$  приведены на фиг. 3, а, б в виде кривых 1—4 соответственно для разных фиксированных значений  $\tilde{\varphi}$  ( $\alpha = 2,5; 40; 90; 150^\circ$ ) при линейной плотности тока 1 МА/см по линии  $DK$ . Максимальное значение  $E_1^*$  возникает на конечной стадии работы генератора (кривая 1, фиг. 3, а,  $\tilde{\varphi} = \alpha = 2,5^\circ$ ) и не превышает величины 90 кВ/см для  $\Delta = 0,04$  см. На фиг. 3, в приведены графические зависимости  $E_1^*$  и  $U$  от  $\varphi_+$  для фиксированных  $\Delta$ , причем в области изменения  $60^\circ \leq \varphi_+ \leq 160^\circ$  амплитудные значения величин отсчитываются по оси ординат с увеличенным масштабом (кривые 1, 2 —  $E_1^*$ ,  $U$  для  $\Delta = 0,2$  см, кривые 1', 2' —  $E_1^*$ ,  $U$  для  $\Delta = 0,5$  см). Большие величины  $E_1^*$ , возникающие в момент начала динамического контактирования оболочки с витком ( $\varphi_+ \approx 180^\circ$ ), легко устранимы введением в конструкцию генератора контактных пластин (см. на фиг. 1, а позицию 6), смещающих начало контактирования элементов генератора в область значений  $\varphi_+ = 180^\circ - \alpha_1$  (на фиг. 3, в результаты расчета соответствуют случаю  $\alpha_1 = 1^\circ$ ,  $\alpha \leq 4^\circ$ ).

Изменение электрического напряжения в компрессионном объеме генератора 3 вблизи скользящего контакта ( $\Delta = 0,2$  см) в зависимости от  $\varphi_+$  ( $\varphi_+ \leq \varphi_+(t) \leq \pi - \alpha_1$ ,  $\alpha \leq 3^\circ - 4^\circ$ ,  $\alpha_1 = 1^\circ$ ) для различных значений эксцентрикитета  $\varepsilon$  (3; 2,5; 2; 1,5; 1; 0,5 см) показано на фиг. 4 соответственно в виде графиков 1—6. Кривые  $U$  1—6 фиг. 4 также соответствуют кривым  $\theta(\varphi_+)$  1—6 фиг. 2, б. Кривые напряженности электрического поля 1' и 6' соответствуют крайним кривым 1 и 6 электрического напряжения. Значения напряженности магнитного поля (кривые поля  $H$  1—6 соответствуют кривым  $U$  1—6) в области скользящего контакта усреднялись как  $[H(A_1) + H(B_1) + H_+(C_1)]/3$  при линейной плотности тока 1 МА/см по линии  $DK$ .



Ф и г. 3

Расчетные данные фиг. 4 свидетельствуют о значительном увеличении напряженности электрического поля в области скользящего контакта (в 5–8 раз на начальной стадии контактирования оболочки с витком) при уменьшении эксцентризитета  $\varepsilon$  от 3 до 0,5 см (точки A, B на фиг. 4). Значения электрического поля при относительном расположении оболочки и витка, близком к соосному ( $\varepsilon = 0,5$  см), способствуют развитию локальных электрических пробоев в области скользящего контакта (кривая 6'). Это подтверждается наличием интенсивного свечения воздуха в указанной области, зарегистрированного в опытах почти при соосном распо-



Фиг. 4

ложении оболочки и витка ( $\varepsilon \approx 0,2$  см), а также отсутствием свечения при увеличении межосевого расстояния до значений  $\varepsilon \geq 1$  см в условиях одинаковых напряженностей магнитного поля  $\sim 1$  МЭ.

Величина эксцентриситета  $\varepsilon \geq 1$  см при общей толщине изоляционной пленки 0,2–0,4 мм, расположенной по внутренней поверхности витка, передающей линии и нагрузки, позволяет исключить электрические пробои в области скользящего контакта в течение всего магнитно-кумулятивного процесса для генераторов 1–3 в режиме работы с постоянной линейной плотностью тока  $\sim 1$  МА/см по линии контактирования проводников.

Расчет согласно (2.3), выполнен при значении скорости оболочки  $v = 0,25$  см/мкс, равной средней экспериментальной величине. Величина скин-слоя по данным [9] составляет 0,03 см при длительности экспоненциально-нарастающего токового импульса  $\sim 16$  мкс, равной времени работы генераторов 2,3 на стадии контактирования оболочки с внутренней поверхностью витка. Значение электропроводимости принималось для медных проводников при температуре плавления  $\sigma_{\infty} = 10^5$  Ом<sup>-1</sup>·см<sup>-1</sup>.

4. Начальная индуктивность виткового профилированного генератора в отличие от непрофилированного зависит от межосевого расстояния оболочки и витка, причем индуктивность увеличивается, а время работы генератора уменьшается с уменьшением  $\varepsilon$ . Скорость изменения индуктивности достигает максимального значения при  $\varepsilon = 0$ . Однако выбор величины  $\varepsilon$  определяется прежде всего возможным снижением потерь магнитного потока в области динамического смыкания токонесущих поверхностей оболочки и витка, причиной которых являются локальные электрические пробои. Выбором размеров поперечного сечения

оболочки и витка, а также их взаимным расположением (выбором эксцентрикитета) можно обеспечить значения  $E_1$ , практически исключающие возможность электрических пробоев в области скользящего контакта токонесущих проводников в условиях критических напряженностей поля  $H \approx H_*$  при толщине введенного изоляционного слоя, не влияющего на омическое сопротивление контактирующих проводников.

*Поступила 15 VI 1978*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Physics of High Energy Density. Proceedings of the International school of physics. N. Y.—L., Academic Press, 1971. Рус. пер. Физика высоких плотностей энергии. М., «Мир», 1974.
2. Сахаров А. Д., Людаев Р. З., Смирнов Е. Н., Плющев Ю. И., Павловский А. И., Чернышев В. К., Феоктистова Е. А., Жаринов Е. П., Зысин Ю. А. Магнитная кумуляция.—«Докл. АН СССР», 1965, т. 165, № 1.
3. Lukasik S. J., Zepko G. W., Jameson R. L. Magnetic-flux compression in an explosion geometry.—In: Proc. conference on megagauss magnetic field generation by explosives and related experiments. Frascati, Italy, 1965. Brussels Eur. Atom, 1966, p. 367—386.
4. Herlach F., Knoepfel H. Megagauss fields generated in explosive-driven flux compression devices.—«Rev. Sci. Instr.», 1965, vol. 36, N 8.
5. Биченков Е. И. Взрывные генераторы.—«Докл. АН СССР», 1967, т. 174, № 4.
6. Сахаров А. Д. Взрывомагнитные генераторы.—УФН, 1966, т. 88, вып. 4.
7. Shearer J. W., Abraham F. F., Aplin C. M., Benham B. P., Faulkner J. E., Ford F. C., Hill M. M., McDonald C. A., Stephens W. H., Steinberg D. J., Wilson J. R. Explosive-driven magnetic field compression generators.—«J. Appl. Phys.», 1968, vol. 39, N 4.
8. Кошелев А. Я., Фоменко В. С., Чижов В. И. Взрывомагнитный генератор тока.—Бюлл. «Открытия, изобретения...» ЦНИИПИ. М., 1974, № 33.
9. Knopfel H. Pulsed high magnetic fields. Amsterdam—London, North—Holland, 1970. Рус. пер. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1971.

УДК 533.92 : 621.039.01

### ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ РАЗВИТИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА

*П. Н. Баронец, В. И. Мышенков, М. И. Якушин*

(Москва)

1. В области сравнительно невысоких давлений импульсные сильноточные разряды стали изучаться прежде всего в связи с проблемой управляемого термоядерного синтеза. При больших давлениях потребность в исследовании разрядов подобного типа была продиктована в значительной мере необходимостью разработки мощных источников света. К настоящему времени достигнуты заметные успехи в изучении структуры и динамики развития сильноточных разрядов [1]. В то же время остаются и нерешенные проблемы. В частности, в области исследования импульсных индукционных разрядов не существует еще достаточно полной ясности в понимании механизма развития разрядов подобного типа. Цель данной работы — исследование сильноточных индукционных разрядов в аргоне при давлении газа в диапазоне от 5 до 50 мм рт. ст. На основе анализа экспериментальных результатов дается физическая интерпретация отдельных стадий развития сильноточных разрядов, обсуждаются также те стадии развития разряда, механизм которых все еще остается не понятным в достаточно полной мере. Исследование разряда проводилось при относительно невысоких уровнях вкладываемой мощности, когда удавалось разделить во времени различные стадии процесса развития разряда, протекающие практически одновременно при интенсивных энерговкладах.