

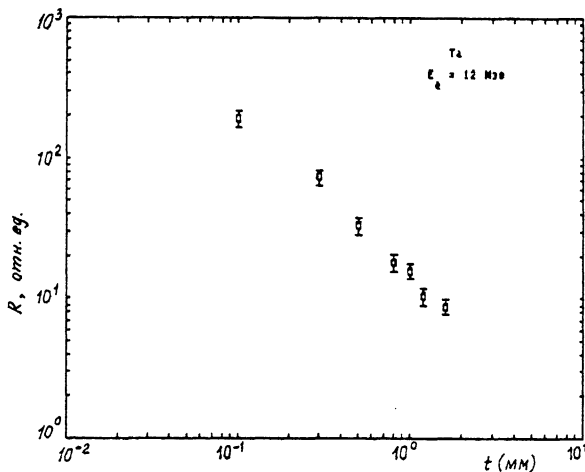
© 1993

ОБ ОПТИМАЛЬНОЙ ТОЛЩИНЕ МИШЕНЕЙ-РАДИАТОРОВ
ДЛЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ ПРИКЛАДНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

С.А. Д а н ь к о, Б.Р. М е щ е р о в

В связи с растущими потребностями в высокопроизводительном просвечивании объектов большой толщины, на протяжении последних десятилетий происходило непрерывное усовершенствование ускорителей электронов, применяемых в качестве источников тормозного излучения в практических приложениях (см., например, [1, 2]). На данный момент ситуация такова, что в большинстве случаев мощность дозы жесткого излучения, генерируемого с помощью линейных ускорителей, лимитируется работоспособностью используемой мишени, а не возможностями ускорителя [2]. По-видимому, в ближайшее время это утверждение станет справедливым и по отношению к интенсивно развивающимся и внедряемым микротронам, которые уже сейчас по своим параметрам приближаются к линейным ускорителям электронов [2, 3]. Для того, чтобы преодолеть естественное ограничение на яркость источника тормозного излучения, связанное с разрушением радиатора, обусловленным большими тепловыми нагрузками, приводящими к его локальному расплавлению и испарению, либо растрескиванию под действием термических напряжений [2, 4], применяются различные, порой достаточно сложные, способы охлаждения [2-4]. На наш взгляд, в дополнение к этому, можно указать и другой путь увеличения мощности дозы излучения, заключающийся в уменьшении толщины мишени-радиатора и увеличении тока ускорителя.

Как правило, во всех публикациях, посвященных данной проблеме, используется понятие „оптимальной толщины“ мишени, t_{opt} , приблизительно равной $0.3 \lambda_0$ (λ_0 - радиационная длина) для веществ с большим атомным номером; например, для вольфрама $t_{opt} \approx 1$ мм. Радиаторы именно такой толщины и устанавливаются обычно в радиационных головках ускорителей, используемых для просвечивания [2, 3, 5]. Этот характерный масштаб возник в результате измерения и расчетов угловой плотности тормозного излучения в направлении движения первичного пучка электронов $(\partial W_r / \partial \Omega)_0$, в зависимости от толщины мишени [2, 6, 7]. Кривые $(\partial W_r / \partial \Omega)_0$ имеют пологий максимум при толщинах от $0.1 \lambda_0$ для легких элементов до $0.3 \lambda_0$ для тяжелых. Однако в смысле изменения характера зависимости $(\partial W_r / \partial \Omega)_0$ существует и другой параметр, а именно глубина проникновения электронов в мишень t_{eq} , на которой угол многократного рассеяния электронов $\langle \theta^2 \rangle^{1/2} \approx (t_{eq} / \lambda_0)^{1/2} E_s / E_e$ ($E_s = 21.2$ Мэв, E_e - энергия электрона) [8] становится сравнимым с характерным масштабом угловой за-



зависимости сечения тормозного излучения $\theta_r \sim \gamma^{-1}$ (γ — релятивистский фактор), т.е. $t_{eq} \sim (mc^2/E_s)^2 X_0 \approx 6 \cdot 10^{-4} X_0$. Поскольку $X_0 \gg t_{opt}$, а $\gamma \gg 1$ (как правило, в рассматриваемых установках $E_e \geq 5$ МэВ), то в области толщин $t \leq t_{opt}$ можно в первом приближении считать, что $\zeta_r \equiv W_r/W_e \propto t$ и $\zeta_h \equiv W_h/W_e \propto t$; здесь $W_r + W_h$ — часть мощности электронного пучка W_e , диссипируемая в мишени, соответственно, в виде тормозного излучения (W_r) и тепла (W_h). При этом, так как $(\partial W_r / \partial \Delta_0)_0 \propto \zeta_r / \Delta_0$, а телесный угол $\Delta_0 \sim \max\{\gamma^{-2}, \langle \theta^2 \rangle\} \propto t$ зависимость от толщины отношения $R \equiv (\partial W_r / \partial \Delta_0)_0 / \zeta_h$ должна быть следующей: $R = const$ для малых t ($t_{eq} \gg t$) и $R \propto t^{-1}$ в области $t_{opt} \geq t \gg t_{eq}$.

Для иллюстрации этих качественных рассуждений были проведены расчеты величины R для электронов с энергией $E_e = 12$ МэВ в зависимости от толщины танталовой мишени. Точнее, вместо $(\partial W_r / \partial \Delta_0)_0$ использовалась величина $(\partial^2 W_r / \partial \Delta_0 \partial E_\gamma)_0$, усредненная по интервалу энергий γ -квантов $6 \text{ МэВ} \leq E_\gamma \leq 9 \text{ МэВ}$, поскольку для просвечивания важна именно жесткая часть спектра. В вычислениях использовалась стандартная программа на основе методов Монте-Карло с аналоговым прослеживанием траекторий всех частиц. Для каждого значения t разыгрывалось 30 000 историй. Результаты расчетов представлены на рисунке. Видно, что характер зависимости $R(t)$ практически в точности соответствует полученной выше оценке. Таким образом, уменьшая толщину радиатора и увеличивая во столько же раз ток ускорителя, т.е. оставляя тепловую нагрузку неизменной (имеется в виду принудительное охлаждение или теплоотвод за счет излучения), можно использовать имеющийся на сегодня резерв по току. При этом эффективность преобразования энергии электронов в тормозное излучение, естественно, уменьшится, но зато абсолютная величина мощности дозы, которая и определяет производительность установки, возрастает прак-

тически пропорционально значению тока. Более того, даже в случае дальнейшего серьезного прогресса в области сильноточных электронных пучков (например, появление и широкое внедрение в практику сверхпроводящих ускорителей непрерывного действия), при таком подходе вряд ли возникнут какие-либо проблемы, поскольку уменьшение толщины мишени от $t \sim t_{opt}$ возможно вплоть до t_{eq} , т.е. почти на три порядка. Наконец, еще один положительный момент, связанный с переходом к более тонким радиаторам — это то, что спектр излучения, который для $t \sim t_{opt}$ заметно смягчен [2, 9], приближается к неискаженному спектру Шиффа.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А д а м е н к о А.А. Современные методы радиационной дефектоскопии. Киев: Наукова думка, 1984. 215 с.
- [2] Неразрушающий контроль с источниками высоких энергий. М.: Энергоатомиздат, 1989. 176 с.
- [3] А б р а м я н Е.А. Промышленные ускорители электронов. М.: Энергоатомиздат, 1986. 248 с.
- [4] П р у д н и к о в И.А., Т р о н о в Б.Н., Т о р о п о в А.С. и др. // Доклады III Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. Т. 4. Л.: НИИЭФА, 1979.
- [5] К о в а л е в В.П. Ускорители в неразрушающем контроле. М.: Энергоатомиздат, 1983. 102 с.
- [6] К о в а л е в В.П., Х а р и н В.П., Г о р д е е в В.В., Б о р и с о в М.С. // Атомная энергия. 1971. Т. 31. В. 3. С. 289-292.
- [7] К о в а л е в В.П. Вторичные излучения ускорителей электронов. М.: Атомиздат, 1979. 198 с.
- [8] Б е т е Г.А., А ш к и н Ю. Прохождение излучения через вещество в кн.: Экспериментальная ядерная физика / Под ред. Э. Сегре. М.: Иностранная литература, 1955. Т. 1. 662 с.
- [9] Б е с п а л о в В.И., Ч а х л о в В.Л., Ш т е й н М.М. // Дефектоскопия. 1987. № 8. С. 16-24.

Поступило в Редакцию
1 марта 1993 г.