

УДК 621.384.644.3

Снижение уровня радиации ЛУЭ в области поглотителя с помощью ускоряющей секции

БАЛАГУРА В. С., ГРИЖКО В. М., ГРИШАЕВ И. А., МЯКУШКО Л. К., САФРОНОВ Б. Г., ФУРСОВ Г. Л.

Одна из тенденций развития ЛУЭ — повышение интенсивности пучка ускоренных частиц. В связи с этим сооруженная ранее биологическая защита может стать недостаточной. Защиту можно усилить либо ее наращиванием, либо путем установки в районе выхода пучка местного поглотителя, который понижал бы среднюю энергию ионизирующего излучения, падающего на защиту, тем самым повышая ее эффективность.

По ряду причин не всегда возможно усилить защиту наращиванием. С таким обстоятельством столкнулись авторы при переводе инжекторного ускорителя [1] на работу в режим 1 мА среднего тока ускоренных электронов. Поэтому было решено создать местный поглотитель и в качестве такового использовать ускоряющую секцию ЛУЭ.

При прохождении ускоренными электронами диафрагмированной структуры секции энергия теряется на возбуждение высокочастотной мощности [2], которая поглощается в нагрузке. Потери энергии в секции ΔE_0 пропорциональны импульсному значению тока:

$$\Delta E_0 = KI, \quad (1)$$

где K — коэффициент пропорциональности, зависящий от электродинамической структуры секции. При больших импульсных токах потери энергии электронов становятся существенными. Представляло интерес исследовать эффективность использования ускоряющей секции, не запитанной ВЧ-мощностью, в качестве поглотителя энергии пучка в целях снижения уровня излучения в контролируемой зоне ускорителя.

При полном поглощении энергии электрона в веществе энергетический выход тормозного излучения $(\Delta E_0)_{\text{рад}}$ может быть определен из равенства:

$$(\Delta E_0)_{\text{рад}} = \int_0^{E_0} \left(-\frac{dE_0}{dx} \right)_{\text{рад}} \frac{dE_0}{\left(-\frac{dE_0}{dx} \right)_{\text{п}}}, \quad (2)$$

взятого из работы [3], где $\left(-\frac{dE_0}{dx} \right)_{\text{рад}}$ и $\left(-\frac{dE_0}{dx} \right)_{\text{п}}$ — радиационные и полные потери энергии на 1 см толщины вещества; E_0 — начальная энергия электрона.

Рассмотрим случай, когда энергия электронов < 20 МэВ. Для таких энергий ионизационные потери электронов в материале защиты (бетоне) гораздо выше радиационных и в широком диапазоне энергий могут быть приближенно приняты постоянными. Следовательно, из выражения (2) имеем

$$(\Delta E_0)_{\text{рад}} \approx \frac{R(E_0)}{E_0} \int_0^{E_0} \left(-\frac{dE_0}{dx} \right)_{\text{рад}} dE_0, \quad (3)$$

где $R(E_0)$ — средний пробег электрона с начальной энергией E_0 . При расчетах защиты за среднюю энергию тормозного излучения \bar{E}_γ принимаем энергию, равную половине начальной энергии электронов, т. е.

$$\bar{E}_\gamma = \frac{1}{2} E_0. \quad (4)$$

При уменьшении энергии электрона на ΔE_0 средняя энергия тормозного излучения уменьшится и будет равна

$$\bar{E}_\gamma = \frac{1}{2} (E_0 - \Delta E_0). \quad (5)$$

Частичное поглощение энергии электронного пучка на ΔE_0 в ускоряющей секции эквивалентно увеличению биологической защиты установки на $h_{\text{экв}}$, удовлетворяющее равенству

$$\bar{E}_\gamma \exp[-\mu(\bar{E}_\gamma)\rho h_{\text{экв}}] = \bar{E}'_\gamma, \quad (6)$$

где $\mu(\bar{E}_\gamma)\rho$ — произведение массового коэффициента поглощения энергии γ -квантов с энергией \bar{E}_γ на плотность материала защиты. С учетом (4) и (5) из (6) получаем

$$h_{\text{экв}} = \frac{1}{\mu(\bar{E}_\gamma)\rho} \ln \frac{E_0}{E_0 - \Delta E_0}. \quad (7)$$

Понижение энергии электронов в «поглощающей» секции приводит также к уменьшению полного количества среднеэнергетических γ -квантов $M(E_0, \Delta E_0)$, образованных в веществе защиты:

$$M(E_0, \Delta E_0) = \left[\frac{(\Delta E_0)_{\text{рад}}}{\bar{E}_\gamma} \right] / [\Delta(E_0 - \Delta E_0)_{\text{рад}} / \bar{E}'_\gamma], \quad (8)$$

где $\Delta(E_0 - \Delta E_0)_{\text{рад}}$ — энергетический выход тормозного излучения электрона с начальной энергией $E_0 - \Delta E_0$. Если пренебречь эффектом экранирования на ядрах элементов, входящих в состав защиты, что приведет в расчете к небольшому (не $> 4\%$) завышению сечения тормозного излучения, то из выражений (8) и (3) получим

$$M(E_0, \Delta E_0) \approx \frac{E_0}{E_0 - \Delta E_0} f(E_0, \Delta E_0), \quad (9)$$

где

$$f(E_0, \Delta E_0) = \frac{\ln \frac{2E_0}{mc^2} - \frac{7}{12}}{\ln \frac{2(E_0 - \Delta E_0)}{mc^2} - \frac{7}{12}}. \quad (10)$$

Коэффициент эффективности применения секции для снижения уровня радиации $F(E_0, I, K)$, очевидно, можно определить так:

$$F(E_0, I, K) = M(E_0, \Delta E_0) \exp[\mu(\bar{E}_\gamma)\rho h_{\text{экв}}],$$

или с учетом (1), (7) и (9)

$$F(E_0, I, K) = \left(\frac{E_0}{E_0 - IK} \right)^2 f(E_0, \Delta E_0). \quad (11)$$

На рис. 1 показана рассчитанная при помощи выражения (11) зависимость $F(E_0, I, K)$ от импульсного тока для трех различных энергий и $K = 13$ МэВ/А. Такое значение электродинамического сопротивления имела поглощающая секция, критический ток которой при длительности импульса 10 мкс равен 1,6 А, длина секции 318 см. Из рис. 1 видно, что при увеличении импульсного тока коэффициент эффективности должен возрастать сна-

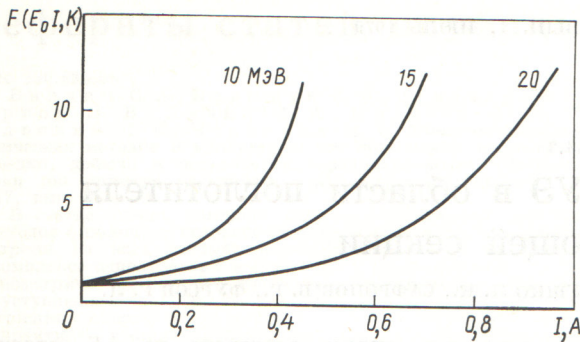


Рис. 1. Зависимость $F(E_0, I, K)$ от тока для трех значений энергии

чала пропорционально току, а при достижении определенных значений — гораздо быстрее. Значение импульсного тока I_m , начиная с которого коэффициент быстро возрастает, можно приближенно оценить. Обозначим через $U(E_0, I)$ полные утечки энергии в виде γ -излучения в контролируемую зону ускорителя, когда пучок с энергией E_0 свободно падает на защиту. Тогда можно написать

$$U(E_0, I) = \frac{I(\Delta E_0)_{\text{рад}}}{S\bar{E}_\gamma} \bar{E}_\gamma \frac{1}{B(\bar{E}_\gamma)}, \quad (12)$$

где S — скважность; $B(\bar{E}_\gamma)$ — функция средней энергии γ -излучения в бункере ускорителя, геометрии и толщины защиты, определяющая полное ослабление ионизирующего излучения существующей защитой. При наличии на выходе ускорителя поглощающей секции полные утечки $U(E_0, I, K)$ могут быть представлены в виде

$$U(E_0, I, K) = \frac{I\bar{E}_\gamma}{SF(E_0, I, K)B(\bar{E}_\gamma)} = \left[\frac{I(E_0 - IK)^2}{E_0^2} \right] \frac{\bar{E}_\gamma}{SB(E_\gamma)f(E_0, \Delta E_0)}. \quad (13)$$

Так как $f(E_0, \Delta E_0)$ с изменением I изменяется гораздо медленнее выражения, стоящего в квадратных скобках

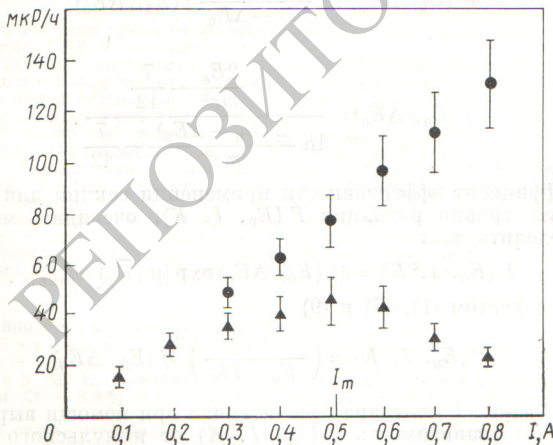


Рис. 2. Зависимость мощности от импульсного тока в одной из точек контролируемой зоны ускорителя в случае, если: энергия пучка полностью расходуется на ионизацию и тормозное излучение в материале биологической защиты (●); часть энергии пучка поглощается в установленной на выходе ускорителя и незапитанной ВЧ-мощностью секции (▲)

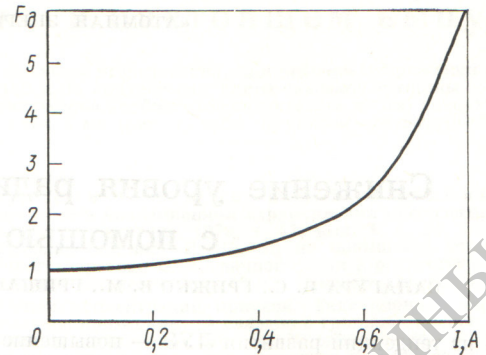


Рис. 3. Зависимость дозового коэффициента эффективности от импульсного тока

[см. (10)], то

$$\frac{\partial}{\partial I} U(E_0, I, K) \approx \frac{\bar{E}_\gamma}{SB(\bar{E}_\gamma)f(E_0, \Delta E_0)} \frac{\partial}{\partial I} \left[\frac{I(E_0 - IK)^2}{E_0^2} \right], \quad (14)$$

отсюда $\frac{\partial}{\partial I} U(E_0, I, K) = 0$ при $I_{\text{макс}} = E_0/3K$. Это значит, что при использовании поглощающей секции утечки энергии γ -излучения в контролируемую зону с увеличением импульсного тока от нуля до $I_{\text{макс}}$ сначала возрастают, а при дальнейшем увеличении начинают убывать. Так как по определению

$$F(E_0, I, K) = \frac{U(E_0, I)}{U(E_0, I, K)},$$

то, следовательно, коэффициент эффективности быстро возрастает с током при $I > I_m = I_{\text{макс}}$.

На рис. 2 показана зависимость мощности дозы от импульсного тока, измеренная для двух случаев поглощения энергии пучка в одной из точек контролируемой зоны ускорителя при $E_0 = 15$ МэВ, $S = 7200$. Из рисунка видно наличие I_m для случая (▲), начиная с которого доза убывает. Это значение I_m качественно согласуется с рассчитанным I_m по (14). Взяв отношение мощности дозы для ● и ▲ при одинаковых импульсных токах, получим дозовый коэффициент эффективности F_d .

На рис. 3 показана полученная таким образом зависимость от импульсного тока для выбранной точки. Качественно аналогичные зависимости получены и для других точек контролируемой зоны. Сравнивая рис. 1 с рис. 3, можно видеть хорошее согласие зависимости $F(E_0, I, K)$ и F_d от тока. Таким образом, секция ускорителя, работающая в режиме поглощения, может эффективно применяться в качестве местного поглотителя ионизирующего излучения при $I > E_0/3K$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вишняков В. А. и др. «Атомная энергия», 1977, т. 42, вып. 3, с. 231.
2. Вальднер О. А., Власов А. Д., Шальнов А. В. Линейные ускорители, М., Атомиздат, 1969.
3. Комар А. П., Круглов Ф. П., Лопатин И. В. Измерение полной энергии пучков тормозного излучения от электронных ускорителей. Л., «Наука», 1972.

Поступило в Редакцию 29.08.77