

РАСЧЕТ ЭЛЕМЕНТОВ СХЕМЫ СМЕЩЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В БЕТАТРОНЕ

В. М. РАЗИН

(Представлено научным семинаром физико-технического факультета)

У большинства бетатронов схема смещения имеет вид, представленный на рис. 1. Отметим некоторые особенности в работе этой схемы. Основным назначением схемы смещения является сброс электронов с равновесной орбиты на мишень в конце ускорения. Сброс электронов осуществляется тем или иным изменением в распределении магнитных полей в междуполюсном пространстве бетатрона. Это изменение, приводящее к нарушению процесса ускорения и сбросу ускоренных электронов на мишень, достигается за счет генерации импульсов тока в смещающей обмотке L при разряде емкости C через коммутирующий тиратрон ТГ. Смещающая обмотка в зависимости от способа смещения имеет определенную геометрическую конфигурацию и располагается соответствующим образом в междуполюсном пространстве бетатрона.

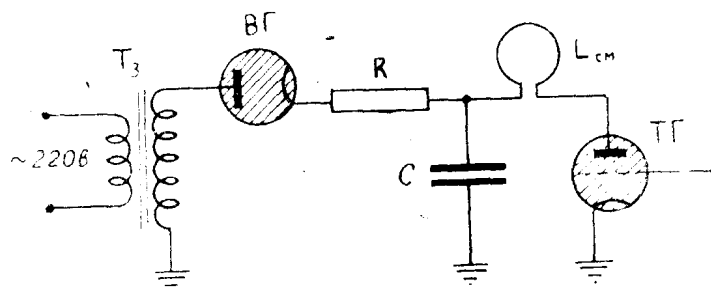


Рис. 1

На практике могут быть использованы следующие методы смещения электронов с равновесной орбиты на мишень, находящуюся вне орбиты, т. е. на так называемую внешнюю мишень.

Дополнительное увеличение в конце ускорения магнитного потока в круге равновесной орбиты

Это увеличение приводит к нарушению бетатронного условия 2:1. За счет вихревого электрического поля от дополнительного прироста магнитного потока внутри орбиты электроны приобретают добавочную энергию, радиус равновесной орбиты увеличивается, и электроны попадают на внешнюю мишень.

Приращение магнитного потока $\Delta \Phi_0$ в круге орбиты, необходимое для увеличения радиуса орбиты от r_0 до r_1 в месте установки мишени, подсчитывается по формуле [1]

$$\Delta \Phi_0 = 2\pi H_0 r_0^n \frac{2(1-n)}{2-n} \left(r_1^{2-n} - r_0^{2-n} \right),$$

где H_0 — напряженность магнитного поля на орбите в момент сброса, n — показатель спада магнитного поля по радиусу. Учитывая, что $r_1 = r_0 + \Delta r$, $\Delta r \ll r_0$, $\Phi_0 = 2\pi r_0^2 H_0$, легко получить из предыдущего выражения упрощенную расчетную формулу:

$$\frac{\Delta \Phi_0}{\Phi_0} \cong (1-n) \frac{\Delta r}{r_0}.$$

Если витки смещающей обмотки располагаются непосредственно на галетах, т. е. центральных вкладышах, то следует воспользоваться аналогичным выражением для определения приращения индукции ΔB_0 , необходимого для увеличения радиуса на величину Δr при индукции, в момент сброса равной B_0 ,

$$\frac{\Delta B_0}{B_0} \cong (1-n) \frac{\Delta r}{r_0}.$$

Уменьшение магнитного поля на равновесной орбите и в ее окрестности [2]

В этом случае энергия электронов остается практически постоянной и увеличение радиуса орбиты происходит за счет ослабления поля в области равновесной орбиты.

Величина изменения поля ΔH_0 , требуемая для увеличения радиуса на $\Delta r = r_1 - r_0$, определяется выражением:

$$\Delta H_0 = H_0 \left[\frac{r_0}{r_1} - \left(\frac{r_0}{r_1} \right)^n \right]$$

или приближенно, при $\Delta r \ll r_0$

$$\frac{\Delta H_0}{H_0} \cong -(1-n) \frac{\Delta r}{r_0}.$$

Знак минус указывает на то обстоятельство, что при увеличении радиуса орбиты происходит уменьшение поля в области орбиты.

Азимутальное нарушение поля на равновесной орбите [3]

При этом способе равновесная орбита искажается, деформируется, т. е. приобретает форму, отличную от окружности. На каком-то азимуте пучок электронов приближается к мишени и тормозится в ней. Азимутальный размер φ_1 смещающей обмотки определяется из условия обеспечения минимума реактивной энергии, требуемой для смещения орбиты на величину Δr

$$\varphi_1 \sqrt{1-n} = 133^\circ 34' = 2,331 \text{ радиана}.$$

Следует отметить, что установленное из опыта оптимальное значение параметра φ_1 может значительно отличаться от расчетного. Так, например,

для имевшихся в нашем распоряжении бетатронов на основании экспериментальных данных установлено оптимальное значение $\varphi_1 \cong 120^\circ$, а по расчету было получено $\varphi_1 = 267^\circ$.

Требуемое для смещения орбиты на величину Δr относительное изменение магнитного поля на равновесной орбите в области смещающей обмотки определяется из условия

$$\frac{\Delta H_o}{H_o} = (1-n) \frac{\Delta r}{r_o} \frac{\sin(\pi \sqrt{1-n})}{\sin\left(\frac{\varphi_1 \sqrt{1-n}}{2}\right)}.$$

Увеличение магнитного поля на одной половине орбиты и уменьшение поля на другой половине [4]

Физическая сторона процесса аналогична предыдущему способу. В этом случае относительное изменение поля на орбите на одной стороне положительное, на другой — отрицательное, необходимое для смещения орбиты на Δr , вычисляется по формуле

$$\frac{\Delta H_o}{H_o} \cong \frac{\pi n}{4} \frac{\Delta r}{r_o}$$

или более точно

$$\frac{\Delta H_o}{H_o} = (1-n) \frac{\Delta r}{r_o} \frac{1}{\sec\left(\frac{\pi \sqrt{1-n}}{2}\right) - 1}.$$

На основании теоретических расчетов установлено [1,5], что в большинстве практических случаев более выгодным в отношении обеспечения минимума реактивной энергии является способ азимутального нарушения магнитного поля на равновесной орбите. Следует отметить, что на практике могут быть использованы и комбинации рассмотренных выше способов смещения.

Выбор типа коммутирующего прибора в разрядной цепи схемы смещения рис. 1 производится на основании следующих соображений.

На основании закона сохранения энергии, если не учитывать активные потери в разрядном контуре,

$$\frac{CU_m^2}{2} = \frac{10^{-8}}{0,8\pi} \int_V \frac{B_m^2 dV}{\mu} = A_m,$$

где C — накопительная емкость в фарадах,

U_m — напряжение на емкости в вольтах,

B_m — амплитуда индукции в гауссах ($B_m = \Delta B_o$),

V — объем в $см^3$,

μ — относительная магнитная проницаемость, для воздуха $\mu = 1$,

A_m — энергия магнитного поля в джоулях.

В приближенном расчете можно пренебречь активными потерями в разрядном контуре и написать

$$I_m = \omega_o CU_m = 2\pi f_o CU_m,$$

где I_m — амплитуда тока в разрядном контуре,

$\omega_o = 2\pi f_o$ — круговая частота собственных колебаний этого контура.

Исключая из написанных выше уравнений емкость C , получаем

$$U_m I_m = \frac{10^{-7}}{2} f_o \int_V \frac{B_m^2}{\mu} dV = 4 \pi f_o A_m.$$

Полученное выражение позволяет весьма просто обосновывать выбор коммутирующего прибора в разрядном контуре, исходя непосредственно из параметров импульсного магнитного поля. Если для коммутирующего прибора известны допустимое напряжение на аноде U_{amax} , допустимая амплитуда тока I_{amax} и допустимая длительность импульса τ_u , то, очевидно, выбор следует производить из условий:

$$U_m \ll U_{amax}, \quad I_m \ll I_{amax},$$

$$t_u = \frac{T_o}{2} = \frac{1}{2f_o} \ll \tau_u.$$

Расчет ампервитков смещающей обмотки производится обычными методами.

Полученное нами выражение для $U_m I_m$ следует рекомендовать для соответствующих расчетов и при любых других импульсных магнитных полях с синусоидальным законом изменения во времени.

Если имеется возможность сравнительно простого подсчета активных потерь A_n в разрядном контуре за время изменения индукции магнитного поля от нуля до максимума, то для практических расчетов можно использовать более точное выражение (с учетом потерь):

$$U_m I_m = f_o \left(\frac{10^{-7}}{2} \int_V \frac{B_m^2}{\mu} dV + 4 \pi A_n \right) = 4 \pi f_o (A_m + A_n),$$

где A_n — энергия потерь в джоулях.

Таким образом, в нашем расчете определяются амплитуда и длительность импульса тока в смещающих обмотках, обеспечивающие полный сброс ускоренных электронов на мишень при том или ином способе смещения. В практических случаях для бетатронов на 15 Мэв амплитуда импульсов тока достигает величины порядка сотен ампер, длительность — порядка десятков мксек. Коммутирующий тиратрон подбирается по этим параметрам, причем учитывается величина напряжения, до которого должна быть заряжена накопительная емкость перед началом импульса.

Расчет смещающей обмотки может быть произведен несколько иным способом [2]. Величина емкости C и напряжение на ней ориентировочно, без учета активных потерь в разрядном контуре, могут быть определены на основании закона сохранения энергии из соотношения:

$$\frac{CU_{cm}^2}{2} = \frac{L_o I_m^2}{2}, \quad (1)$$

где C — емкость конденсатора,

U_{cm} — максимальное напряжение на емкости,

I_m — амплитуда импульса тока, определенная из расчета смещающей обмотки,

L_o — полная индуктивность всего разрядного контура, т. е. с учетом всех полей рассеяния.

Следует отметить, что подсчет L_o весьма затруднителен, так как индуктивность полей рассеяния и подводящих проводов может в некоторых слу-

чаях превышать индуктивность самой смещающей обмотки [1]. По этой причине следует рекомендовать более тщательный учет индуктивностей всех элементов разрядного контура или же прибегать к непосредственному измерению индуктивности контура на модели. Если определены величины L_0 и I_m , то, как это видно из соотношения (1), остается некоторая свобода выбора параметров C и $U_{см}$.

Как уже указывалось выше, амплитуда импульса тока в разрядном контуре может достигать значительной величины. Для коммутации такого импульса в схеме смещения требуется применение специальных импульсных тиратронов типа ТГИ-200, ТГИ 1—400/16 или игнитронов.

Допустимая длительность импульса у импульсных тиратронов устанавливается паспортными данными. Следовательно, это условие накладывает ограничение на выбор величины емкости

$$C \leq \frac{\tau_u^2}{\pi^2 L_0}, \quad (2)$$

где τ_u — допустимая длительность импульса согласно паспортным данным применяемого тиратрона.

Если для тиратрона одновременное выполнение условий (1) и (2) окажется невозможным, то в схеме должен быть использован игнитрон, причем длительность импульса уже не будет являться ограничивающим фактором.

Здесь мы не рассматриваем расчет управляющей схемы в цепи сетки коммутирующего тиратрона, так как этот вопрос достаточно освещен в литературе [6, 7].

Отметим отличительные особенности работы зарядной цепи схемы смещения.

1. Напряжение на емкости после окончания импульса в разрядной цепи вследствие сравнительно высокой добротности контура будет отлично от нуля. Величина этого отрицательного напряжения на емкости после импульса может быть определена обычными методами после расчета коэффициента затухания в разрядном контуре. Осциллографические измерения в практических схемах показывают, что отрицательное напряжение на емкости после импульса составляет по величине в среднем около 60—80% от первоначального положительного напряжения до начала импульса.

2. Фаза генерации импульса тока по отношению к питающему напряжению может изменяться в пределах 90 эл. град., если имеется необходимость в изменении максимальной энергии ускоренных электронов от нуля до максимума. Здесь мы, как и в случае рассмотрения зарядной цепи схемы инжекции [8], считаем, что частота генерации импульсов равна частоте питающего напряжения. Необходимость изменения фазовых соотношений в значительной степени осложняет осуществление правильной фазировки генерации импульсов тока и питающего напряжения. Однако при наличии сети трехфазного напряжения может быть выбрана в соответствующей фазе сети такая область фазы генерации импульса, что в этой области напряжение на аноде зарядного газотрона будет отрицательным и значительным по величине. Как это осуществить практически, поясняется на рис. 2. При такой фазировке взаимное влияние зарядной и разрядной цепей схемы смещения может быть устранено совершенно. Это приводит к повышению устойчивости работы схемы, а также значительно облегчает расчет процессов в зарядной цепи.

Переходный процесс при включении цепи последовательно соединенных сопротивления R и емкости C на синусоидальное напряжение $u = U'_m \sin(\omega t + \psi)$ описывается уравнениями [9]:

$$u_c = -\frac{I'_m}{\omega C} \cos(\omega t + \psi - \varphi) + Ae^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (3)$$

$$i = I'_m \sin(\omega t + \psi - \varphi) - \frac{CA}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (4)$$

где u_c — напряжение на емкости,

i — зарядный ток,

A — постоянная интегрирования, определяемая из начальных условий.

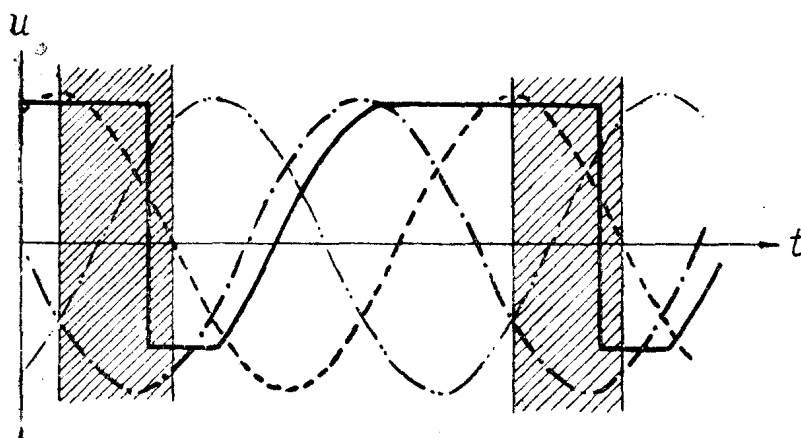


Рис. 2

Здесь также приняты обозначения

$$\left. \begin{aligned} I'_m = \frac{U'_m}{z} &= \frac{U'_m}{\sqrt{R^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}} = \frac{U'_m \omega C}{\sqrt{1 + (\omega \tau)^2}} \\ \tau &= RC \quad \varphi = \arctg \left(\frac{-1}{\omega \tau} \right) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Угол ψ будет определяться согласно рис. 3 следующим образом. Напряжение на емкости C до начала импульса в разрядном контуре будет равно U_{cm} . После импульса напряжение на этой емкости будем считать равным $-kU_{cm}$, где коэффициент $0 < k < 1$. Величина коэффициента k может быть определена расчетом, если известна добротность Q разрядного контура:

$$k = e^{-\frac{\pi}{2Q}}.$$

Зажигание зарядного газотрона происходит тогда, когда напряжение на аноде будет на величину потенциала зажигания U_z больше напряжения на его катоде, равного в этот момент времени величине $U_k = -k U_{cm}$. Следовательно, угол ψ , указывающий момент включения напряжения

$u = U'_m \sin(\omega t + \psi)$ на цепь из последовательно соединенных сопротивления R и емкости C , определяется следующим образом:

$$\psi = \arcsin \frac{U_3 - k U_{cm}}{U'_m} \quad (6)$$

Постоянная интегрирования A в уравнениях (3) и (4) определяется из начального условия: в момент $t=0$ напряжение на емкости равно

$$u_c(0) = -k U_{cm}.$$

Из уравнения (3) при этом условии получим:

$$A = \frac{I'_m}{\omega C} \cos(\psi - \varphi) - k U_{cm}. \quad (7)$$

Максимальное напряжение на емкости U_{cm} находим из уравнения (3). Для этого необходимо продифференцировать правую часть уравнения (3), приравнять результат дифференцирования нулю и решить полученное уравнение относительно ωt .

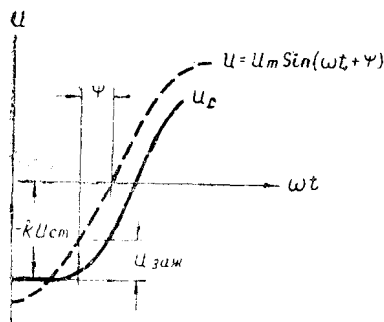


Рис. 3

Следовательно, необходимо решить уравнение

$$\sin(\omega t_x + \psi - \varphi) - \frac{CA}{I'_m \tau} e^{-\frac{\omega t}{\omega \tau}} = 0. \quad (8)$$

Решение этого уравнения значительно облегчается, если мы учтем практически возможные значения входящих в это уравнение величин. В большинстве практических случаев для схемы смещения справедливы следующие соотношения: $R < 10 \text{ ом}$; $C < 20 \text{ мкф}$. Следовательно, $\tau < 2 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$ и $\omega \tau < 0,6$ при $\omega = 314$. Если учесть, что ожидаемое значение корня $\omega t_x = \theta$ будет заключено в пределах $\frac{\pi}{2} < \theta < \pi$, то легко убедиться путем расчета в справедливости следующего неравенства:

$$\frac{CA}{I'_m \tau} e^{-\frac{\theta}{\omega \tau}} \ll 1.$$

Из этого следует, что для определения значения корня $\omega t_x = \theta$ можно решать приближенное уравнение

$$\sin(\theta + \psi - \varphi) \cong 0.$$

Тогда, определяя положительное значение корня θ , получим

$$\theta = \pi - \psi + \varphi. \quad (9)$$

Принимая во внимание неравенство $e^{-\frac{\theta}{\omega \tau}} \ll 1$ из уравнения (3), находим при $\omega t = \theta = \pi - \psi + \varphi$ максимальное значение напряжения на емкости

$$U_{cm} \cong -\frac{I'_m}{\omega C} \cos(\theta + \psi - \varphi) = \frac{I'_m}{\omega C} = \frac{U'_m}{\sqrt{1 + (\omega \tau)^2}}. \quad (10)$$

Последнее соотношение позволяет определить требуемую величину амплитуды напряжения на вторичной обмотке зарядного трансформатора, если известны величины U_{cm} и $\omega\tau = \omega RC$, определяемые из расчета смещающей обмотки по формуле (1). Величина сопротивления R определяется из тех же условий, что и в схеме инжекции [8]

$$R = \frac{U_3}{I_{a \max}}.$$

Обратное напряжение U_{mo} на зарядном газотроне согласно рис. 2

$$U_{mo} = U'_m + k U_{cm}.$$

Приближенно, с некоторым запасом можно считать

$$U_{mo} \cong 2 U_m. \quad (11)$$

Амплитудное значение анодного тока через зарядный газотрон приближенно, также с некоторым запасом, можно считать равным

$$I_{am} = I'_m. \quad (12)$$

Возможность пренебрежения переходными составляющими при определении U_{cm} и I_{am} физически объясняется тем обстоятельством, что постоянная времени $\tau < 2 \cdot 10^{-3}$ сек по величине значительно меньше периода питающего напряжения $T = 2 \cdot 10^{-2}$ сек.

Среднее значение выпрямленного тока I_o , требуемое для перезарядки емкости C от напряжения $-k U_{cm}$ до напряжения $+U_{cm}$, может быть вычислено по формуле

$$I_o \cong (1 + k) U_{cm} C f, \quad (13)$$

где f — частота питающего напряжения.

Такой же результат может быть получен, с учетом практических значений величин R и C , вычислением интеграла

$$I_o = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\theta} i d(\omega t) \cong (1 + k) U_{cm} C f.$$

Для определения эффективного значения зарядного тока необходимо вычислить интеграл

$$I^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\theta} i^2 d(\omega t).$$

Подставляя выражение тока i из (4) и производя интегрирование, получим

$$I = \frac{J'_m}{2\sqrt{\pi}} \left\{ \theta - \cos(\theta + 2\psi - 2\varphi) \sin \theta - \frac{4\omega C A}{I'_m \sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} \times \right. \\ \left. \times \left[\cos \psi - e^{-\frac{\theta}{\omega\tau}} \cos(\theta + \psi) \right] + \left(\frac{A}{I'_m R} \right)^2 \omega\tau \left(1 - e^{-\frac{2\theta}{\omega\tau}} \right) \right\}^{1/2}. \quad (14)$$

Учитывая, что в практических случаях для схемы смещения

$$e^{-\frac{2\theta}{\omega\tau}} < e^{-\frac{\theta}{\omega\tau}} \ll 1,$$

можно для вычислений с достаточной точностью использовать более простую приближенную формулу

$$I \cong \frac{I'_m}{2\sqrt{\pi}} \left[\theta - \cos(\theta + 2\psi - 2\varphi) \sin \theta + \left(\frac{A}{I'_m R} \right)^2 \omega \tau - \frac{4\omega CA}{I'_m \sqrt{1 + (\omega \tau)^2}} \cos \psi \right]^{1/2}. \quad (15)$$

Подставляя значение постоянной A и учитывая другие приведенные выше приближенные соотношения, можно последнюю формулу привести к виду

$$I \cong \frac{I'_m}{2\sqrt{\pi}} \left[\theta - \cos(\theta + 2\psi - 2\varphi) \sin \theta + \frac{1}{\omega \tau} \left[\cos(\psi - \varphi) - k \right]^2 - 4 \left[\frac{\cos(\psi - \varphi) - k}{\sqrt{1 + (\omega \tau)^2}} \right] \cos \psi \right]^{1/2}. \quad (16)$$

Для грубо ориентировочного подсчета можно рекомендовать еще более приближенную формулу

$$I \cong \frac{I'_m}{2} \sqrt{\frac{\theta}{\pi}} = \frac{I'_m}{2} \sqrt{1 + \frac{\varphi - \psi}{\pi}}. \quad (17)$$

Действующее, т. е. эффективное значение тока I_1 в первичной обмотке зарядного трансформатора вычисляется по формуле

$$I_1 = n \sqrt{I^2 - I_o^2}, \quad (18)$$

где n — коэффициент трансформации зарядного трансформатора. Расчетная (габаритная) мощность P зарядного трансформатора определяется обычным образом:

$$P = \frac{U_{m1} I_1 + U'_m I}{2\sqrt{2}} \text{ в а.}$$

Таким образом, в изложенном выше расчете определяются все основные электрические параметры элементов схемы смещения электронов в бетатроне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Разин В. М. Кандидатская диссертация, ТПИ, 1953.
2. T. W. Dietze, T. M. Dickinson, PJRE, 96, 1171—1178, 1949.
3. F. K. Goward, Proc. Phys. Soc., 61, 284, 1948.
4. J. S. Clark, J. A. Getting, J. E. Thomas, Phys. Rev., 70, 562, 1946.
5. F. K. Goward, J. Dain, Nature, 159, 639, 1947.
6. J. Paul, T. J. Wang, Electronics, 19, 159, 1946.
7. Z. Katz, A. G. McManara, P. A. Forsyth, R. N. H. Haslam, H. E. Jons, Canadian J. of Research, 28-A, 113, 1950.
8. Разин В. М. Расчет элементов схемы инжекции электронов в бетатроне. Известия ТПИ, т. 87, 1957.
9. Калантаров Н. Л. и Нейман Л. Р. Теоретические основы электротехники. Госэнергоиздат, 1951.