

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 621.384.6

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ ИСТОЧНИК ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. МОЖНО ЛИ УПРАВЛЯТЬ КАЧЕСТВОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ТОРМОЗНОГО ИСТОЧНИКА?

В. К. Гришин, Б. С. Ишханов, С. П. Лихачев, Д. А. Родионов

(НИИЯФ)

Методом компьютерного моделирования исследована эффективность новой, нетрадиционной схемы генерации тормозного излучения, в которой электронный пучок многократно пересекает тонкую мишень. Это достигается путем использования специального фокусирующего магнитного поля, возвращающего рассеянные электроны на мишень. Показано, что в исследуемой схеме наблюдается почти трехкратное повышение энергии радиационного выхода, а также уменьшение угловой расходимости тормозных фотонов.

Новая схема эффективного тормозного источника

Рентгеновское излучение чрезвычайно широко используется во многих областях фундаментальных и прикладных исследований. В наиболее распространенном типе рентгеновских источников жесткое электромагнитное излучение генерируется путем бомбардировки тормозной мишени потоком ускоренных электронов. К сожалению, эффективность преобразования энергии электронов в радиационный выход излучения оказывается весьма малой. Так, при энергии пучка электронов E_0 порядка 1–5 МэВ выход излучения не превышает 3–8% энергии пучка [1, 2]. В традиционном способе генерации тормозного излучения пучком ускоренных электронов оптимизация прибора достигается путем подбора толщины мишени. Генерация излучения растет с ростом толщины мишени, но одновременно и возрастает поглощение генерируемого излучения самой мишенью. Оптимальная толщина мишени (изготавливаемой из тяжелого металла типа W, Au, Pt) составляет примерно половину длины пробега электронов в ее веществе [1]. Тем не менее и в этом случае выход излучения не превышает трети полного потока генерируемых в мишени фотонов [3, 4].

В работе [3] предложена нетрадиционная схема генерации тормозного излучения, обещающая существенное повышение выхода. Это схема с многократным прохождением пучка через тонкую тормозную мишень. В тонкой мишени поглощение генерируемого излучения незначительно. Если суммарная толщина пересекаемого электронами вещества оказывается сравнимой с толщиной обычной мишени, то при равном потоке генерируемой радиации суммарный выход в первом случае оказывается существенно выше.

Рассматриваемая далее одна из возможных схем с многократным прохождением электронами мишени представлена на рис. 1. Камера с тонкой тормозной мишенью помещается в магнитное поле. Инжектируемые частицы пересекают мишень с потерей

определенной части энергии, а затем, совершая рециркуляцию по сворачивающимся орбитам, излучают повторно на той же мишени. Согласно оценкам, проведенным в работе [3], выход энергии излучения при многократном прохождении электронов через мишень превышает аналогичную величину в традиционных источниках в 2–4 раза (в различных диапазонах энергии фотонов).

Компьютерное тестирование предложенной схемы, проведенное в работе авторов [4] (о методике исследования см. ниже), подтвердило высказанный прогноз. Однако это тестирование не было полной аналогией экспериментальной схемы, поскольку движение частиц в магнитном поле лишь имитировалось с помощью некоторого алгоритма. Поэтому в настоящей работе проводится компьютерное тестирование представленной схемы путем прямого расчета траекторий частиц в магнитном поле. Это позволило выявить реальные возможности рассматриваемого метода повышения эффективности тормозного источника и, кроме того, указать способы управления качеством генерируемого пучка фотонов.

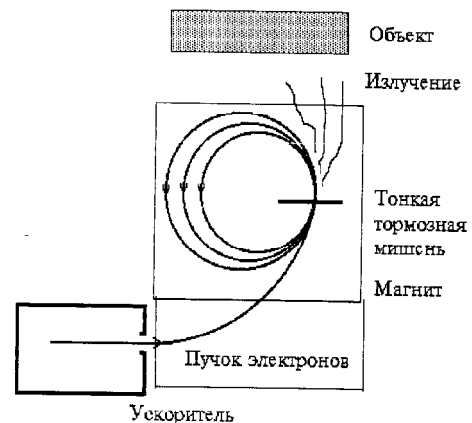


Рис. 1. Схема многократного прохождения электронного пучка через тормозную мишень в магнитном поле

Компьютерное моделирование с помощью библиотеки GEANT

В настоящей работе эффективность предложенных схем исследовалась с помощью компьютерного моделирования. Использовалась программа для IBM PC, составленная на языке программирования FORTRAN на основе библиотеки GEANT 3.15. Эта библиотека [5] представляет собой набор программ для моделирования ядерных экспериментов. Она содержит набор монте-карловских алгоритмов и данных, включающих сечения рассматриваемых физических процессов. GEANT позволяет «пропускать» исходные и вторичные частицы через экспериментальную установку, отслеживая изменение характеристик и параметры треков частиц, и получать отклик детектора. В настоящее время авторами разработана программа, позволяющая моделировать генерацию тормозного излучения при наличии магнитного поля в экспериментальном объеме. Величина магнитного поля и минимальная толщина мишени подбирались так, чтобы электроны могли совершать максимальное число циркуляций и сбрасываться на мишень при минимальной остаточной энергии (так, для вольфрамовой мишени при энергии электронов 5 МэВ минимальная толщина составляет 0,0158 см).

Как отмечалось в работе [4], при использовании простейшей магнитной конфигурации с однородным полем заметная доля частиц вследствие их рассеяния в веществе мишени может быть потеряна на горизонтальных крышках камеры уже после начальных циркуляций. Для устранения этого опасного дефекта авторами была испытана более сложная схема с неоднородным магнитным полем, величина которого убывает при удалении от центра камеры. Подобные конфигурации активно используются в различного рода ускорительных и накопительных установках [6] для удержания рассеянных частиц. В данном случае такие поля могут быть созданы экспериментально магнитами с коническими полюсами или полюсами в виде треугольных призм, ориентированных перпендикулярно плоскости мишени (мишень, естественно, между полюсами).

Наилучшие результаты получены для аксиально-симметричного поля, образуемого коническими полюсами, смещенными к центру орбиты первой циркуляции электронов. В системе координат $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$, где ось y совпадает с осью симметрии полюсов, оси x, z лежат в горизонтальной плоскости, причем ось z перпендикулярна плоскости мишени, компоненты вектора индукции \mathbf{B} такого магнитного поля в первом приближении могут быть заданы следующими модельными соотношениями:

$$B = \frac{B_0 y_0}{\alpha R},$$

$$B_x = -B \frac{xy}{Rr}, \quad B_y = B \sqrt{1 - y^2/R^2}, \quad B_z = -B \frac{zy}{Rr}$$

при $r > a$ и $B_y = B_0$, $B_{x,z} = 0$ при $r \leq a$. Здесь $R = \sqrt{y^2 + (r + \Delta)^2}$, $r = \sqrt{z^2 + x^2}$ и $\Delta = y_0 / \tan \alpha$ при $r > a$, 2α — угол между образующими полюсов магнита, $2y_0$ — расстояние между вершинами полюсов магнита. Сами вершины сглаживались с минимальным радиусом закругления a (при $a \ll y_0$). Мишень располагается в плоскости (x, y) при $x \leq 0$. Инжектируемые электроны сбрасываются на мишень в некоторой точке ($x < 0, y = 0$) параллельно оси z .

Обсуждение результатов

Авторами проведено исследование эффективности источника тормозного излучения с относительно большим (до 40 см на краях камеры) и малым зазором между полюсами. На рис. 2,а представлены интегральные эффективности традиционных и рассматриваемых источников при энергиях электронов $E_0 = 5$ и 20 МэВ и при большом зазоре между полюсами. В предложенной схеме выход излучения повышается примерно в 3 раза (правда, это происходит в основном за счет обогащения спектра мягкими фотонами). Для экспериментальной камеры с вдвое меньшим зазором эффективность источника снижается на 25%.

Отдельно следует отметить, что наличие фокусирующего поля и малая толщина мишени позволяют существенно уменьшить средний угол разлета фотонов. Действительно, величина угла Θ_γ , в пределах которого в среднем вылетают тормозные фотоны от отдельного электрона, порядка $1/E_0$. Угол многократного рассеяния электронов в толще мишени $\Theta_e \sim \sqrt{x}/E_0$, где x — толщина мишени [7], т.е. $\Theta_e \sim 1/\sqrt{E_0}$, поскольку путь, пройденный электроном в толстой мишени, примерно пропорционален энергии электрона. Суммарная расходимость фотонного потока, генерируемого электронным пучком, будет определяться статистической суммой обоих углов. Поскольку при расчетных энергиях $\Theta_e \gg \Theta_\gamma$, средний угол разлета тормозных фотонов из традиционной мишени будет заметно больше своего электромагнитного предела Θ_γ .

В тонкой мишени влияние рассеяния электронов заметно слабее. При должной настройке фокусировки большая часть электронов возвращается на мишень перпендикулярно к ее плоскости, так что в этом случае не происходит увеличения расходимости электронов, несмотря на их циркуляцию. Поэтому, имея качественную фокусировку электронов на мишень, можно снизить расходимость пучка тормозных фотонов на фактор порядка $\sqrt{x_{thick}} - \sqrt{x_{thin}}$.

Сказанное подтверждается данными расчетов, представленных на рис. 2,б, где приведены угловые распределения при энергиях 5 и 20 МэВ для тонкой мишени и фокусирующего поля и традиционной мишени оптимальной толщины. Кроме того, в процессе исследований было установлено, что на характер углового распределения выходящих из мишени фотонов можно влиять, меняя параметры фокусирующего

поля. Например, можно получить источник с двумя выделенными направлениями вылета фотонов из мишени.

Таким образом, предлагаемая схема обеспечива-

ет заметное повышение эффективности источников тормозного излучения. Кроме того, появляется возможность уменьшить угловую расходимость излучения.

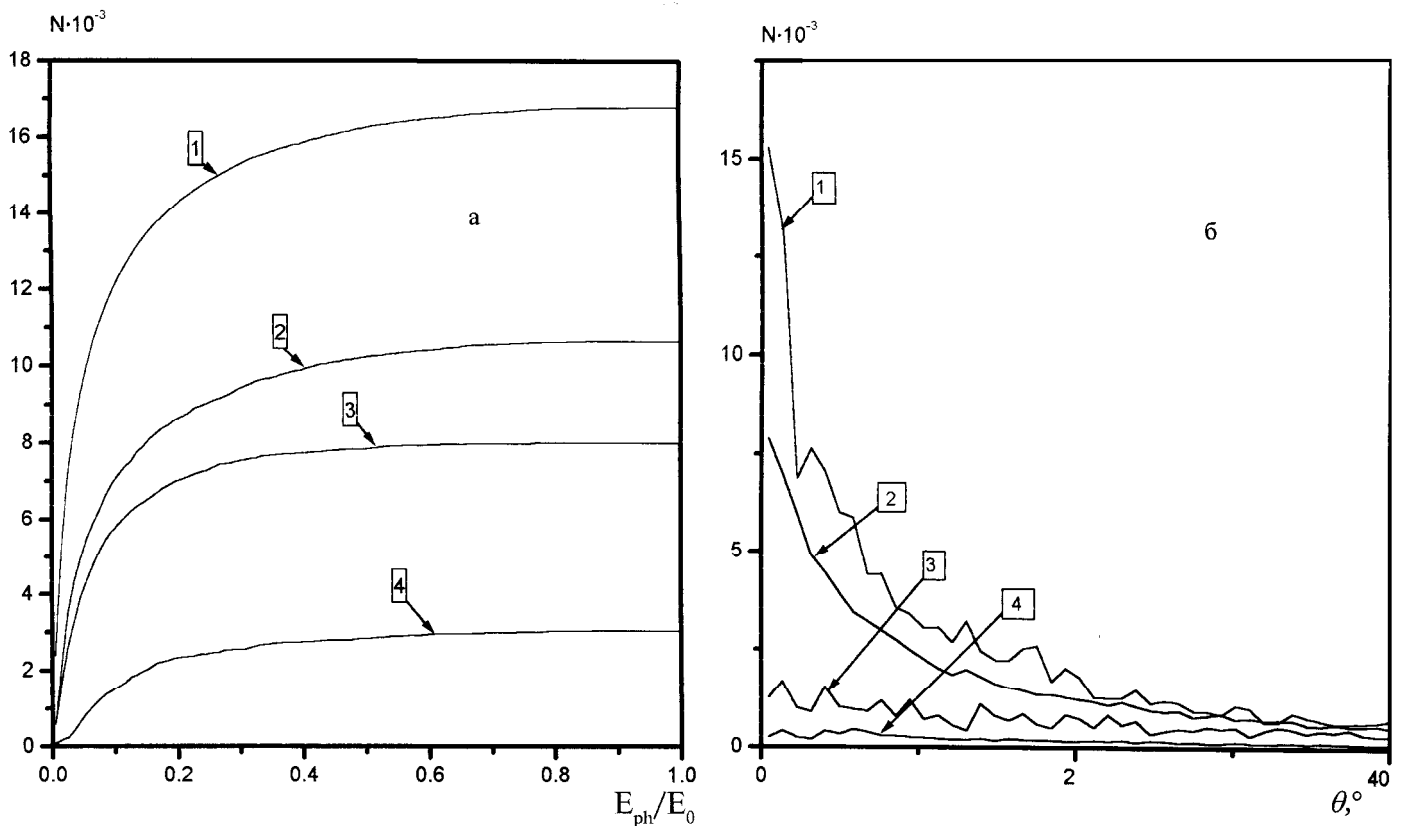


Рис. 2. Интегральный выход (а) и угловые распределения числа фотонов N (б) при начальной энергии электронов 5 МэВ (кривые 1 и 2) и 20 МэВ (кривые 3 и 4): тонкая мишень в магнитном поле (1 и 3) и толстая мишень (2 и 4) (число иницирующих электронов равно 10 000)

Литература

1. Berger M.J, Seltzer S.M. // Phys. Rev. 1970. 2, No. 3. P. 621.
2. Findlay D.J.S. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1990. B50. P. 314.
3. Гришин В.К., Ишханов Б.С., Шведунов В.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. № 1. С. 83 (Moscow University Phys. Bull. 1996. No. 1. P. 69).
4. Grishin V.K, Ishkhanov B.S., Likhachev S.P. et al. // Proc. 14th Intern. Conf. on the Application of Accelerators in Research and Industry. Denton, 1996.
5. Brun R., Bruyant F., Maire M. et al. GEANT3 (User manual). CERN, Geneva, Switzerland, 1990.
6. Коломенский А.А. Физические основы методов ускорения заряженных частиц. М., 1980.
7. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М., 1980.

Поступила в редакцию
01.07.97