

ПРЕДЕЛЬНЫЙ ВЫХОД СЖР-ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В МНОГОПРОХОДОВЫХ РЕЖИМАХ

В.В. Рыжов, А.А. Сапожников

Основной способ увеличения выхода сверхжесткого рентгеновского излучения (СЖР-излучения, 10–100 кэВ), возникающего при торможении пучка электронов в мишени, заключается в использовании режимов многократного пересечения электронами тонкой мишени из материала с высоким атомным номером Z . Такие многопроходовые конверторы могут быть реализованы, например, в отражательном триоде с реальным или виртуальным катодом [1], при градиентном дрейфе пучка электронов в поле токопровода [2–5] или в системах с однородным магнитным полем, направленным под углом к поверхности конвертора [6]. Верхнюю оценку для энергии СЖР-излучения

ΔE_S^{id} , легко получить из анализа возможностей идеального многопроходового конвертора с бесконечно тонкой фольгой, в котором реализован полный возврат электронов на передней и задней поверхности:

$$\Delta E_S^{id} = \frac{S}{2} N \int_{10}^{100} k \frac{\partial \sigma}{\partial k} dk, \quad (1)$$

где $\partial \sigma / \partial k$ – дифференциальное сечение генерации тормозного излучения (ТИ) электронами энергии E в материале с атомным номером Z и концентрацией атомов N , S – средний полный пробег электронов. Множитель (1/2) учитывает тот факт, что лишь половина энергии ТИ генерируется за конвертор.

Для реальных систем оценка (1) всегда завышена, поскольку не учитывает поглощения излучения в фольге и вылет электронов из

конверторного узла. В данной работе получены формулы и проведен анализ предельных возможностей реальных многопроходовых систем.

Анализ характеристик СЖР-излучения в многопроходовых режимах проводился в приближении генерации фотонов в направлении прямо-вперед относительно движения рассеянного электрона, а поглощение нерассеянного излучения описывается коэффициентом поглощения μ [7]:

$$\frac{dE_g}{dk} = Nk \int_0^l G(z) \frac{\partial \sigma}{\partial k} \exp\{-\mu(l-z)/\langle \cos \theta \rangle\} \frac{dz}{\langle \cos \theta \rangle}, \quad (2)$$

где

$$\langle \cos \theta \rangle = \int \cos \theta \psi(\theta) \sin \theta d\theta -$$

средний косинус угла рассеяния электрона в мишени, $\psi(\theta)$ - угловое распределение электронов в мишени, $\partial \sigma / \partial k$ - дифференциальное по энергии фотонов сечение генерации ТИ. Здесь $G(z)$ - доля электронов, прошедших через слой z в положительном направлении:

$$G(z) = \sum_{i=1}^m f^{i-1} n_i (2(i-1)l+z) \cdot U(R_e - 2(i-1)l-z),$$

где f - коэффициент возврата электронов:

$$f = f_0 f_1,$$

а f_0 , f_1 - доля электронов, вернувшихся на переднюю и заднюю поверхность. $U(x)$ - ступенчатая функция:

$$U(x) = \begin{cases} 0., & x \leq 0.; \\ 1., & x > 0. \end{cases}$$

R_e - экстраполированный пробег, m определяет целое число пересечений в положительном направлении, которое может совершить электрон при толщине фольги l до полного поглощения. Отметим, что сечение $\partial \sigma / \partial k$ может быть вынесено за знак интеграла вследствие слабой зависимости дифференциального сечения генерации ТИ в СЖР спектре от начальной энергии электронов. Выбирая $n(z)$ в виде параболы [8] и интегрируя по толщине, получим выражение для спектра СЖР-излучения, выходящего за мишенью в m -проходовом режиме:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_g}{\partial k} = N \frac{k}{\mu} \frac{\partial \sigma}{\partial k} & \left[\sum_{i=1}^m f^{i-1} g_i^0(l') U(R_e - (2i-1)l) + \right. \\ & \left. + U((2m-1)l - R_e) f^{m-1} g_m^0(\Delta l') \exp\{-\mu'(l' - \Delta l')\} \right], \end{aligned} \quad (3)$$

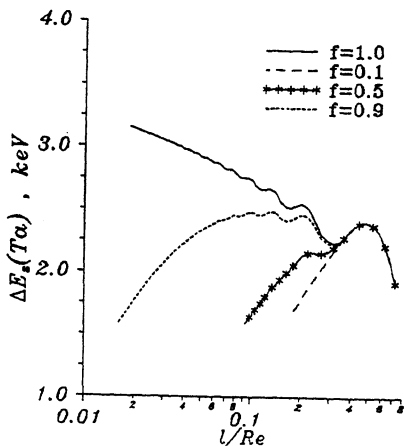


Рис. 1. Зависимость выхода энергии СЖР-излучения, генерируемой электронами с $E_0 = 1$ МэВ, от толщины конвертора из Та для различных f . Толщина измеряется в единицах экстраполированного пробега R_e .

где $\Delta l = R_e - 2(m-1)l$, $l' = l/R_e$, $\Delta l' = \Delta l/R_e$, $\mu' = \mu R_e / \langle \cos \theta \rangle$,

и $g_i^0(x) = \int_0^x n(z) \exp\{-\mu'(x-z)\} dz =$

$$= \left(a_1 - \frac{b_1}{\mu'} + \frac{2c}{\mu'^2} \right) (1 - \exp\{-\mu'x\}) + \left(b_1 - \frac{2c}{\mu'} \right) x + cx^2,$$

$$a_1 = a + 2(i-1)b'l' + 4(i-1)^2cl',$$

$$b_1 = b + 4(i-1)cl'.$$

Полный выход в СЖР-излучения ΔE_S за мишенью может быть получен интегрированием (3) по энергии от 10 до 100 кэВ. На рис. 1 показана зависимость ΔE_S от толщины Ta конвертора при различных f для моноэнергетического пучка электронов $E_0 = 1$ МэВ. Необходимые для расчета значения коэффициента поглощения фотонов $\mu(k)$ брались из таблиц [9], а сечение рассчитывалось по формуле из [10].

Из рисунка видно, что зависимость полной энергии СЖР-излучения за фольгой от толщины мишени имеет последовательный ряд максимумов $\Delta E_{max}(m, \rho)$, каждый из которых соответствует оптимальной для заданного числа пересечений m толщине фольги:

$$R_e/2m < l_{opt} < R_e/(2m-1).$$

Для идеального конвертора с увеличением числа пересечений m $\Delta E_{max}(m, f=1)$ возрастает, стремясь к своему предельному зна-

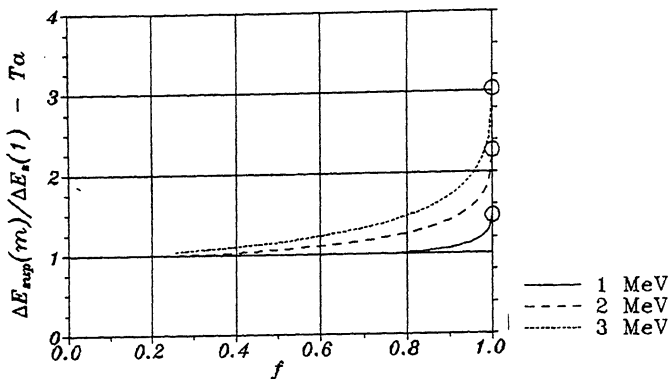


Рис. 2. Зависимость отношения энергии СЖР-излучения за Ta конвертором оптимальной толщины в многопроходовом режиме к энергии для однопроходового режима для различных $E_0 = 1, 2$ и 3 МэВ. Значками \odot показано максимальное увеличение, достигаемое в идеальном конверторе.

чению, определяемому формулой (1). Однако для реальных многопроходовых систем, у которых $f < 1$, оптимальным является конвертом с конечным числом пересечений m . Причем, чем меньше эффективность возврата электронов, тем меньше должно быть m (тем толще должна быть мишень) для получения наибольшего выхода $\Delta E_{sup}(f)$:

$$\Delta E_{sup}(f) = \sup\{\Delta E_{max}(1, f), \Delta E_{max}(2, f), \dots, \Delta E_{max}(m, f)\}.$$

На рис. 2 представлена зависимость отношения $\Delta E_{sup}(f)/\Delta E_{max}(1)$, характеризующего максимально возможное увеличение выхода СЖР-излучения в многопроходовом режиме по отношению к однопроходовому, от коэффициента возврата f для трех значений начальной энергии - 1, 2 и 3 МэВ. Из рисунка видно, что для ускорителей с $E_0 = 1$ МэВ многопроходовые режимы эффективнее однопроходовых лишь для систем с $f > 0.8$ и выход энергии в них может быть увеличен не более чем в 1.5 раза при $f = 1$. С увеличением E_0 требование к коэффициенту возврата электронов становится менее жестким, а выигрыш может быть больше.

Таким образом, коэффициент возврата электронов является важной физической характеристикой многопроходовых схем и полностью определяет оптимальные параметры и возможности этих систем.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Рыжов В.В., Шпак В.Г. А. с. 1022236 СССР // Б.И. 1983. № 21, с. 176.

- [2] O t t i n g e r P.F., G o l d s t e i n S.A. - Phys. Rev. Lett., 1980, vol. 45, N 5, p. 340.
- [3] L e e J.R., B a c k s t o r m R.C., H a l b l e i b J.A. et al. - J. Appl. Phys., 1984, vol. 56(11), p. 3175.
- [4] Б а й г а р и н К.А., З и н ч е н к о В.Ф., Л е б е д е в М.Н., Б а р и н о в Н.У. - Препринт ИАЭ-4947/7, 1989.
- [5] Д о м а н о в Е.Е., М о р г у н О.Н., Ч е р н ы й В.В. - ПТЭ, № 2, 1991.
- [6] H a l b l e i b J.A. - IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-27, 1980, p. 1469.
- [7] Р ы ж о в В.В., С а п о ж н и к о в А.А., Т у р ч а н о в - с к и й И.Ю. - Препринт ТНЦ СО АН СССР, № 22, 1991.
- [8] Б а р а н о в В.Ф. Дозиметрия электронного излучения. М., Атомиздат, 1974, 232 с.
- [9] С т о р м Э., И с р а э л ь Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения. Справочник. М.: Атомиздат, 1973, 256 с.
- [10] К о с h Н.М. and M o t z J.M. - Rev. Mod. Phys., 1959, v. 31, p. 920-955.

Институт сильноточной
электроники СО РАН,
Томск

Поступило в Редакцию
23 января 1992 г.