

## Повышение эффективности систем дистанционного радиационного контроля на базе линейного ускорителя электронов

© Б.Ю. Богданович, Г.О. Буянов, А.В. Нестерович

Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,  
115409 Москва, Россия  
e-mail: frontlines.07@gmail.com

Поступило в Редакцию 26 октября 2020 г.  
В окончательной редакции 9 февраля 2021 г.  
Принято к публикации 11 февраля 2021 г.

Рассмотрена система предварительного „охлаждения“ пучка электронов и уменьшения угловой расходимости потока квантов за счет многократного прохождения пучка электронов в камере, помещенной в поперечное магнитное поле. Охлаждение электронного пучка обеспечивается специальной конфигурацией магнитного поля. В предложенной схеме фазовый портрет претерпевает простейшие изменения, а именно, в фольге скачкообразно возрастает, как бы „вытягиваясь“ в вертикальном направлении, но затем как бы „вращается“ вокруг начала координат, при этом достигая горизонтального положения после „фокусировки“. Таким образом, поперечные размеры пучка возрастают, а угловой разброс по крайней мере не увеличивается, как без охлаждения.

**Ключевые слова:** интроскопия, томография, тормозное излучение, выходное устройство, электронный пучок.

DOI: 10.21883/JTF.2021.07.50959.298-20

### Введение

Актуальность работ по системам инспекционного назначения подтверждает нескончаемый поток наркотиков и взрывчатых веществ, значительная часть которых пересекает границу сухопутными и морскими путями (не говоря о воздушном) [1–5].

Ускорительные комплексы мобильного базирования требуют совершенствования в части создания эффективных выходных устройств. Нетрудно видеть, что потеря более 90% фотонного пучка в коллиматорах на выходе ускорителя электронов делает время экспозиции на 2 порядка больше, чем без „обрезания“ пучка, что возможно в рассматриваемой схеме. Данное техническое решение позволяет во столько же раз (до 2 порядков) сократить время облучения, в том числе персонала, обслуживающего установку, и близлежащих объектов. Набор параллельных пучков излучения, имеющих в совокупности ограниченный размер, может менять направление в достаточно широком угловом диапазоне без громоздких и тяжеловесных коллиматоров.

Системы, обеспечивающие формирование пучка тормозного излучения малой расходимости за счет многократного прохождения через тонкую фольгу с одновременным „охлаждением“ электронного пучка в магнитном поле специальной конфигурации, предложены и испытаны ранее [1,6]. При этом максимальная энергия пучка достигала 4.5 MeV. Дозиметрические измерения показали, что метод многократного прохождения электронами тонкой конверсионной мишени увеличивает выход тормозного излучения (ТИ) примерно в 2 раза по сравнению с толстой мишенью оптимальной толщи-

ны [6]. Задача повышения эффективности таких систем особенно остро встает в связи с увеличением требований к энергии пучка, а именно, с необходимостью определения состава инспектируемого груза на предмет наличия взрывчатых веществ, т.е. с возрастанием энергии электронного пучка до нескольких десятков MeV [2]. Первичная коллимация пучка такой энергии методом диафрагмирования не дает желаемых результатов. Кроме того, необходимо увеличение глубины зондирования, что также требует возрастания энергии выше известного предела (около 10 MeV) [3]. Практическое использование гамма-излучения для получения прямых данных о содержании скрытых взрывчатых веществ стало возможным благодаря развитию ускорительной техники, созданию компактных ускорителей электронов с энергией до 100 MeV и генерации с их помощью мощных пучков гамма-излучения высоких энергий, при которых начинают ярко проявляться специфические для химических элементов взрывчатых веществ фотоядерные эффекты.

Принцип действия данной системы апробирован экспериментально и получил развитие в работах по формированию потоков тормозного излучения в системах широкоапертурного типа [4–6].

В работе [4] изложена суть метода „охлаждения“ пучка электронов и получения потока ТИ с уменьшенной угловой расходимостью в одном из вариантов в технической реализации, а именно, в системе, образованной последовательностью тонких конвертеров, установленных ступенчатым образом (так называемая „лесенка“), разделенных парами магнитных дефлекторов, обеспечивающих параллельный перенос пучка с одновременной фокусировкой. В данном случае наибо-

лее близким аналогом (прототипом) является система, описанная в работе [6]. Она представляет собой магнитную систему, обеспечивающую многократное вращение пучка электронов при прохождении через конвертер, установленный параллельно оси ускорителя, так что поток  $\gamma$ -квантов направлен перпендикулярно этой оси, что не всегда удобно с точки зрения решения задач дистанционного контроля. Фокусировка пучка обеспечивается за счет градиента магнитного поля, так что расходимость пучка перед входом в конвертер минимизируется. На ускорителе с энергией электронов (3–6) MeV достигнуто двукратное увеличение выхода тормозного излучения по сравнению с максимумом для мишени оптимальной толщины. В настоящей работе рассмотрена система, позволяющая получить пучок ТИ в направлении оси ускорителя, и существенно (в несколько раз) увеличить выход ТИ с малой расходимостью за счет оптимального выбора параметров магнитного поля и конвертера.

### 1. Принципиальная схема выходного устройства

На рис. 1 показана схема выходного устройства, формирующего потоки тормозного излучения ( $\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_i$ ), параллельные и остронаправленные. Мишени  $M_i$  ( $i = 1, \dots, J$ ) по толщине существенно меньше (приблизительно в 30–40 раз), чем „оптимальная“ толщина мишени из того же материала (медь, алюминий и т.п.). На данном рисунке ось „x“ параллельна оси пучка электронов до попадания в выходное устройство, а центр вакуумной камеры совмещен с осью вращения электронов в магнитном поле с радиусом  $R_1$  (можно

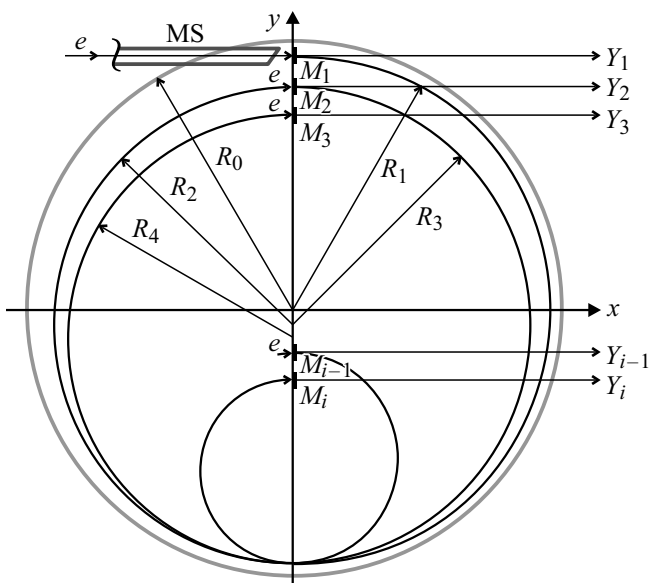


Рис. 1. Принципиальная схема выходного устройства (пояснения в тексте).

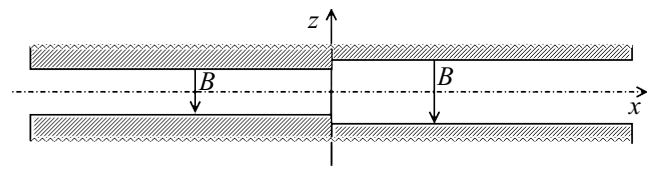


Рис. 2. Вид межполюсного зазора магнитов.

считать ее осью системы, перпендикулярной плоскости вращения).

Электроны, выходя из линейного ускорителя электронов с энергией в несколько десятков MeV, попадают в поперечные однородные (в первом приближении) магнитные поля с индукцией порядка 1Т.

Проходя через мишени  $M_i$ , электроны теряют часть своей энергии, радиус их вращения в правой половине магнитного поля (если смотреть на чертеж) незначительно больше, чем в левой за счет несколько меньшей величины индукции.

Это происходит благодаря тому, что межполюсной зазор справа больше, чем в левой половине (рис. 2). Таким образом, уже первая орбита электронов не задевает трубку из магнитомягкого материала, по которой проходит пучок в магнитное поле („магнитный экран“ — MS). Во второй мишени  $M_2$  пучок также теряет энергию на тормозное излучение и ионизацию и движется по траектории, радиус которой определяется величиной потери энергии на фольге  $M_2$  и меньшим магнитным полем, чем до фольги.

В зависимости от соотношения этих величин траектория электрона может проходить нижнюю точку „a“, через которую электрон проходил на первом обороте, а может проходить выше или ниже. Как показывает проведенный анализ, оптимальным является случай, когда все траектории проходят через точку „a“ или возле нее. Нетрудно видеть, что, например, в противоположенном случае или система оказывается неоправданно „вытянутой“ вдоль оси „Y“, или траектории „наползают“ друг на друга и на соседние мишени.

Условие прохождения всех траекторий через точку „a“ соответствует равенству изменения диаметра вращения от изменения энергии в фольге  $\delta D_{Fi}$  и от изменения магнитного поля  $\delta D_{Bi}$ , т. е.

$$\delta D_{Fi} = \delta D_{Bi} = \delta D_i. \tag{1}$$

Для релятивистского пучка

$$\frac{\delta D_i}{D_i} = \frac{\Delta B}{B} = \nu = \text{const}, \tag{2}$$

где  $\Delta B$  — разница в значении индукции в левой и правой половине зоны локализации магнитного поля, образуемая разницей величины зазора.

Значения  $D_i$  связаны соотношением

$$D_{i+1} = D_i - \delta D_i = D_i \left( 1 - \frac{\delta D_i}{D_i} \right) = D_i (1 - \nu). \tag{3}$$

В свою очередь, значения  $D_i$  и  $\gamma_i$  связаны посредством уравнения

$$\frac{\gamma_{i+1}}{\gamma_i} = \frac{D_{i+1}}{D_i} = \frac{D_i - \delta D_i}{D_i} = 1 - \frac{\delta D_i}{D_i} = 1 - \nu, \quad (4)$$

$$\Delta\gamma_i = \gamma_{i+1} - \gamma_i = \gamma_i \left( \frac{\gamma_{i+1}}{\gamma_i} \right) - 1 = \gamma_i(1 - \nu - 1) = -\gamma_i\nu, \quad (5)$$

где  $\gamma$  — относительная энергия электрона, или Лоренц-фактор.

Для соотношения  $\gamma_i$  и  $\nu$  имеем

$$\frac{\gamma_i}{\gamma_1} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \frac{\gamma_3}{\gamma_2} \dots \frac{\gamma_i}{\gamma_{i-1}} = (1 - \nu)^i \approx 1 - \nu I \quad (6)$$

( $\nu \ll 1$ ), или в окончательном виде

$$I = \left\lfloor \frac{\lg \kappa}{\lg(1 - \nu)} \right\rfloor, \quad \text{где } \kappa = \frac{\gamma_i}{\gamma_0}, \quad (7)$$

где знак  $\lfloor \dots \rfloor$  означает округление до целочисленного значения. Это соотношение удобно использовать при предварительном выборе параметров системы, исходя из общих соображений.

В частности, при  $\kappa = \frac{\gamma^I}{\gamma_1} = \frac{1}{4} \left( \frac{R_I}{R_1} = \frac{1}{4} \right)$ , и при  $\nu = 3 \cdot 10^{-2}$  имеем  $I = 45$  (45 мишеней  $M$ ), при  $\kappa = \frac{1}{3}$  получаем  $I = 36$ .

Рассмотрим, что происходит с пучком электронов при прохождении в данной системе.

## 2. Прохождение электронного пучка

Электроны, получившие импульс в направлении оси „z“, беспрепятственно полетят в направлении крышек вакуумной камеры, где и будут потеряны. Не лучше ситуация с электронами, получившими радиальный импульс (рис. 3, 4, электроны  $e_1 - e_4$ ).

Для того чтобы направить электроны перпендикулярно поверхности фольги  $M$ , необходимо изменить их

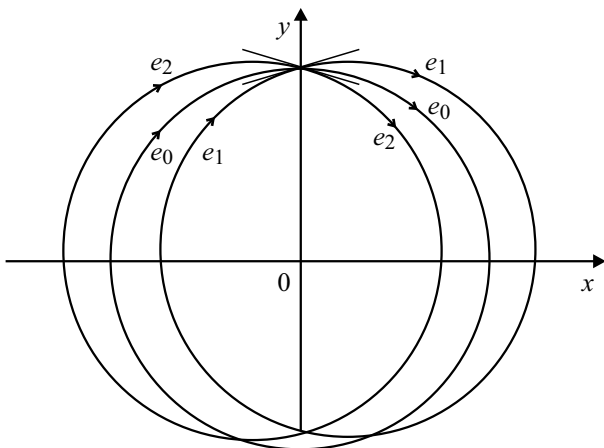


Рис. 3. Принципиальная схема траекторий электронов в медианной плоскости.

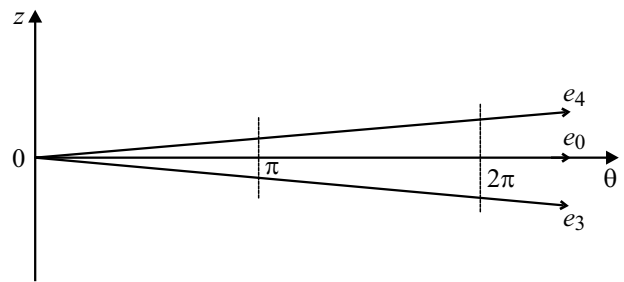


Рис. 4. Принципиальная схема траекторий электронов в вертикальной плоскости (перпендикулярной плоскости вращения (без фокусировки и охлаждения)).

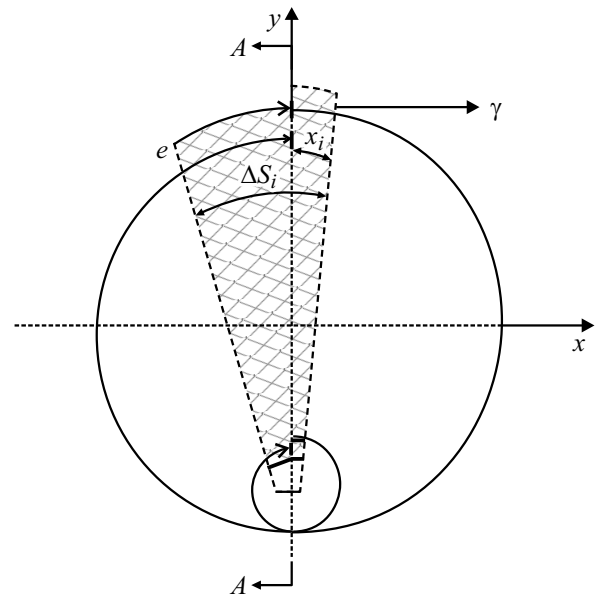


Рис. 5. Зона локализации градиентного поля (пояснения в тексте).

траектории в соответствии с условиями фокусировки. Анализируя движение электронов, замечаем, что если в направлении оси „z“ угловое расхождение сохраняется первоначальным, а пучок является расходящимся, как и при вылете из предыдущей фольги, то в радиальном направлении, в частности, вдоль оси „y“, пучок является сходящимся и влетает в последующую фольгу при том же угловом разбросе (на рис. 3 для простоты изложения показан случай без перепада индукции между половинками магнитной зоны).

Очевидно, что для компенсации углового разброса, т.е. для формирования пучка с параллельными траекториями, необходим квадрупольный магнит. Роль такого магнита может выполнить градиентное магнитное поле, являющееся, по существу, суперпозицией однородного и квадрупольного полей [7].

На рис. 5 изображена зона локализации такого поля (заштриховано), расположенная перед влетом электронов в фольгу (общий случай). На рис. 6 показано сечение

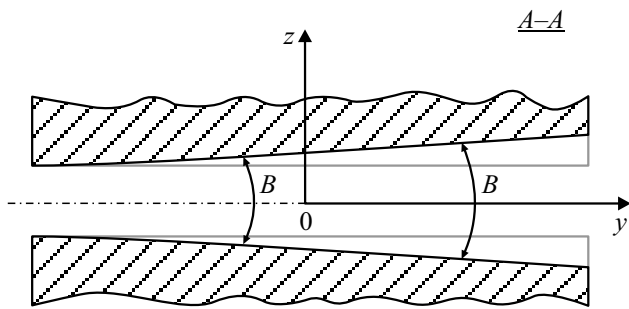


Рис. 6. Сечение магнитных полюсов в области градиента магнитного поля.

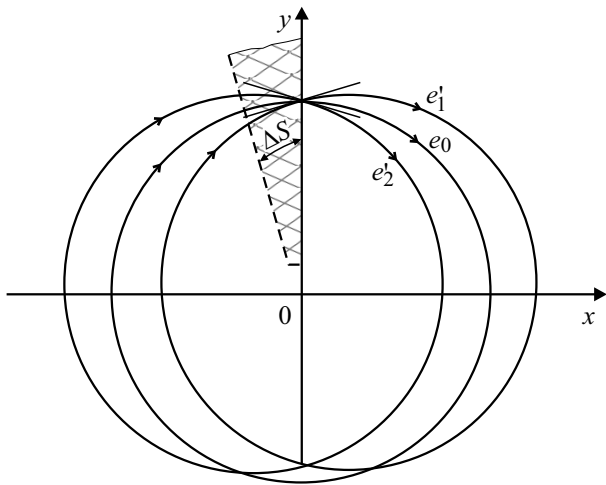


Рис. 7. Траектории электронов в области градиента поля (x, y — координаты в медианной плоскости).

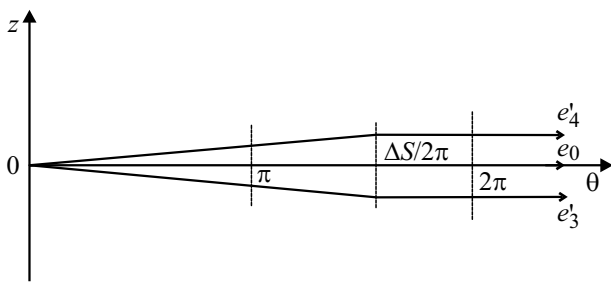


Рис. 8. Траектория электронов поля в области градиента (z, θ — координаты в вертикальной плоскости).

магнитных полюсов в этой зоне, а на рис. 7 и 8 — характерные траектории электронов при наличии такой зоны с градиентом поля (упрощенный вариант).

Оценим величину градиента магнитного поля для диапазона энергий несколько десятков MeV.

В общем случае частица, получившая импульс  $P_{\perp}$  (независимо по оси „y“ или „x“), влетает в фольгу, совершив 1 оборот, под углом  $\alpha$  на расстоянии  $r^*$

$$\alpha = \frac{P_{\perp}}{P} = \frac{\Delta R}{2\pi R_0}. \tag{8}$$

Для компенсации углового отклонения необходим такой же импульс

$$P_{\perp} = F_{\perp} \Delta t = e \Delta B \Delta S. \tag{9}$$

Отсюда получаем

$$|n| \approx \frac{R_0}{B_0} \frac{\Delta B}{\Delta R} = \frac{\gamma c}{B_0 \eta_{eo} 2\pi} \frac{1}{\Delta S}, \tag{10a}$$

в частности, для  $W_e = 100 \text{ MeV}$  ( $\gamma \approx 200$ ),  $B_0 = 0.8 \text{ T}$ ,  $\Delta S = \Delta S_1 = 0.3 \text{ m}$ , имеем  $n \approx 0.217$ .

Для практической реализации можно рассмотреть случай, когда скос магнитного полюсного наконечника осуществляется от зазора порядка (35–36) mm на внешней поверхности магнита ( $R_o = 30 \text{ cm}$ ) до зазора  $\approx (25–26) \text{ mm}$  при  $R_{25} = 7.5 \text{ cm}$ .

Для расчета величин  $\Delta S_i$  уравнение (10) перепишем в виде

$$\Delta S_i = \mu \gamma_i, \tag{10b}$$

где

$$\mu = \frac{c}{2\pi \eta_{eo} B_0 n}.$$

Для приведенного выше случая

$$\mu = \frac{2.71 \cdot 10^{-4}}{n B_0} = 1.56 \cdot 10^{-3}.$$

Выражая  $\Delta S_i$  в [cm], получим

$$\Delta S_i = 0.156 \gamma_i \text{ [cm]}. \tag{10c}$$

Для определения формы и размеров полюсных наконечников в зоне с неоднородным полем (с градиентом  $\mathbf{B}$ ) воспользуемся определением показателя спада магнитного поля:

$$n = -\frac{r_0}{B_0} \frac{dB_z}{dr}, \tag{11}$$

где  $B_0$  — среднее значение индукции в зоне локализации орбиты электрона с радиусом вращения  $r_0$ . В этой зоне (по размерам примерно равной расстоянию  $z_0$  между полюсами магнита) можно считать

$$\frac{B_0 + \Delta B}{B_0} = \frac{z_0 - \Delta z}{z_0}, \tag{12a}$$

или

$$\frac{\Delta B}{B_0} \approx -\frac{\Delta z_0}{z_0}. \tag{12b}$$

Учитывая (11), получим

$$\Delta z = (n) \frac{\Delta r}{R r_0} z_0. \tag{13}$$

Проводя вычисления для различных значений  $r_0$  (в нашем случае  $n = 0.217$ ,  $z_0$  изменяется от 7.5 до 30 cm) и

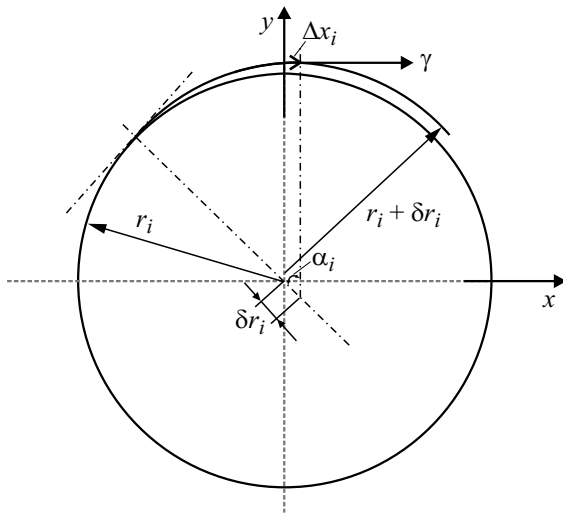


Рис. 9. Принципиальная схема прохождения электрона в области действия магнитного поля.

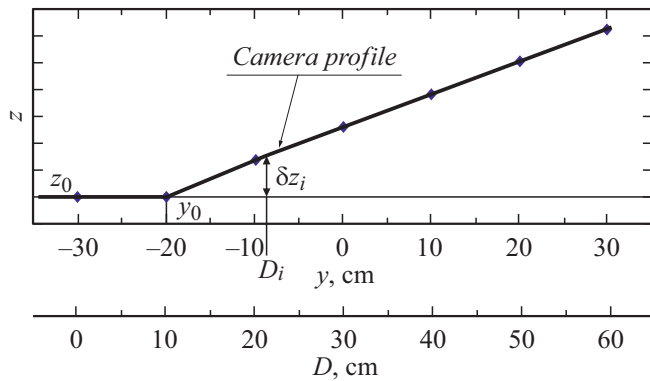


Рис. 10. Изменение профиля наконечника.

обобщая полученные результаты, получим приближенное соотношение для определения формы наконечника

$$\frac{\Delta z(y - y_0)}{\Delta y} \approx 2.7 \cdot 10^{-2} = \kappa, \quad (14)$$

$$y_0 = -20 \text{ [cm]},$$

$$z_0(y_0) = 2.6 \text{ [cm]},$$

$$\Delta z_0(y = 30 \text{ cm}) = 2.7 \cdot 10^{-2} \cdot 50 \text{ [cm]} = 1.35 \text{ cm},$$

$$z_0(y = 30 \text{ cm}) = 2.6 \text{ cm} + 1.35 \text{ cm} = 3.95 \text{ cm} (\approx 4 \text{ cm}).$$

Технически скос полюсного наконечника представляется возможным осуществить фрезерованием поверхности под постоянным углом с центром, совпадающим с центром наименьшей орбиты диаметром 15 см по оси „y“, перепад высот на каждом  $\leq 7 \text{ mm}$ .

Безусловно, данное обстоятельство влияет на искажение орбиты в целом на участке перед влетом в мишень, так что параллельность траекторий электронов не обеспечивается при прохождении всех мишеней на оси „y“ (рис. 9).

Для того чтобы вектор скорости каждого из электронов был параллелен оси „x“ при прохождении фольги (или, по крайней мере, приближался к направлению оси), необходимо смещать точки влета вправо от оси „x“ и рассматривать случай, когда медианная плоскость совпадает с плоскостью градиента. Смещение точки расположения мишени, в которой касательная к траектории параллельна оси „x“, определяется величиной

$$\Delta x_i = \delta r_i \sin \alpha, \quad (15)$$

где

$$\alpha = \frac{\Delta S_i}{\pi D_i}, \quad \delta r_i = r_i \frac{\delta B(r_i)}{B_0}.$$

Учитывая, что

$$\frac{\delta B(r_i)}{B_0} \approx -\frac{\Delta z_i}{z_0},$$

$$\Delta z_i = \kappa(y_i - y_0),$$

где  $\kappa = 2.7 \cdot 10^{-2}$  (см. (14)),  $y_0 = -20 \text{ [cm]}$ , получим  $y_i = (D_i - 30) \text{ [cm]}$ .

Смысл преобразований поясняется на рис. 10, где показано изменение профиля наконечника для рассматриваемого варианта.

Значения  $\Delta x_i$  для рассмотренного варианта сведены в график на рис. 11.

Точки на графике соединены отрезками прямых линий для наглядности. На том же рисунке показаны значения  $\Delta S_i$  в зависимости от номера орбиты „i“.

Для оценки величины коэффициента усиления  $K_i$  интенсивности потока фотонов на оси системы (рис. 1) в дальней зоне (без учета воздушной среды), т.е. при расстояниях  $L \gg D_0$ , может быть использовано выражение

$$K_i = \frac{\sum_{i=1}^i \Delta \gamma_i [\lambda(\gamma_i)] (\gamma_i)^2}{\sum_{i=1}^i \Delta \gamma_i [\lambda(\lambda_i)] (\gamma_i^*)^2} = \frac{\sum_{i=1}^i \Delta \gamma_i [\lambda(\gamma_i)] (\gamma_i)^2}{\sum_{i=1}^i \frac{\Delta \gamma_i [\lambda(\lambda_i)]}{\sum_{i'=1}^i \left(\frac{1}{\gamma_{i'}}\right)^2}}, \quad (16)$$

$$\theta_{\gamma_i}^* = \sqrt{\sum_{i'=1}^i \left(\frac{1}{\gamma_{i'}}\right)^2}$$

— угол расхождения потока квантов после  $i$ -го прохождения фольги без охлаждения,  $\theta_{\gamma_i} \approx \frac{1}{\gamma_i}$  — угол расхождения потока квантов после  $i$ -го прохождения фольги с

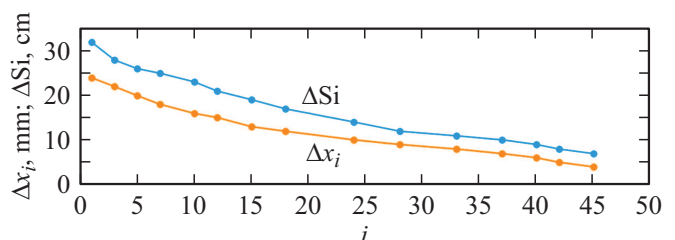


Рис. 11. Зависимость  $\Delta x_i$  от номера пластины  $i$ .

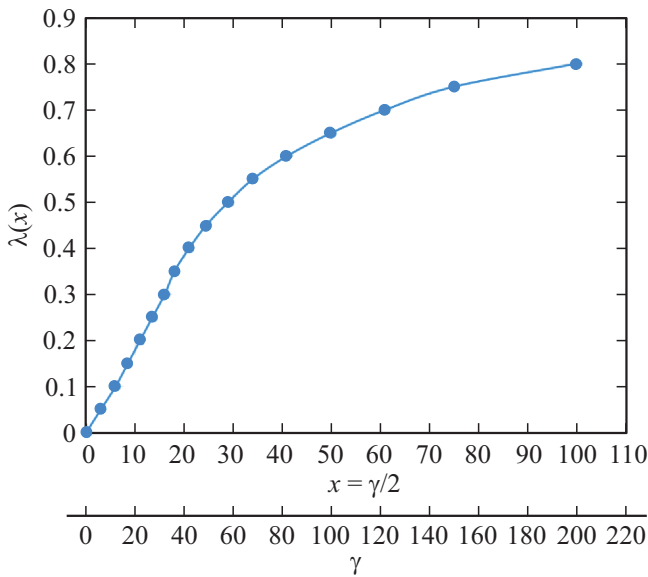


Рис. 12. Зависимость  $\lambda$  от параметра  $x$ .

охлаждением;  $J_i = \frac{\Delta \dot{\gamma}_i [\lambda(\gamma_i)]}{\theta_i^2}$  — плотность потока энергии фотонов (отн. ед.);  $\theta_\gamma = \theta_e C$ , где  $C$  — постоянная, зависящая от свойств материала мишени (для бесконечно тонкой мишени) [8];  $\theta_e \sim \frac{1}{\gamma}$ ;  $\theta_\gamma \approx \theta_e$ . Электрон после излучения фотона движется под таким же средним углом относительно первоначального направления [9].

Пересчет от угла для „бесконечно тонкой мишени“ к мишени при кратных и при многократных столкновениях может быть сведен к простому введению коэффициента, зависящего от толщины мишени  $t$  и вещества мишени [8]. Так что его введение ничего не меняет в формуле (16) — в числителе и знаменателе один и тот же коэффициент сокращается. Здесь, справедливости ради, необходимо отметить, что величина  $t$  одинакова (или меняется незначительно при разных актах прохождения электронов, т.е. для орбит разного радиуса и энергии).

Площадь потока фотонов  $S_i$  пропорциональна  $D_i$  и  $\frac{1}{\gamma_i^2}$ . Значения  $\lambda(\gamma_i)$  могут быть вычислены по аппроксимирующей формуле

$$\lambda(\gamma_i) \approx 0.08487\sqrt{\gamma_i} - 2 \cdot 10^{-3}\gamma_i, \quad (17)$$

которая может быть выведена на основе нахождения коэффициентов приближенной зависимости вида  $\lambda(x) = a\sqrt{x} + bx$  из графика  $\lambda(x)$ , построенного исходя из нескольких известных значений [9] — (рис. 12).

$$\lambda(\gamma_i) = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}}. \quad (18)$$

Значения  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}$  и  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}$  берутся для текущих значений энергии ( $E = E_0\gamma_i$ , где  $E_0 = 0.511$  MeV — энергия покоя электрона).

Потери на синхротронное излучение пренебрежимо малы, и составляют всего около 0.045 keV на оборот при энергии 100 MeV и радиусе поворота 0.2 м [10].

На рис. 13 показаны зависимости  $Q_{\gamma_i}$  для случаев с охлаждением и без охлаждения (со звездочкой).

На рис. 14 показана зависимость  $K_j$  от числа орбит, из которой видно, что увеличение  $i$  более 35 не дает существенного увеличения выхода фотонов в данном варианте, т.е. можно было бы рассчитывать, например, не на 46, а на 35 орбит, если учитывать только фактор, связанный с охлаждением.

Однако этот коэффициент  $K_j$  должен был бы быть умножен на коэффициент  $K'_j$ , учитывающий эффект, связанный с отсутствием поглощения и рассеяния фотонов в веществе мишени, как в традиционном варианте с единственной мишенью оптимальной толщины.

Данный коэффициент можно оценить, сравнивая угол расхождения пучка излучения в двух случаях — без учета данного факта, т.е. рассеяния в веществе конверсионной мишени, и с учетом этого факта. Расчет по программам, апробированным сравнением с экспериментом [6], дает следующие усредненные значения угла:

1) толщина медной мишени 0.7 mm — от 1.6 до 36°, 14 mm — 4°.

В нашем расчете без учета фактора рассеяния в меди:

1) 0.7 mm — 0.4°, 14 mm — 4°.

Коэффициент усиления  $\bar{K}'_j$  может достигать величины в диапазоне 16–50. При самом „скромном“ варианте ( $\bar{K}'_j = 16$ ) можно рассчитывать на совокупный эффект для 10 фольг  $\bar{K}_\Sigma \approx 10-12$  ( $K'_j$  выбран равным 5, так как 10 фольг примерно соответствуют четверти расстояния, проходимого фотонами в 46 фольгах).

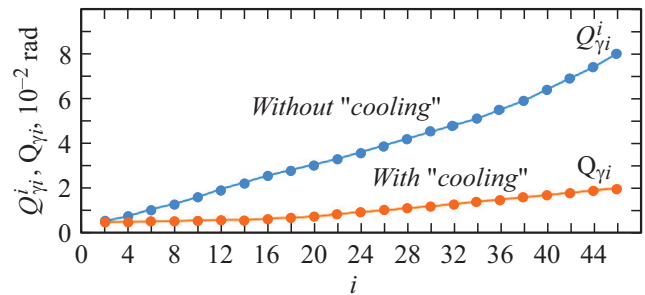


Рис. 13. Зависимость  $Q_{\gamma_i}$  и  $Q_{\gamma_i}^*$  от номера  $i$ .

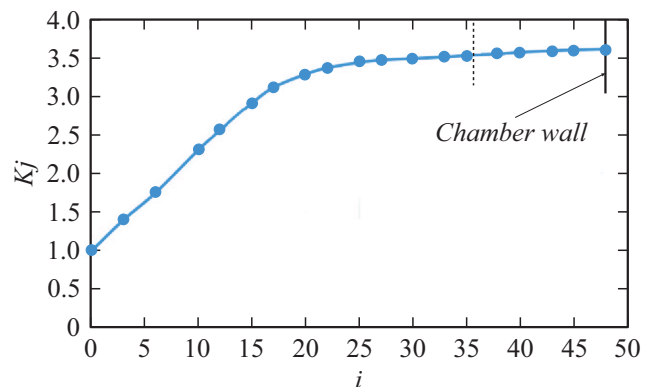
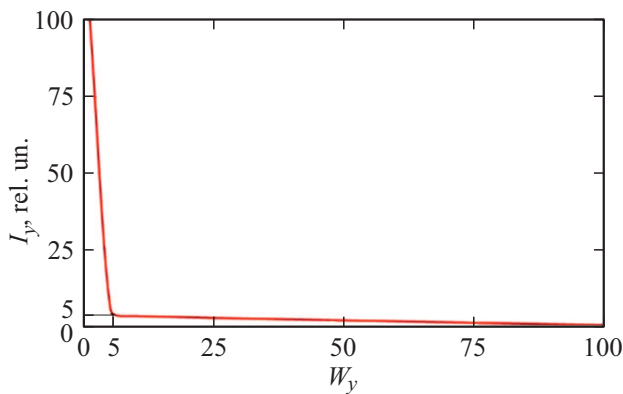
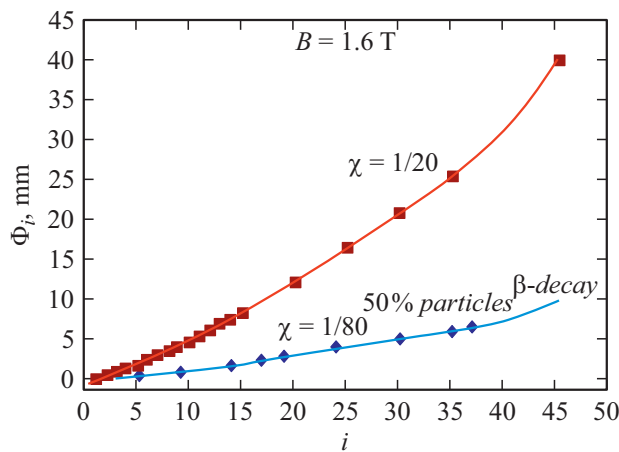


Рис. 14. Зависимость  $K_j$  от  $j$ .



**Рис. 15.** Энергетический спектр тормозного излучения от электронов с энергией  $W_e = 100 \text{ MeV}$ ,  $\Sigma \Delta m_i = 15 \text{ mm}$ ,  $f(x') \approx 5 \cdot 10^{-2}$ ,  $x' \approx 5 \cdot 10^{-2}$ ,  $\frac{(W_\gamma)}{W_{\gamma, \max}} \approx 1.14 \cdot 10^{-2}$ .



**Рис. 16.** Изменение диаметра пучка электронов с номером  $i$  (при  $i = 35$ ,  $\Delta m_i = 393 \text{ [}\mu\text{m]}$ ,  $E_{35} = 35 \text{ MeV}$ ,  $\Delta m_{35} = 310 \text{ [}\mu\text{m]}$ ,  $\frac{E_{i, \max}}{E_{\max}} = 0.35$ ).

Оценим, как меняются размеры электронного пучка в межполюсном зазоре магнита (вакуумной камере) по мере прохождения через фольги (рассеяние) и „раздувания“ пучка при вращении. Наиболее критично это в направлении оси „z“, так как пучок может высаживаться на стенки камеры, теряя интенсивность.

На рис. 15 показан один из характерных спектров фотонов тормозного излучения.

Анализ спектров для множества сочетаний параметров в рассматриваемом диапазоне показал, что  $\chi$  изменяется приблизительно от 1/20 до 1/80. На рис. 16 показаны зависимости изменения диаметра пучка электронов  $\Phi_i$  от числа оборотов при индукции 1.6 Т (в 2 раза больше, чем ранее). Это сделано потому, что в первом варианте пучок начинает касаться стенки и теряется по мере вращения. При расчетах использованы выражения

$$\Phi_i = \chi \sum_{i'=1}^i S_{i'} \sum_{i''=1}^{i'} \left( \frac{1}{\gamma_{i''}} \right)^2, \quad (19)$$

$$(\Theta_e)_i = \chi \sqrt{\sum_{i'=1}^i \left( \frac{1}{\gamma_{i'}} \right)^2}, \quad (20)$$

$$(\Theta_e)_1 = \sqrt{(\Theta_{e1}^0)^2 + (\Theta_{e0})^2} = \Theta_{e1}^0 = (\Theta_\gamma)_1 \chi = \frac{1}{\gamma_1}, \quad (21)$$

$$\Phi_i = \Phi_{i-1} + S_i (\Theta_e)_{i'}; \quad (S_i = \pi D_i). \quad (22)$$

Это, однако, не влияет на результаты оценки  $K_i$  для бесконечно тонкой мишени.

Рассчитаем толщины фольг  $\Delta m_i$  для каждой из траекторий. Для этого используем соотношения

$$\Delta m_i = \frac{\Delta E_i}{\rho \left( \frac{dE_i}{dx} \right)_\Sigma}, \quad (23)$$

где  $\rho$  — плотность вещества мишени;

$$\left( \frac{dE_i}{dx} \right)_\Sigma = \left( \frac{dE_i}{dx} \right)_{ion} + \left( \frac{dE_i}{dx} \right)_{rad}$$

— суммарное значение потерь энергии электрона на ионизацию и излучение, значения которых табулированы [9].

На рис. 17 показана зависимость  $\left( \frac{dE_i}{dx} \right)_\Sigma$  от  $\gamma$ , при расчетах использована аппроксимация

$$\frac{dE_i}{dx} (\gamma_i) \approx 2.76 + 3.75 \cdot 10^{-2} (\gamma_i - 40). \quad (24)$$

При этом использованы соотношения

$$\frac{dE(\gamma_i)}{dx} = 2.76 + \xi (\gamma_i - 40),$$

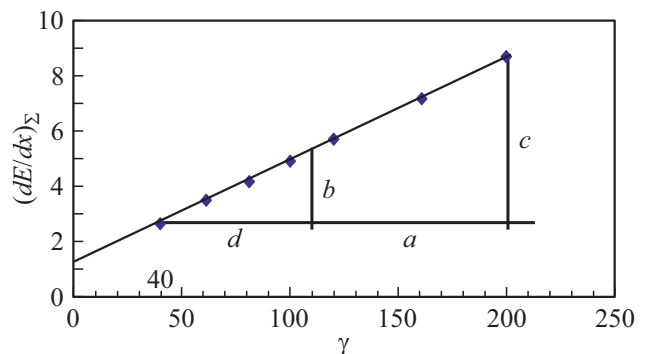
$$\xi = \frac{(8.756 - 2.760)}{160} = 3.75 \cdot 10^{-2},$$

$$\frac{b}{d} = \frac{a}{c} \rightarrow b = \frac{ad}{c},$$

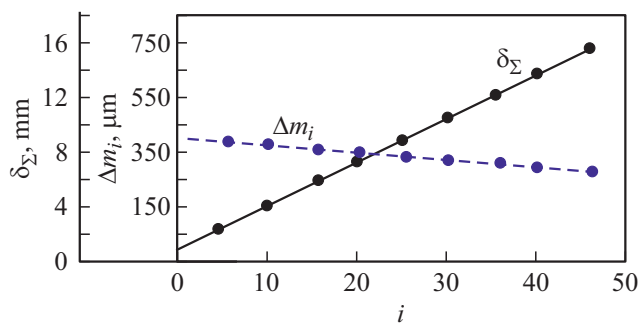
$$c = 200 - 40 = 160,$$

$$a = 6.756 - 2.76,$$

$$b = \gamma_i - 40.$$



**Рис. 17.** Зависимость суммарных потерь энергии электрона от  $\gamma$  (аппроксимация).



**Рис. 18.** Зависимость толщины меди при вращении пучка от номера орбиты электрона.

Значения толщин меди  $\Delta m_i$ , соответствующих каждому прохождению, приведены на рис. 18. Там же показано изменение полной толщины меди  $\delta_\Sigma$ , преодолеваемой электронами после прохождения „i“ фольг (одной фольги разной толщины в разных местах).

Коэффициент конверсии энергии электронов в излучение составляет  $\sim 75\%$  для меди и  $\sim 85\%$  для вольфрама.

## Заключение

Расчет динамики частиц в системе формирования пучка тормозного излучения на выходе ускорителя показал, что задача повышения интенсивности излучения может быть успешно решена, что особенно важно для ускорителей на энергию более 10 MeV (до 100 MeV и более). В частности, согласно результатам расчета, интенсивность может быть увеличена как минимум в несколько раз. Проведенные вычисления дают основания для проектирования систем, обеспечивающих „просвечивание“ инспектируемого объекта на большую глубину, а область детектируемых элементов расширена, в частности, при детектировании взрывчатых веществ, за счет применения пучков с более высокой энергией, где применение известных коллимирующих устройств малоэффективно (отношение „сигнал–шум“ в них практически мало зависит от энергии).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] B.Yu. Bogdanovich, V.V. Kudinov, A.V. Nesterovich, E.A. Tsygankov, V.V. Janenko. *Bulletin American Phys. Society*, **42** (3), 1388 (1997).
- [2] А.С. Белоусов, А.И. Карев, Е.И. Малиновский, В.Г. Граевский, Е.И. Тамм, Ю.А. Коняев, Ю.М. Кочегаров, В.П. Милованов, А.С. Румянцев, Р.Р. Илющенко, Р.Г. Майструк, Н.И. Ханюченко, А.А. Орлов, С.В. Твердохлебов. *Наука — производству*, **6** (31), 33 (2000).
- [3] S. Kutsaev, R. Agustsson, A. Arodzero, S. Boucher, J. Hartzell, A. Murokh, F. O'Shea, A.Yu. Smirnov. *Phys. Proced.*, **90**, 115 (2017). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2017.09.036>
- [4] Б.Ю. Богданович, А.В. Нестерович, А.Е. Шиканов, М.Ф. Ворогушин, Ю.А. Свистунов. *Дистанционный радиационный контроль с линейными ускорителями: в 2 т. Линейные ускорители для генерации тормозного излучения и нейтронов* (Энергоатомиздат, М., 2009), т. 1, 272 с.
- [5] Б.Ю. Богданович, А.В. Нестерович, А.Е. Шиканов, М.Ф. Ворогушин, Ю.А. Свистунов. *Дистанционный радиационный контроль с линейными ускорителями: в 2 т. Комплексы радиационного контроля* (Машиностроение, М., 2012), т. 2, 284 с.
- [6] Б.Ю. Богданович, В.И. Каминский, В.В. Кудинов, А.В. Нестерович, В.А. Сеньюков. *Атомная энергия*, **115** (1), 37 (2013).
- [7] А.Н. Лебедев, А.В. Шальнов. *Основы физики и техники ускорителей* (Энергоиздат, М., 1981), т. 1, 192 с.
- [8] Г. Штауб, Г.-А. Бете, Ю. Ашкин. *Экспериментальная ядерная физика*, под ред. Э. Сегре. (ИИЛ, М., 1955), т. 1, 662 с. [Пер. с англ.: G. Staub, G.-A. Bethe, Yu. Ashkin. *Experimental Nuclear Physics*, ed. by E. Segre. (John Wiley & Sons, NY., 1953), v. 1, 789 p.]
- [9] В.П. Ковалев. *Вторичные излучения ускорителей электронов* (Атомиздат, М., 1979, 198 с.)
- [10] А.Н. Лебедев, А.В. Шальнов. *Основы физики и техники ускорителей* (Энергоиздат, М., 1982.), т. 2, 240 с.