

## О ВЕЛИЧИНЕ СВЕРХСИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ, СОЗДАВАЕМОГО В РАЗРУШАЮЩИХСЯ ОДНОВИТКОВЫХ СОЛЕНОИДАХ

Г. А. Шнеерсон

В сверхсильном магнитном поле амплитуда индукции становится значительно меньше своего расчетного значения из-за быстрого увеличения внутреннего радиуса соленоида в ходе разряда мощной конденсаторной батареи. В данной работе получена простая оценка амплитуды индукции  $B_m$  в предельном случае, когда эффективный внутренний радиус соленоида  $r$  заметно возрастает раньше, чем ток достигает своего амплитудного значения  $I_m$ . В таких режимах  $B_m$  значительно меньше своей расчетной величины [1–3].

Чтобы найти асимптотический характер зависимости  $B_m = f(I_m, r)$ , где  $r$  — время нарастания тока, следует проанализировать возможные механизмы роста эффективного внутреннего радиуса с учетом условий подобия. Наиболее важным процессом является течение металла в радиальном и осевом направлениях под действием магнитного давления. Этот процесс может быть описан в приближении идеальной несжимаемой жидкости, поскольку влияние прочности несущественно в мегагауссных полях, а эффекты, связанные со сжимаемостью материала и образованием ударной волны, не играют заметной роли в коротких соленоидах, где  $\ell/c < t_m$  ( $\ell$  — длина соленоида,  $c$  — скорость звука,  $t_m$  — время нарастания индукции до максимума). Двумя другими процессами являются диффузия поля в проводник [4, 5] и электрический взрыв скин-слоя [3, 4]. Наиболее вероятный механизм электрического взрыва в коротких соленоидах — выброс в осевом направлении металла, нагретого выше точки плавления. При этом, как показывают расчеты, толщина слоя расплавленного металла близка к толщине скин-слоя, если  $B^2/2\mu_0 \gg C_s$  ( $C_s$  — теплота плавления). Учитывая сказанное, приходим к следующей функциональной зависимости для  $B_m$ :

$$B_m = f(r_0, \ell_0, I_m, r, \gamma, \rho_0, \beta, \mu_0), \quad (1)$$

где  $\rho_0$  — удельное сопротивление при начальных условиях,  $\beta$  — тепловой коэффициент сопротивления [5],  $r_0$  и  $\ell_0$  — начальные значения внутреннего радиуса и, соответственно, длины соленоида,  $\gamma$  — плотность материала,  $\mu_0$  — магнитная постоянная. Далее можно исключить четыре величины с независимыми размерностями [ $r_0, \gamma, \mu_0, (di/dt)_0 = \pi I_m/2r$ ]:

$$B_m = \mu_0^{3/4} \gamma^{1/4} (di/dt)_0^{1/2} \phi(q_1, q_2, q_3, \eta), \quad (2)$$

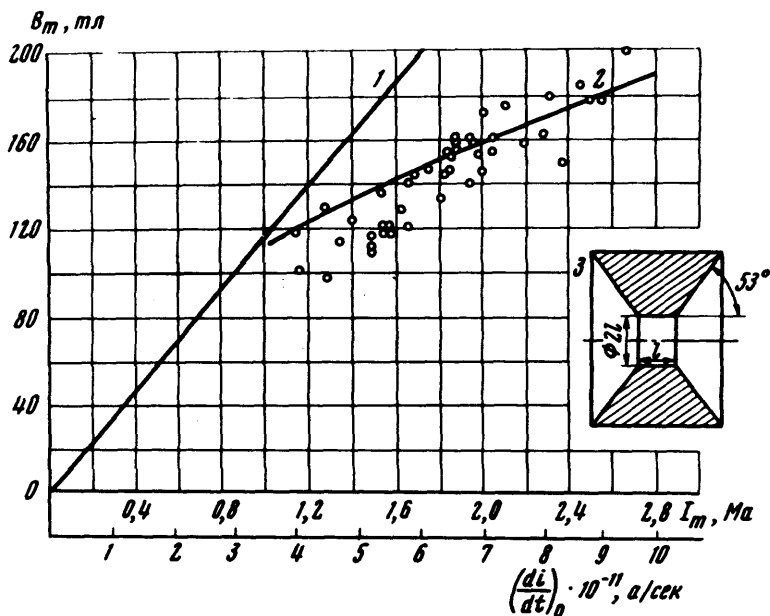
где  $q_1 = (r^{3/4}/r_0)(di/dt)_0^{1/2}(\rho_0 \beta)^{1/4}$ ;  $q_2 = (\mu_0/\gamma)^{1/4}(r/r_0)(di/dt)_0^{1/2}$ ;  $q_3 = \rho_0 r/\mu_0 r_0^2$ ;  $\eta = \ell_0/r_0$ ;  $(di/dt)_0$  — начальная скорость нарастания тока.

Параметр  $q_3$  связан с диффузией поля в холодный металл и не играет роли в сильных полях.

Был выполнен теоретический анализ для каждого из трех механизмов роста эффективного радиуса в пределе больших  $(di/dt)_0$ . При чисто гидродинамическом течении несжимаемой жидкости с идеальной проводимостью ( $q_1 = 0$ ) и  $q_2 \gg 1$  имеем  $\phi = C_1$ , при диффузии поля без смещения границы поле-проводник ( $q_2 = 0$ ) и  $q_1 \gg 1$   $\phi = C_2 q_2/q_1 = C_2(\mu_0 r/\rho_0 \beta \gamma)^{1/4}$ ; при выбросе и условии  $q_1^{2/3} q_2^{1/3} \gg 1$   $\phi = C_3(\mu_0 r/\rho_0 \beta \gamma)^{1/6}$ , где числа  $C_1, C_2, C_3$  зависят лишь от геометрического параметра  $\eta$ . Иначе говоря, при очень больших  $(di/dt)_0$  величина  $B_m$  согласно каждой из трех моделей растет пропорционально  $(di/dt)_0^{1/2}$ , слабо зависит от  $r, \rho_0, \gamma$  и не зависит от  $r_0$ . Этого же следует ожидать и при совместном действии всех трех механизмов:

$$B_m \approx C(\eta)\mu_0^{3/4}\gamma^{1/4}(di/dt)_0^{1/2}, \quad (3)$$

где  $C$  не должно сильно меняться при переходе, например, от меди к стали и изменении  $r$  в пределах микросекундного диапазона. Для соленоидов данной формы из данного материала в пределе сильных полей  $B_m \approx A(di/dt)_0^{1/2}$ , где  $A = \text{const}$ .



Амплитуда индукции в медных соленоидах:  $\circ$  — экспериментальные точки,  $1$  — модельные измерения;  
 $2 - B_m = 0,53 \gamma^{1/4} \mu_0^{3/4} (di/dt)_0^{1/2}$ .  $3$  — разрез соленоида

На рисунке приведены результаты измерений амплитуды магнитного поля в соленоидах из меди с начальными размерами отверстия  $r_0 = 1,7 \text{ мм}$ ,  $\ell_0 = 3/2 r_0$ . При выбранной форме соленоида (рисунок) индукция и ток связаны соотноше-

нием  $B = bi / r$ , где  $b = \text{const}$ . Это позволило найти скорость изменения радиуса путем совместной обработки осциллограмм тока и индукции [3]. Величина  $dr/dt = f(t_m)$  меняется в исследованном диапазоне  $B_m$  (до 200 тл) в пределах 400 + 600 м/сек. Эксперименты выполнены при фиксированном времени нарастания тока  $t = 4,5 \pm 0,2$  мксек. Сравнение с кривыми, построенными по формуле (3) (для меди взято  $C = 0,53$ ), показывает, что зависимость  $B_m = f[(di/dt)_0]$  стремится к асимптотическому закону (3) и лишь при уменьшении  $B_m$  приближается к линейной зависимости. Аналогичный результат дает исследование стальных соленоидов, при этом  $C = 0,48$ . Хотя в работах [1, 3] геометрия соленоида и время нарастания отличались от указанных здесь, тем не менее коэффициент  $C$  по данным [3] составляет 0,64, по данным эксперимента ИЗ работы [1]  $C = 0,52$ . Можно считать поэтому, что формула (3) применима для грубой оценки поля при различной геометрии соленоидов, если принять  $C = 0,5 + 0,6$ . В опытах, описанных в недавно опубликованной работе [2] поле в медных соленоидах значительно ниже расчетного, поэтому применима формула (3). Она дает  $E_m = 170 + 200$  тл [при  $(di/dt)_0 = 8,3 \cdot 10^{11}$  а/сек] измеренное значение  $B_m = 200$  тл.

Автору приятно выразить признательность М.И.Корифельду за полезное обсуждение.

Поступила в редакцию  
5 августа 1970 г.  
После переработки  
12 октября 1970 г.

#### Литература

- [1] I. V. Shearer. J. Appl. Phys., 40, 4490, 1969.
- [2] А.М. Андрианов, В.Ф. Демичев, Г.А. Елисеев, П.А. Левит. Письма в ЖЭТФ, 11, 582, 1970.
- [3] В.П. Гордиенко, Г.А. Шнейерсон. ЖТФ, 34, 376, 1964; ЖТФ, 35, 1084, 1965.
- [4] A. R. Bryant. Proc. Of the Megagaussconference, p.183, 1966.
- [5] Г.А. Шнейерсон. ЖТФ, 37, 513, 1967.