

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ УДВОЕНИЯ ЭНЕРГИИ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Л. М. МОВСИЯН

Рассмотрен один из методов повышения энергии линейных ускорителей с применением высокодобротных связанных резонаторов. Метод отличается своей простотой и экономичностью.

Для увеличения прироста энергии в линейных ускорителях в последнее время в Стэнфордском линейном ускорительном центре был предложен ряд методов. Методы применения сверхпроводящих ускоряющих секций [1] и рециркуляция пучка [2] после детального исследования не нашли применения на SLAC из-за технических и экономических трудностей. Ясно, что повышая мощность клистронов можно увеличить прирост энергии. Так, для удвоения энергии пучка Стэнфордского линейного ускорителя необходимо от существующих 30 и 40 Мвт клистронов перейти к клистронам мощностью 100 Мвт. Создание таких клистронов и модуляторов требует дальнейших исследований и больших капиталовложений.

Так как энергия ускорителя определяется пиковой входной ВЧ мощностью, то прирост энергии можно увеличить путем изменения пикового значения ВЧ мощности внутри ВЧ импульса, не изменяя средней входной мощности. Поиски привели к методу SLED [3]. Сущность этого метода заключается в том, что с применением высокодобротных связанных резонаторов удается повысить пиковую мощность в импульсе. Это достигается перебросом в определенный момент времени фазы на 180° внутри импульса.

Исходным уравнением является баланс мощности

$$P_k = P_L + P_c + \frac{dW_c}{dt}, \quad (1)$$

где P_k — мгновенная мощность, P_L — мощность, подаваемая на нагрузку в случае применения высокодобротных связанных резонаторов, P_c — мощность потерь в резонаторе, W_c — накопленная за время t энергия в резонаторе.

Учитывая, что $P_c = \omega W_c / Q_0$, и считая, что мощность пропорциональна квадрату напряженности поля ($P = kE^2$), преобразуем уравнение (1) к виду

$$E_k^2 = (E_c + E_k)^2 + \frac{E_c^2}{\beta} + \frac{2Q_0}{\omega\beta} E_c \frac{dE_c}{dt}, \quad (2)$$

где β является коэффициентом связи и определяется так $kE_c^2 = \beta P_c$.
Введя время заполнения резонатора

$$T_c = \frac{2 Q_L}{\omega} = \frac{2 Q_0}{\omega (1 + \beta)},$$

уравнение (2) можно преобразовать к виду

$$T_c \frac{dE_e}{dt} + E_e = -\alpha E_k, \quad (3)$$

где

$$\alpha = \frac{2\beta}{1 + \beta}.$$

Нормируя поле генератора к единице, представим его в виде

$$E_k = \begin{cases} -1 & \text{при } 0 \leq t \leq t_1, \\ +1 & \text{при } t_1 \leq t \leq t_2, \\ 0 & \text{при } t \geq t_2, \end{cases} \quad (4)$$

где t_2 — ширина ВЧ импульса, а t_1 — момент переброса фазы на 180° .

Решение уравнения (3) для каждой из областей есть

$$E_e = \begin{cases} \alpha (1 - e^{-\frac{t}{T_c}}) & \text{при } 0 \leq t \leq t_1, \\ \alpha [(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) e^{-\frac{t-t_1}{T_c}} - 1] & \text{при } t_1 \leq t \leq t_2, \\ \alpha [(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) e^{-\frac{t_2-t_1}{T_c}} - 1] e^{-\frac{t-t_2}{T_c}} & \text{при } t \geq t_2. \end{cases} \quad (5)$$

Поле нагружающего ускоряющего волновода представляет собой суперпозицию полей E_e и E_k .

Как и в работе [3], поле бегущей волны в ускоряющем волноводе с постоянным градиентом задается так: $E(z, t) = E(0, t - \Delta t)$, где Δt — промежуток времени, за который поле от начала волновода ($z=0$) распространяется до данной точки z :

$$\Delta t(z') = \int_0^z \frac{dz}{v_\phi(z)} = T_a \frac{\ln(1 - gz')}{\ln(1 - g)}, \quad (6)$$

где $z' = z/L$ — приведенная координата, L — длина волновода, $v_\phi(z)$ — фазовая скорость волны, T_a — время заполнения волновода. Здесь учтено, что для SLAC

$$v_\phi(z) = v_{\phi_0} \left(1 - g \frac{z}{L}\right) = v_{\phi_0} (1 - gz'),$$

$$T_a = \frac{L}{g v_{\phi_0} \ln(1 - g)}.$$

В результате для поля получаем

$$E(z, t) = \begin{cases} -ae^{-\frac{t}{T_c}} f(z') + (\alpha - 1) & \text{при } 0 \leq t \leq t_1, \\ \alpha \left(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}} e^{-\frac{t-t_1}{T_c}} f(z') - (\alpha - 1) \right) & \text{при } t_1 \leq t \leq t_2, \\ \alpha \left[\left(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}} e^{-\frac{t_2-t_1}{T_c}} - 1 \right) e^{-\frac{t-t_2}{T_c}} f(z') \right] & \text{при } t \geq t_2, \end{cases} \quad (7)$$

где

$$f(z') = (1 - gz')^\nu, \quad \nu = \frac{T_a}{T_c \ln(1 - g)}.$$

При распространении вдоль ускоряющего волновода это поле претерпевает разрыв в точках, соответствующих временам t_1 и t_2 . Координаты этих точек определяются разрешением уравнения (6) относительно z' :

$$z'_d = \frac{1}{g} \left[1 - (1 - g)^{\frac{t-t_d}{T_a}} \right]. \quad (8)$$

Интеграл от выражения (7) представляет собой прирост энергии.

Введем обозначения:

$$F_1(z'_d) = \int_0^{z'_d} f(z') dz' = \frac{1 - (1 - gz'_d)^{1+\nu}}{g(1+\nu)},$$

$$F_2(z'_d) = \int_{z'_d}^1 f(z') dz' = \frac{(1 - gz'_d)^{1+\nu} - (1 - g)^{1+\nu}}{g(1+\nu)},$$

$$F_3(z'_d) = \int_{z'_{d_1}}^{z'_d} f(z') dz' = \frac{(1 - gz'_d)^{1+\nu} - (1 - gz'_{d_1})^{1+\nu}}{g(1+\nu)}.$$

Учитывая непрерывность поля, для прироста энергии получаем следующие выражения:

$$1) 0 \leq t \leq T_a, \quad V_1 = -ae^{-\frac{t}{T_c}} F_1(z'_{d_1}) + (\alpha - 1) z'_{d_1};$$

$$2) T_a \leq t \leq t_1, \quad V_2 = -ae^{-\frac{t}{T_c}} F_1(1) + (\alpha - 1);$$

3) $t_1 \leq t \leq t_2$; здесь необходимо рассмотреть два случая (из выражения полей видно, что чем больше t_1 , тем усиление пиковой мощности больше):

$$t_1 \leq t \leq t_1 + T_a,$$

$$V_2 = -\alpha e^{-\frac{t}{T_c}} F_2(z_{d1}) + (\alpha - 1)(1 - z_{d1}) + \alpha(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) \times \\ \times e^{-\frac{t-t_1}{T_c}} F_1(z_{d1}) - (\alpha - 1)z_{d1};$$

$$t_1 + T_a \leq t \leq t_2,$$

$$V_4 = \alpha(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) e^{-\frac{t-t_1}{T_c}} F_1(1) - (\alpha - 1);$$

$$4) t_2 - t_1 < T_a \text{ при } t_1 \leq t \leq t_1 + T_a,$$

$$V_5 = \alpha[(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) e^{-\frac{t_2-t_1}{T_c}} - 1] e^{-\frac{t-t_1}{T_c}} F_2(z_{d2}) + \\ + \alpha(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) e^{-\frac{t-t_1}{T_c}} F_3(z_{d1}) - (\alpha - 1)(z_{d2} - z_{d1}) - \\ - \alpha e^{-\frac{t}{T_c}} F_2(z_{d1}) + (\alpha - 1)(1 - z_{d1});$$

$$5) t_2 \leq t \leq t_2 + T_a,$$

$$V_6 = \alpha[(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) e^{-\frac{t_2-t_1}{T_c}} - 1] e^{-\frac{t-t_1}{T_c}} F_1(z_{d2}) + \\ + \alpha(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) e^{-\frac{t-t_1}{T_c}} F_2(z_{d2}) - (\alpha - 1)(1 - z_{d2});$$

$$6) t \geq t_2 + T_a,$$

$$V_7 = \alpha[(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) e^{-\frac{t_2-t_1}{T_c}} - 1] e^{-\frac{t-t_1}{T_c}} F_1(1).$$

Из этих выражений видно, что V_2 и V_3 — монотонно возрастающие функции от времени. Прирост энергии после значения $t = t_1 + T_a$ является монотонно убывающей функцией. Максимальный прирост получается при $t = t_1 + T_a$; тогда $z'_{d1} = 1$ и

$$V_{\max} = M = \alpha(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) e^{-\frac{T_a}{T_c}} \frac{1 - (1-g)^{1+\nu}}{g(1+\nu)} - (\alpha - 1), \quad (9)$$

откуда видно, что M монотонно растет с ростом t_1 . Из этого следует, что при данной ширине импульса наибольшее t_1 соответствует $t_2 - t_1 = T_a$, или $t_1 = T_{\text{и}} - T_a$, где $T_{\text{и}}$ — ширина импульса.

Из результатов [3] следует, что максимальное значение M достигается при коэффициенте связи от 4 до 5. Ограничимся значением $\beta = 5$; при этом $\alpha = 1,67$. Для расчета возьмем параметры действующего ускорителя SLAC [4]: $T_a = 0,83$ мксек, $T_c = 2,13$ мксек, $g = 0,681$, $\ln(1-g) = -1,114$, $T_a/T_c = 0,39$. Тогда для импульса с шириной 2,7 мксек имеем $M = 1,44$, а при ширине в 5 мксек — $M = 1,81$.

При вышеуказанных параметрах выражение для максимального прироста энергии принимает вид

$$M = 2 - \frac{4}{3} e^{-\frac{t_1}{T_c}}, \quad (10)$$

откуда видно, что в пределе $t_1 \rightarrow \infty$ максимальный прирост $M_{\max} = 2$. При $t_1 = 2 T_c$ имеем $M = 1,82$, а при $t_1 = 3 T_c$ — $M = 1,93$. Видно, что с увеличением времени t_1 прирост замедляется. Исходя из этих исследований можно сказать, что для применения метода SLED необходимо, чтобы ширина импульса была не менее $2T_a$ и ограничивалась импульсами шириной $(2+3) T_c$. Для SLAC эти оценки для ширины импульса дают $1,7 \text{ мксек} < T_{\text{п}} < 6 \text{ мксек}$.

Ереванский государственный университет

Поступила 17.XI.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. P. B. Wilson et al. Particle Accelerators, 1, 223 (1970).
2. W. B. Herrmannsfeldt et al. Proc. of the 8th Int. Conf. on High Energy Accelerators, CERN—Scientific Information Service, Geneva, 1971, p. 563.
3. Z. D. Farkas et al. Proc. of the 9th Int. Conf. on High Energy Accelerators, SLAC, Stanford, Ca., 1974.
4. R. B. Neal. The Stanford Two-Mile Accelerator, W. A. Benjamin, Inc., New York, 1968.

ԳՄԱՅԻՆ ԱՐԱԳԱՑՈՒՑԻՉՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿՐԿՆԱՊԱՏԿՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՀԱՐՑԻ ՄԱՍԻՆ

Լ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ

Դիտարկված է բարձր բարորակությամբ կապված սեղոնատորների կիրառման հիման վրա գծային արագացուցիչների էներգիայի մեծացման մեթոդներից մեկը: Այդ մեթոդի համար յուրաքանչյուր է պարզությունը և տնտեսապես շահավետությունը:

ON THE POSSIBILITY OF ENERGY DUBLING IN LINEAR ACCELERATORS

L. M. MOVSISYAN

One of the methods for the increase of energy of linear accelerators by using high quality coupled cavities is considered. This method is noted for its simplicity and economy.