

ВЗРЫВОМАГНИТНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

А. Д. Сахаров

В последние годы опубликован ряд экспериментальных и теоретических работ, посвященных использованию взрывов для получения сверхсильных магнитных полей (работы ¹⁻³). Этой же теме была посвящена состоявшаяся недавно международная конференция (Рим, сентябрь 1965 г.). В США и в СССР в отдельных опытах удалось получить поля в 15—25 млн. гс. Несколько меньшие поля (2—5 млн. гс) достигаются сравнительно просто. Открываются перспективы исследований электрических, оптических и упругих свойств различных веществ в таких магнитных полях, которые раньше были практически недостижимы. Кроме того, возможно использование взрывомагнитных генераторов для питания импульсных ускорителей заряженных частиц и для некоторых других целей (исследований по физике плазмы, метания тел и т. п.).

В этой статье мы опишем физические и конструктивные принципы взрывомагнитных генераторов, их характеристики и коснемся вопросов их применения.

Мы используем термин «магнитнокумулятивные генераторы» (или, сокращенно, МК-генераторы), принятый в отечественной практике и отражающий основное в рассматриваемых системах явление сжатия (кумуляции) магнитного потока.

§ 1. ПРИНЦИП МК

Весной 1952 г. Р. З. Людаев, Е. А. Феоктистова, Г. А. Цырков, А. А. Чвилева осуществили первый в СССР взрывной опыт по получению сверхсильных магнитных полей. Схема опыта изображена на рис. 1 (генераторы этого типа получили название МК-1). Внутри полого металлического цилиндра 1 при разряде конденсаторной батареи С через соленоидальную обмотку 2 создается продольное магнитное поле (для обеспечения быстрого проникновения поля внутрь цилиндра в нем был сделан узкий косой разрез Р, впоследствии захлопывающийся). Снаружи цилиндра помещен заряд ВВ. В этом заряде возбуждается сходящаяся цилиндрическая ударная волна (для ее возбуждения применяется либо электрическая система многоточечного инициирования, либо специальные детонационные «лизы»). Момент инициирования выбирается так, чтобы сжатие цилиндра началось в момент максимального тока в соленоидальной обмотке.

При движении цилиндра под действием детонационной волны со скоростью свыше 1 км/сек весь процесс сжатия происходит настолько быстро, что можно в первом приближении пренебречь омическими потерями в цилиндре и считать его идеальным проводником (уточнения см. ниже). Электрическое поле в идеальном проводнике равно нулю, т. е.

магнитный поток $\Phi = \pi R^2 H$, заключенный в сжимающейся цилиндрической полости, не меняется в процессе сжатия. Величина магнитного поля возрастает в этом идеальном случае пропорционально $1/R^2$, и в этой же пропорции возрастает энергия магнитного поля, равная $W = \frac{H^2}{8\pi} \cdot \pi R^2 \cdot l$, где l — длина цилиндра:

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= \pi R^2 H = \text{const}, \\ H &= \frac{H_0 R_0^2}{R^2}, \quad W = \frac{W_0 R_0^2}{R^2}, \\ H &\rightarrow \infty \text{ и } W \rightarrow \infty \text{ при } R \rightarrow 0. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Конечно, в реальном случае имеет место уменьшение магнитного потока и бесконечные значения H и W не могут быть достигнуты. В опытах такого типа, как в 1952 г., обычно имеет место снижение потока

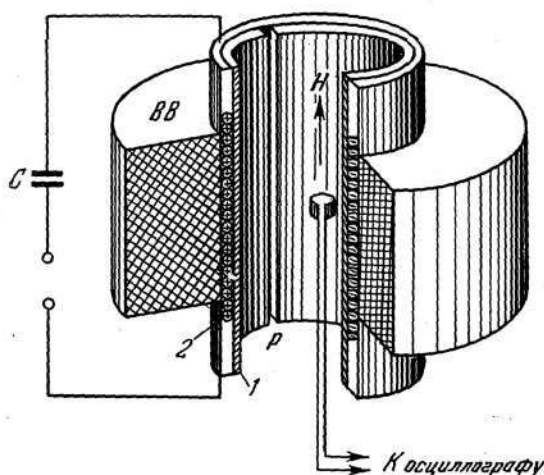


Рис. 1. Схема генератора МК-1.

в 2—3 раза. Кроме того, при некотором значении R происходит остановка движения цилиндра из-за противодействия магнитного поля. Тем не менее уже в первых опытах было достигнуто поле в 1 млн. гс (при начальном поле 30 кэс). Измерение полей проводилось индукционным датчиком. Более детальное обсуждение систем типа МК-1 мы проведем позднее, сейчас же рассмотрим работу магнитнокумулятивных генераторов с электротехнической точки зрения.

Мы можем сказать, что в основе генераторов МК лежит в сущности тот же принцип,

что и в основе любых других устройств с превращением механической энергии в электрическую. Рассмотрим контур с индуктивностью L , которая может меняться при воздействии внешних сил. Для начала пренебрежем сопротивлением контура. Имеем ($\sim$ знак пропорциональности)

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= LI = \text{const}, \quad I \sim \frac{1}{L}, \\ W &= \frac{LI^2}{2} = \frac{\Phi^2}{2L} \approx \frac{L_0 W_0}{L}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

т. е. энергия магнитного поля W возрастает при уменьшении индуктивности. При наличии сопротивления деформируемого контура $R(t)$ вместо (2) получим

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\int \frac{R}{L} dt}, \quad W = \frac{W_0 L_0}{L} e^{-2 \int \frac{R}{L} dt}. \quad (3)$$

В СССР и в других странах наряду с системами МК-1 был предложен ряд разнообразных систем, в которых происходит увеличение энергии и напряженности магнитного поля при сжатии контуров с током продуктами взрыва. Типичным вариантом является генератор МК-2, к описанию которого мы и переходим.

§ 2. МК-2

На рис. 2 и 3 приведены фотография и схема одного из типов МК-генераторов (МК-2), который представляет особый интерес для получения сильных токов — до 10^8 а, очень больших энергий магнитного поля (с превращением в энергию магнитного поля до 20% энергии ВВ при относительно высоких значениях напряженности поля до $2 \cdot 10^6$ э). Принцип действия МК-2 сводится к следующему (рис. 4, а—в). При подрыве капсуля КД детонационная волна распространяется по взрывчатому веществу, расположенному внутри металлической трубы 1. Труба растягивается, образуя в каждый данный момент конус (рис. 4, а), замыкающий спираль 2, а затем сплошную оболочку 3 таким образом, что по мере распространения детонационной волны вправо индуктивность контура, образуемого спиралью 2, трубой 1 и коаксиальным участком 3, непрерывно уменьшается; при этом расширяющаяся труба сжимает магнитное поле, увеличивая его энергию. На последней стадии работы МК-генератора (рис. 4, в) спираль вовсе выключается и сжатие магнитного поля, совпадающего в этом случае с полем прямого тока, осуществляется в уменьшающемся объеме между внешней и внутренней стенками коаксиала.

Практическое осуществление систем МК-2 с высокими характеристиками потребовало длительных исследований большого коллектива, которые в основном были закончены к 1956 г. (первая конструкция генератора МК-2 создана в 1952 г., в 1953 г. получены токи в 100 млн. а). В ходе этих исследований были решены следующие задачи:

1) Обеспечение отсутствия трещин в расширяющейся трубе и высокой симметрии ее разлета, выбор материала (в системах не самых больших размеров это медь), выбор размеров и допусков, обеспечение

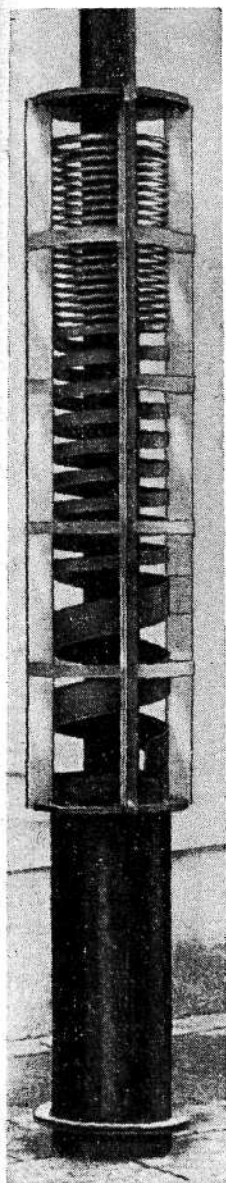


Рис. 2. Фотография генератора МК-2.

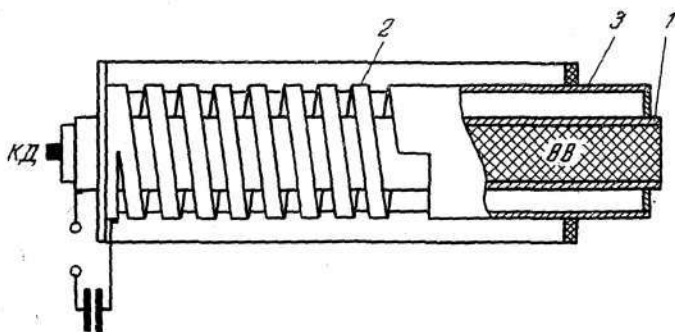


Рис. 3. Схема генератора МК-2.

однородности ВВ и др. Контроль на этой стадии осуществлялся при помощи импульсной рентгено съемки и другими методами.

2) Обеспечение минимальных потерь магнитного потока в спиральном участке — применение спирали с переменным шагом и с плавным

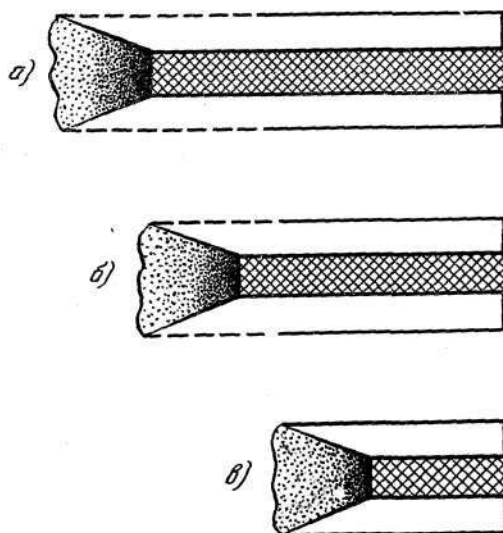


Рис. 4. Стадии работы генератора МК-2.

переходом к коаксиальному участку, применение скошенных под углом разлета трубы кромок витков спирали и т. д.

3) Расчет и экспериментальная отработка коаксиального участка (условное название «стакан»), в котором происходит основное нарастание энергии магнитного поля.

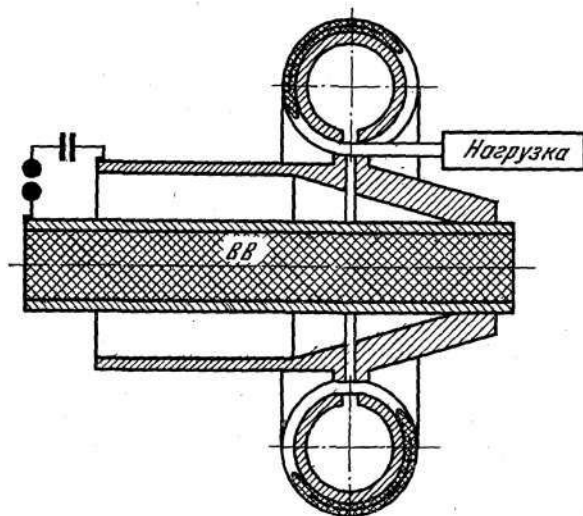


Рис. 5. Трансформаторная система МК.

4) Разработка систем трансформаторного вывода электроэнергии из коаксиального участка (рис. 5). Это дает возможность применять генератор МК-2 на нагрузки с существенно большими индуктивностями.

5) Разработка систем создания начального магнитного потока с помощью постоянных магнитов.

6) Разработка каскадных систем, соединенных при помощи трансформаторных выводов.

Разработанные в СССР генераторы МК-2 имеют самые разнообразные размеры и мощности. При весе генератора 150 кг (вес ВВ в «стакане» 15 кг) в энергию магнитного поля переходит более 10^7 дж. Конденсаторная батарея с такой же энергией разряда представляет собой очень громоздкое и дорогостоящее сооружение.

§ 3. ТЕОРИЯ МК-1 И ПОЛУЧЕНИЕ СВЕРХСИЛЬНЫХ ПОЛЕЙ

Наипростейшей с теоретической точки зрения является система МК-1. Вместе с тем именно в этой системе удалось достичь наивысших магнитных полей (до 25 млн. э). Рассмотрим на примере МК-1 некоторые принципиальные особенности действия МК-генераторов, в первую очередь учтем конечную проводимость цилиндра, обжимающего магнитный поток. Фактически проводимость металла зависит от его плотности и температуры, которые меняются в процессе сжатия. Если эту зависимость, равно и как уравнение состояния материала цилиндра, считать известными, то совместное решение системы уравнений в частных производных, описывающих одномерное радиальное движение сжатия и протекание индукционных кольцевых токов в движущемся веществе, можно решить численными методами (численное решение уравнений в частных производных означает сведение их к разностным и практически может быть выполнено только на быстродействующих вычислительных машинах). Аналитическое решение в общем случае, конечно, не может быть найдено. Однако качественно роль конечной проводимости материала цилиндра может быть выяснена с помощью известного из электротехники приближенного метода скин-слоя. В этом методе точное распределение токов в цилиндре аппроксимируется «экспоненциальным профилем» (4). Плотность тока

$$j(r) = j_0(t) e^{-\frac{x}{\delta(t)}}. \quad (4)$$

Здесь $\delta(t)$ — глубина скин-слоя, $x = r - R(t)$, где $R(t)$ — радиус цилиндрической полости, эту функцию при решении электродинамической задачи считаем известной. Зависимость (4) имеет место точно, если H на границе нарастает по экспоненциальному закону: $H \sim e^{\lambda t}$, $\lambda = \text{const}$. В этом случае δ постоянно и равно

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{4\pi \cdot 10^{-9} \sigma \lambda}}; \quad (5)$$

σ — проводимость в $\text{ом}^{-1} \text{см}^{-1}$, δ — в см, λ — в сек^{-1} . В методе скин-слоя формулы (4) — (5) используются при произвольном законе нарастания $H(t)$, причем величина λ в (5) принимается равной $\frac{1}{H} \frac{dH}{dt}$. Считая изменение потока поправкой, имеем $\lambda = -2 \frac{1}{R} \frac{dR}{dt}$. Кроме того, очевидно, $H = 0,4\pi j_0 \delta$, а электрическое поле E в системе, движущейся с металлом, равно $E = \frac{10^{-8}}{2\pi R} \frac{d\Phi}{dt} = \frac{j_0}{\sigma}$. Собирая все эти формулы вместе, находим

$$\frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi}{dt} = \frac{\alpha}{R} \frac{dR}{dt}, \quad (6)$$

где «коэффициент потерь» α равен (с обозначением $v = |dR/dt|$)

$$\alpha = \frac{10^4}{(0,2\pi)^{1/2} \sigma^{1/2} R^{1/2} v^{1/2}}. \quad (7)$$

Оценка для меди ($\sigma = 6 \cdot 10^5 \text{ ом}^{-1} \text{см}^{-1}$) при $v = 10^5 \text{ см/сек}$, $R = 1 \text{ см}$ приводит к значению $\alpha = 0,05$, т. е. к хорошему сохранению потока. Эта простая оценка показывает законность сделанного нами выше предположения о приближенном сохранении магнитного потока в системах МК. Заметим, между прочим, что в частном случае $\sigma = \text{const}$ и $v \sim 1/R$ найдено аналитическое (автомодельное) решение уравнения в частных производных, соответствующее постоянному коэффициенту α , причем $\Phi \sim R^\alpha \sim t^{a/2}$ (М. П. Шумаев и автор, 1952 г.).

В реальных условиях проводимость сильно падает из-за нагрева металла джоулевым теплом (все металлы имеют отрицательный температурный коэффициент проводимости). Особенно существенную роль играет «поверхностный взрыв» слоя металла, в котором выделилось тепло,

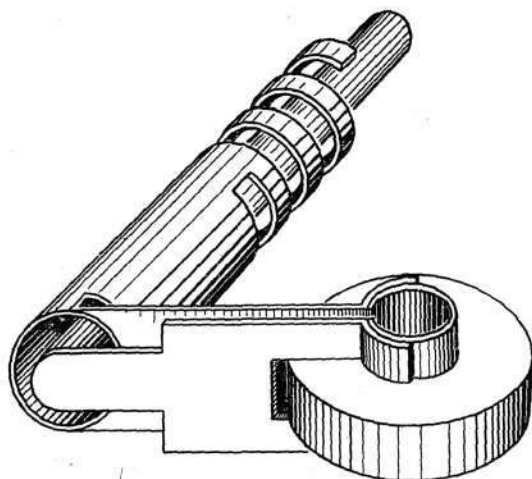


Рис. 6. Использование генератора МК-2 для питания катушки генератора МК-1.

превышающее энергию сублимации. В расширившемся металле исчезает металлическая проводимость. Если в результате этих процессов возникает зона пониженной проводимости, сравнимая по величине с радиусом поло-

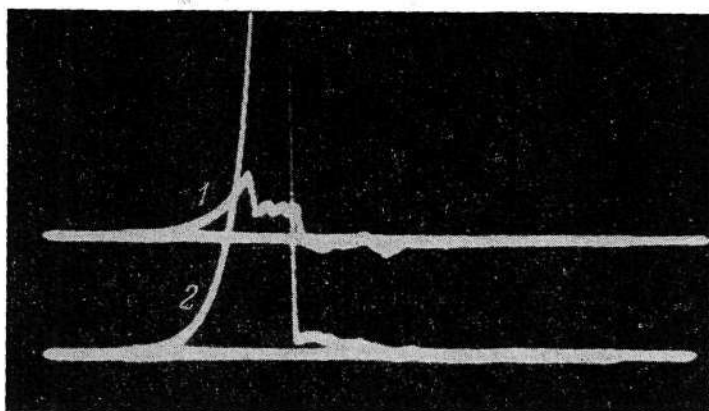


Рис. 7. Осциллограмма напряженности магнитного поля. Луч 1 — фон (сигнал с закороченных проводов); луч 2 — сигнал с измерительного витка (интегрирование на RC-цепочке).

сти и имеющая такую проводимость, что толщина скин-слоя в ней тоже сравнима с радиусом, то возникают существенные потери магнитного потока. Однако если давление магнитного поля $H^2/8\pi$ и сравнимая с ним величина плотности выделенного джоулева тепла меньше qv^2 , где q — плотность оболочки, скорость теплового расширения испаренного слоя меньше $v = |dR/dt|$. При этом роль процессов поверхностного

взрыва не будет катастрофической даже при неблагоприятной проводимости плазменного слоя. Критерий

$$qv^2 > \frac{H^2}{8\pi} \quad (8)$$

возникает также при рассмотрении вопросов остановки оболочки магнитным противодавлением с учетом сжимаемости оболочки. При достаточно больших скоростях движения оболочек возможно достижение сколь угодно высоких значений магнитного поля. В опытах советских исследователей скорость цилиндрических оболочек составляла 10–20 км/сек.

Практически важным вопросом является обеспечение очень хорошей цилиндрической симметрии обжата металлического цилиндра, т. е. высокого качества цилиндрического заряда, детонационных линз и высокой одновременности инициирования электродетонаторов. Небольшие остаточные нарушения симметрии возрастают при сжатии из-за динамической неустойчивости фокусировки цилиндрических оболочек. Поэтому практически возможно иметь изменение радиуса не более чем в 10 раз. Достижение рекордных полей требует поэтому очень высоких начальных полей. В советских опытах для создания начальных полей использовалась система МК-2 (рис. 6). На рис. 7 воспроизведена осциллограмма, полученная от прокалиброванного индукционного датчика в опыте, при котором было зарегистрировано поле в 25 млн. гс.

§ 4. ПРИМЕНЕНИЯ МК

Измерения свойств веществ в сверхсильных магнитных полях, полученных с помощью МК, затрудняются кратковременностью процесса, наличием в ряде случаев воздушной ударной волны и кумулятивных струй и частиц, механическими, тепловыми и электрическими помехами, вызванными самим переменным магнитным полем. Необходима специальная защита измерительных устройств, применение импульсной техники измерения. В ряде случаев целесообразно выводить сверхсильный ток из зоны помех (на рис. 8 воспроизведено из статьи³ одно из устройств такого типа). Поэтому в настоящее время реально полученных результатов еще не так много. На рис. 9 приведена одна из схем опыта по измерению сопротивления графита в магнитных полях до $1,5 \cdot 10^6$ э, получаемых в коаксиальной системе МК, а на рис. 10 — характерная осциллограмма напряжения на образце (возрастание напряжения обусловлено увеличением сопротивления образца с возрастанием напряженности магнитного поля). Выполнены опыты по наблюдению эффекта вращения плоскости поляризации света в магнитном поле (эффект Фарадея)^{2,3}. Наблюдаемое в опытах многократное изменение интенсивности света свидетельствует о повороте плоскости поляризации на многие тысячи градусов. Американские и итальянские исследователи подтвердили линейный характер эффекта Фарадея в стекле в мегагауссных магнитных полях. Американскими исследователями получены фотографии спектров эффекта Зеемана в полях до 2 млн. гс. Зарегистрировано явление смещения центра

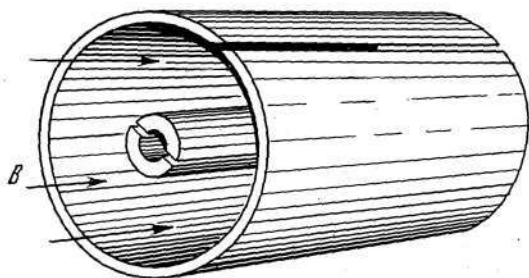


Рис. 8. Концентратор магнитного поля.

такого типа). Поэтому в настоящее время реально полученных результатов еще не так много. На рис. 9 приведена одна из схем опыта по измерению сопротивления графита в магнитных полях до $1,5 \cdot 10^6$ э, получаемых в коаксиальной системе МК, а на рис. 10 — характерная осциллограмма напряжения на образце (возрастание напряжения обусловлено увеличением сопротивления образца с возрастанием напряженности магнитного поля). Выполнены опыты по наблюдению эффекта вращения плоскости поляризации света в магнитном поле (эффект Фарадея)^{2,3}. Наблюдаемое в опытах многократное изменение интенсивности света свидетельствует о повороте плоскости поляризации на многие тысячи градусов. Американские и итальянские исследователи подтвердили линейный характер эффекта Фарадея в стекле в мегагауссных магнитных полях. Американскими исследователями получены фотографии спектров эффекта Зеемана в полях до 2 млн. гс. Зарегистрировано явление смещения центра

зеemanовского мультиплета, представляющее собой следствие сжатия атомов давлением магнитного поля (внутри атома магнитное поле несколько меньше из-за атомного диамагнетизма).

Советские и американские исследователи уделяли много внимания использованию системы МК для метания металлических тел с космическими скоростями. Это представляет интерес как для моделирования

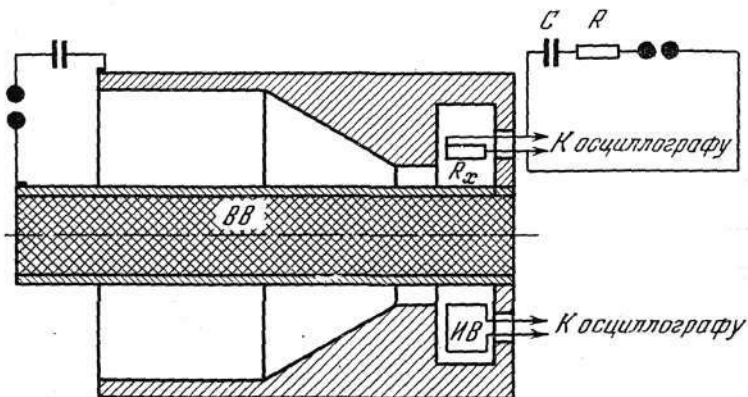


Рис. 9. Схема опыта по измерению сопротивления графита.
 R_x — образец, ИВ — виток для измерения H ; $RC \gg$ времени нарастания H .

микрометеоров, так и для опытов по физическим процессам при сверхвысоких давлениях, получающихся при ударах таких тел о преграду. На рис. 11 приведена схема установки для метания кольца из алюминия

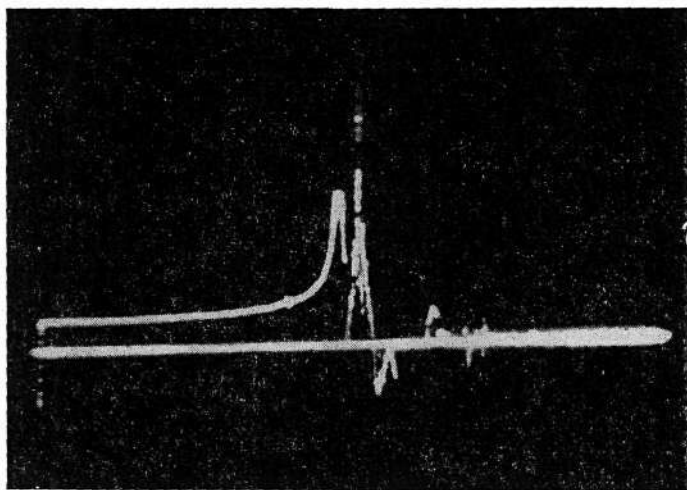


Рис. 10. Осциллограмма напряжения на графитовом образце.

(вес ~ 2 г), которое ускоряется в кольцевом зазоре давлением магнитного поля до скоростей, превышающих 100 км/сек (при этом, правда, кольцо превращалось в пар).

Наиболее фундаментальным научным применением МК-генераторов, по нашему мнению, может явиться питание сверхмощных ускорителей элементарных частиц и измерительно-регистрационной аппаратуры. Пред-

положим, что ускоритель построен по принципу безжелезного циклического индукционного ускорителя (хотя это, быть может, и не оптимальный вариант). Импульс ускоренного протона $p \sim HR$. Энергия магнитного поля

$$W \sim R^3 H^2 \sim \frac{p^3}{H}.$$

Коэффициент пропорциональности может быть определен на примере уже осуществленных безжелезных импульсных бетатронов (см., например: А. И. Павловский и др.¹⁰ *). Находим (энергия магнитного поля выражена в тоннах тротилового эквивалента, $1 \text{ т} = 4 \cdot 10^9 \text{ Дж}$)

$$W (\text{тонн}) = \left(\frac{10^7 (\text{эс})}{H} \right) \left(\frac{P}{10^{10} (\text{эс/с})} \right)^3. \quad (9)$$

Мы видим, что для достижения энергии $1000 \text{ Гэв} = 10^{12} \text{ эв}$, являющейся мечтой современной физики высоких энергий, и при $H = 10^7 \text{ эс}$ в центре бетатрона, что наверно не является пределом, необходимая магнитная энергия составит около 1 млн. т тротилового эквивалента. Очевидно,

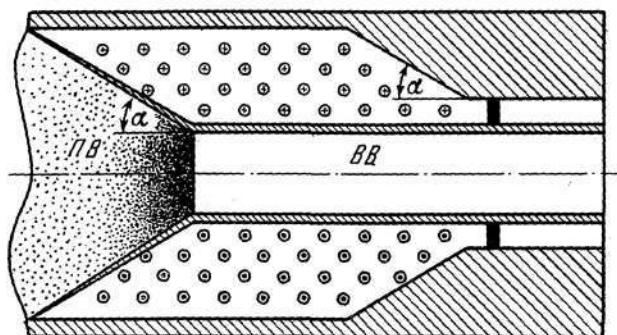


Рис. 11. Схема устройства для метания кольца.

полная энергия должна быть в несколько раз больше, т. е. речь идет о подземном взрыве термоядерного заряда «средней» мощности. Такой взрыв может быть произведен без выброса радиоактивных продуктов на глубине несколько более 1 км. Основным расходом явится создание на этой глубине камеры объемом более $10\,000 \text{ м}^3$ и монтаж в этой камере нескольких тысяч тонн металлоконструкций. Однако можно рассчитывать на получение 10^{18} протонов за время порядка 10^{-5} сек (коэффициент использования энергии взрыва около $10^{-3}\%$). При таких интенсивностях возможно получение большой научной информации за 1 опыт. При этом повторение опыта 50—100 раз будет сравнимо по стоимости с созданием постоянно действующего ускорителя на 1000 Гэв (несколько миллиардов рублей). Конечно, потребуется разработка специальной регистрирующей аппаратуры, например, системы фотоумножителей, регистрирующих магнитнотормозное излучение продуктов столкновений ускоренных протонов с мишенью, возникающее в специальных «измерительных» магнитных полях в большом объеме. Радиус отклонения в магнитном поле даст возможность определить при этом импульс вторичных частиц, а спектр

*) При энергии $5 \cdot 10^5 \text{ Дж}$ и максимальном поле в $1,2 \cdot 10^5 \text{ э}$ достигнута энергия электронов 100 Мэв .

и интенсивность магнитнотормозного излучения позволят определить их массу.

Следует указать и на еще одну, почти фантастическую возможность. Использование больших импульсных магнитных линз (с энергией магнитного поля в сотни kt) дает возможность сфокусировать пучок с интенсивностью $10^{18}/10^{-6} = 10^{23}$ протонов/сек на площади порядка 1 мм^2 . При этом возможна надежная регистрация процессов во встречных пучках от двух ускорителей с сечением порядка 10^{-30} см^2 . Проведение таких опытов потребует, конечно, автоматических (работающих на обратной связи) систем компенсации объемного заряда и корректировки магнитного поля. Вне зависимости от только что описанных сверхграндиозных проектов представляется, что генераторы МК могут оказаться полезными во многих областях научного исследования.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. C. M. Fowler, W. B. Garn, R. S. Caird, J. Appl. Phys. 31, 588 (1960).
2. R. S. Caird, W. B. Garn, D. B. Thomson, C. M. Fowler, J. Appl. Phys. 35, 781 (1964).
3. F. Herlach, H. Knoepfel, Rev. Sci. Instrum. 36 (8), 1088 (1965).
4. А. Д. Сахаров, Р. З. Людаев, Е. Н. Смирнов, Ю. Н. Плющев, А. И. Павловский, В. К. Чернышев, Е. А. Феоктистова, Е. И. Жарянов, Ю. А. Зысн, ДАН СССР 165 (1), 65 (1965).
5. Я. П. Терлецкий, ЖЭТФ 32, 387 (1957).
6. Е. И. Биченков, ПМТФ 6, 3 (1964).
7. J. D. Lewin, P. F. Smith, Rev. Sci. Instrum. 35, 541 (1964).
8. G. Lehner, J. G. Linhart, J. P. Somon, Nucl. Fusion, No. 4, 362 (1964).
9. Ф. Бяттер, см. следующую статью (перевод из Sci. Amer.) в этом номере УФН.
10. А. И. Павловский, Г. Д. Кулешов, Г. В. Склизков, Ю. А. Зысн, А. И. Герасимов, ДАН СССР 160 (1), 68 (1965).