

02;10;12

©1993 г.

ГЕНЕРАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ТОНКОЙ МИШЕНИ МИКРОСЕКУНДНЫМ РЭП, ЗАХВАЧЕННЫМ В ПРОБКОТРОН

*С.Г.Воропаев, В.С.Койдан, С.В.Лебедев, П.И.Мельников,
В.В.Филиппов, М.А.Шеглов*

Описаны эксперименты по получению тормозного излучения с помощью мощного микросекундного электронного пучка (1 МВ, 50 кА, 3 мкс, 60 кДж). В качестве источника используется тонкая фольга, расположенная между двумя сильными магнитными пробками. Исследовано влияние материала и толщины фольги, а также ее положения относительно магнитных пробок на эффективность генерации тормозного излучения. Показано, что данная схема обеспечивает увеличенный выход мягкого тормозного излучения в диапазоне 10–50 кэВ и практически не влияет на режим работы генератора пучка.

Введение

Источники тормозного излучения используются в различных приложениях. В большинстве из этих приложений важным параметром является удельная энергия, поглощенная в исследуемом образце. Величина поглощенной энергии определяется как исходным потоком фотонов, так и коэффициентом их поглощения в материале. Этим обстоятельством определяется интерес к получению тормозного излучения с увеличенным выходом в мягкой области спектра.

Стандартный подход к получению тормозного излучения состоит в использовании мишени из материала с большим атомным номером Z с толщиной порядка длины пробега электронов пучка. В этом случае спектр фотонов ограничен снизу поглощением в материале мишени и для энергии электронов ~ 1 МэВ и $Z \sim 70$ (W, Ta) нижняя граница спектра лежит в районе 100 кэВ.

Для увеличения выхода излучения в мягкой области спектра используются схемы с тонкой мишенью и многократным прохождением электронов пучка через мишень. Многократное прохождение электронов через мишень реализуется, например, в схемах с дрейфовым движением электронов в магнитном поле прямого тока [1,2]. Другой подход состоит в реализации схемы с осциллирующими электронами, в которой пучок с

током, существенно превышающим предельный вакуумный, инжектируется в дрейфовую область. При этом происходит образование виртуального катода и электроны пучка осциллируют между катодом ускорителя и виртуальным катодом ^[3-5]. Последняя схема может быть эффективно реализована только при небольшой длительности пучка (< 100 нс), поскольку в случае мощных микросекундных РЭП происходит быстрая нейтрализация пространственного заряда пучка ионами, образующимися на мишени и анодной фольге ускорителя ^[6].

В настоящей работе рассматривается возможность использования отражения пучка от магнитных пробок (захват сильноточного РЭП в магнитную ловушку) для реализации режима многократного прохождения пучка через тонкую мишень. Для этого электронный пучок инжектируется в магнитную ловушку через входную магнитную пробку. В пробкотроне устанавливается тонкая рассеивающая фольга, которая и является конвертором тормозного излучения. В результате прохождения через эту фольгу электроны пучка рассеиваются и некоторая их часть отражается от выходной пробки. Отразившиеся электроны начинают осциллировать между магнитными пробками и многократно пересекать фольгу, теряя в ней свою энергию. Подбором толщины фольги можно обеспечить захват значительной части пучка в ловушку при толщине фольги существенно меньше длины пробега электронов. Привлекательность данного подхода состоит в следующем: а) отсутствует влияние отраженных (осциллирующих) электронов на работу диода ускорителя, в частности на его импеданс, в отличие от систем с виртуальным катодом; б) имеется возможность работы с пучками микросекундной длительности, поскольку в данном случае не возникает вопроса о нейтрализации пространственного заряда пучка и исчезновении виртуального катода.

Схема эксперимента и диагностики

Эксперименты проводились на установке У-1 ^[7]. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Электронный пучок (0.8 МВ, 60 кА, 3 мкс, 60 кДж) генерируется в квазиплоском диоде с графитовым катодом. Диаметр катода 21 см, зазор анод-катод 5-8 см. После прохождения через тонкую анодную фольгу 7 (алюминизированный лавсан 10 мкм) пучок адиабатически сжимается в продольном магнитном поле, нарастающем от 3-5 кГс в диоде ускорителя до 60-100 кГс в пробке, и попадает в пробкотрон с пробочным отношением 11, образованный катушками 2 и 3. Расстояние между магнитными пробками 40 см. В случае, когда в пробкотроне отсутствует рассеивающая фольга 8, пучок без потерь проходит через вторую пробку и попадает на коллектор 10, расположенный в магнитном поле 3-5 кГс. В экспериментах использовались рассеивающие фольги из Al, Ti, Ta различной толщины. Их положение могло изменяться, как показано на рис. 1. Большая часть описываемых экспериментов была проведена при пробочном отношении в области расположения мишени, равном 11.

Ток пучка на входе и выходе из ловушки, а также полные токи в различных частях установки измерялись поясами Роговского RC1-RC6. Размер излучающей области и однородность рентгеновского излучения определялись с помощью рентгеновского ЭОП на основе микроканальной пластины ^[8]. Временное разрешение ЭОП составляло 0.3 мкс, пространственное ~ 0.5 см. Интенсивность жесткого тормозного излучения

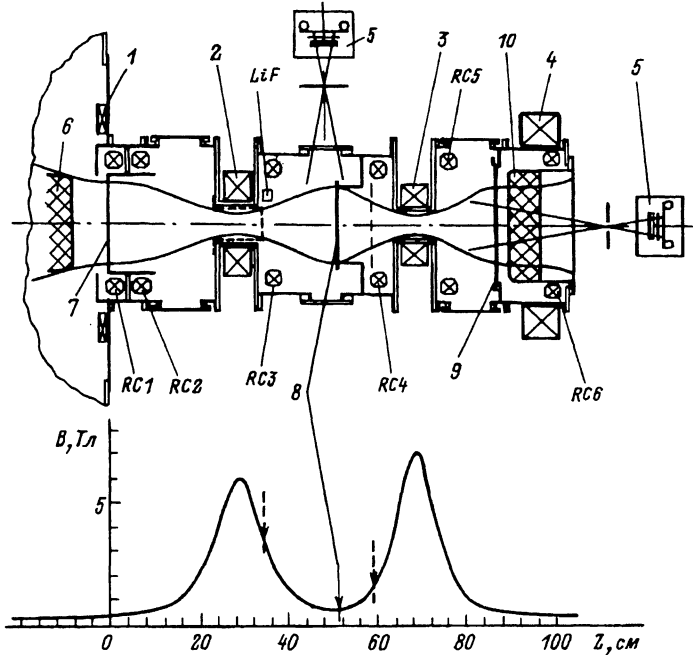


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1-4 — катушки магнитного поля, 5 — рентгеновский ЭОП, 6 — катод ускорителя, 7 — анодная фольга, 8 — мишенная фольга (другие возможные места установки мишени показаны пунктиром), 9 — разделительная фольга коллектора пучка, 10 — коллектор, LiF — место установки термолюминесцентных дозиметров. Внизу распределение магнитного поля вдоль оси установки.

регистрировалась рпн-диодом. Интегральная за импульс доза рентгеновского излучения определялась с помощью термолюминесцентных детекторов (ТЛД) из LiF [9], размещенных в вакуумной камере на расстоянии 15 см от мишени. Для оценок спектрального состава тормозного излучения проводились измерения дозы за поглощающими фильтками различной толщины. Результаты этих измерений сравнивались с расчетными значениями.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Эффективность торможения пучка в мишени. Типичные сигналы, иллюстрирующие эффективность торможения пучка в мишени, показаны на рис. 2. Напряжение на диоде U достигало 0,8 МВ, ток инжектируемого в ловушку пучка I_1 достигал 60 кА к концу импульса. Длительность импульса ~ 3 мкс определялась диодным зазором, который в данном случае составлял 6 см. Величина тока пучка на выходе из ловушки I_b (измерялась поясом RC6) менялась в зависимости от толщины мишенной фольги в ловушке. Разница между токами I_1 и I_b представляет собой ток электронов, тормозящихся в мишени. Энергосодержание инжектируемого пучка $Q_1 = \int UI_1 dt$ составляло 60 кДж. Были проведены эксперименты, в которых изменялись толщина мишени и ее материал. Эффективность поглощения инжектируемого пучка в мишени

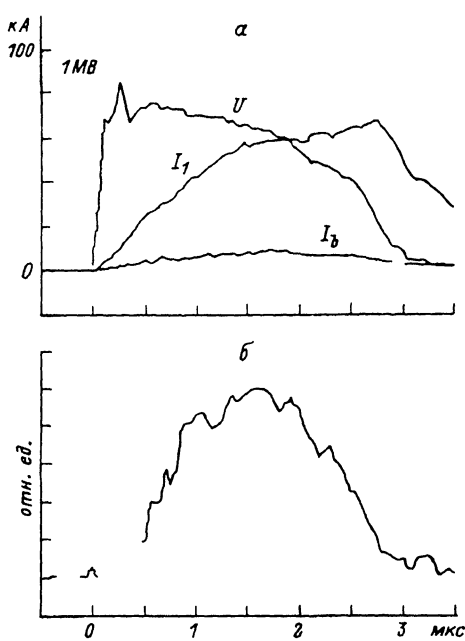


Рис. 2.

а — U — напряжение на диоде ускорителя,
 I_1 — ток инжектируемого в ловушку пучка,
 I_b — ток пучка на выходе из ловушки.
 Мишень — 30 мкм Та в середине ловушки.
 б — сигнал pin-диода (отн. ед.).

$(Q_1 - Q_b)/Q_1$, где Q_b — энергия пучка на выходе, регистрируемая калориметром 10, в зависимости от толщины мишени ($\text{г}/\text{см}^2$) представлена на рис. 3. Видно, что эффективное поглощение пучка в мишени (более 80%) происходит при толщине фольги $0.02 \text{ г}/\text{см}^2$, что составляет около $1/20$ от экстраполированной длины пробега электронного пучка.

Экспозиционная доза тормозного излучения, определенная с помощью ТЛД при использовании в качестве мишени Ti фольги толщиной 100 мкм, составила без фильтра — 1400 Р, за фильтром 0.5 мм Cu — 340 Р, за фильтром 1 мм Mo — 290 Р.

Размер излучающей области и однородность тормозного излучения определялись с помощью рентгенового ЭОП. Варианты расположения ЭОП относительно мишени показаны на рис. 1. Диаметр излучаю-

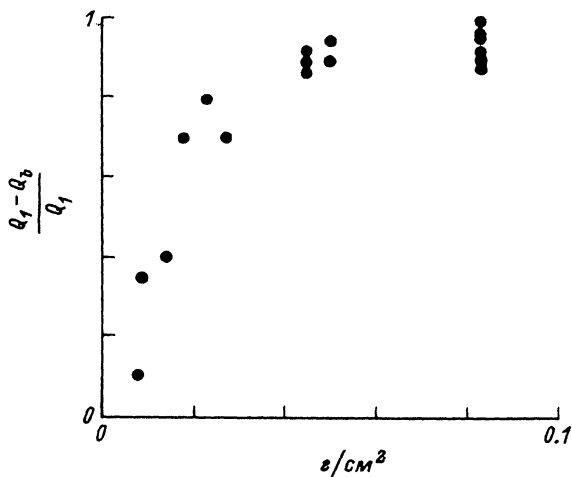


Рис. 3. Зависимость эффективности поглощения инжектируемого пучка в мишени от толщины мишени (Ta, Ti, Al).

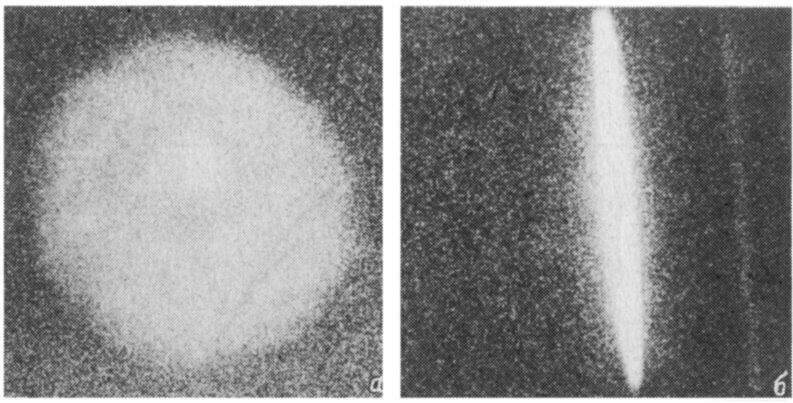


Рис. 4. Снимки мишени полученные рентгеновским ЭОП.

Длительность экспозиции 0.3 мкс. Справа снимок, полученный через боковое окно, на котором более слабое изображение соответствует отражению рентгеновского излучения от боковой поверхности окна.

щей области соответствовал ожидаемому размеру пучка согласно ходу силовых линий магнитного поля и составлял 14 см для пробочного отношения 11 и 10 см для пробочного отношения 5. В течение всего импульса излучение распределено однородно по поверхности мишени. Типичные снимки мишени, полученные в момент максимума мощности тормозного излучения (~ 2 мкс), приведены на рис. 4.

Спектральный состав тормозного излучения и тонкой мишени. Форма спектра тормозного излучения при полном торможении электронов в среде рассчитывалась многими авторами (см., например, [10,11]). Для оценки выхода и спектрального состава тормозного излучения из рассматриваемого в настоящей работе конвертора мы воспользуемся результатами расчетов [12].

Распределение энергии по спектру тормозного излучения $J(\varepsilon)$ без учета самопоглощения в мишени можно записать в виде $J(\varepsilon) = n(E) \times F(\varepsilon/E)$ (МэВ/МэВ/электрон). Здесь $n(E)$ — относительный выход тормозного излучения, E — исходная энергия электронов пучка, ε — энергия фотонов, $F(\varepsilon/E)$ — универсальное спектральное распределение тормозного излучения. Наличие поглощения в мишени можно учесть, введя некоторую эффективную толщину поглотителя $d_{\text{эф}}$ и умножая $J(\varepsilon)$ на $\exp(-m(\varepsilon) \cdot d_{\text{эф}})$, где $m(\varepsilon)$ — линейный коэффициент поглощения в материале мишени. Величина $d_{\text{эф}}$ выбиралась порядка 0.3–0.5 толщины мишени. Вычисленный таким образом спектральный выход тормозного излучения из W мишени при полном поглощении пучка в мишени и различных $d_{\text{эф}}$ показан на рис. 5. Видно, что при использовании в качестве конвертора тормозного излучения тонкой мишени с многократным прохождением пучка существенно увеличивается выход мягкого рентгена в области энергий 10–100 кэВ.

По известной спектральной интенсивности излучения можно найти интегральное за импульс спектральное распределение экспозиционной дозы $dD/d\varepsilon$

$$\frac{dD}{d\varepsilon} = \int \frac{J(\varepsilon)I(t)g(\varepsilon) \exp(-m(\varepsilon)d_{\text{эф}} - m_f(\varepsilon)d)}{4\pi R^2 f e} dt,$$

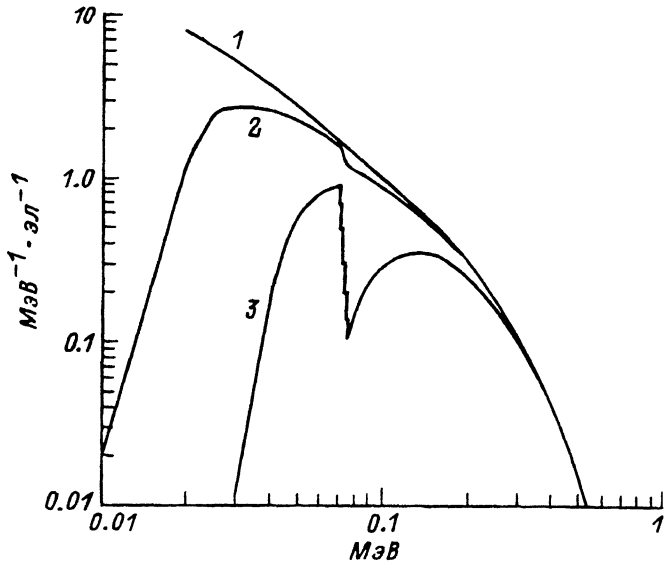


Рис. 5. Спектральный выход тормозного излучения из вольфрамовой мишени. 1 — без учета самопоглощения; 2,3 — эффективная толщина мишени 15 и 150 мкм соответственно. Энергия электронов 0.6 МэВ.

где $g(\varepsilon)$ — коэффициент поглощения энергии фотонов в воздухе; $m_f(\varepsilon)$ — линейный коэффициент поглощения в дополнительном фильтре толщиной d ; $I(t) = I_1 - I_b$ — ток пучка на мишень; e — заряд электрона; R — расстояние от мишени до точки наблюдения; f — геометрический множитель, равный 0.75 для точки измерения дозы, отмеченной на рис. 1.

Вычисленное спектральное распределение дозы для различных эффективных толщин мишени и использованных в эксперименте фильтрах приведено на рис. 6. Если проинтегрировать величину $dD/d\varepsilon$ по энергии

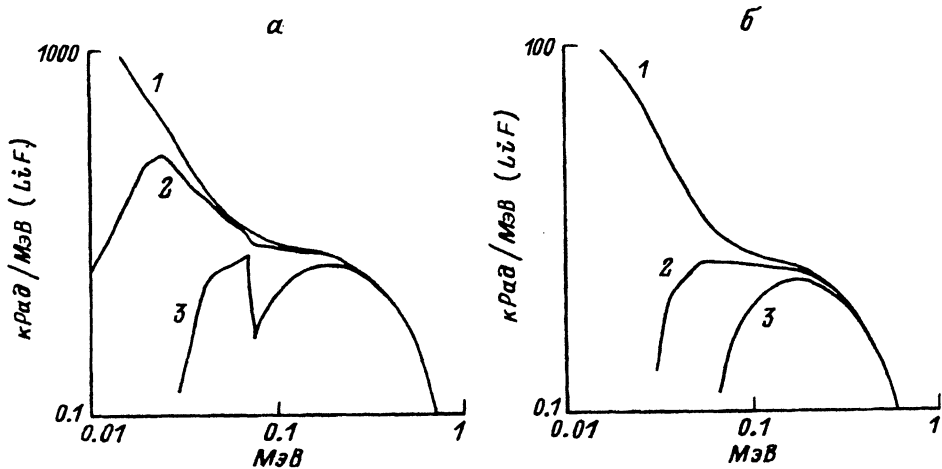


Рис. 6. Интегральное за импульс спектральное распределение дозы на расстоянии 15 см от мишени для параметров пучка, соответствующих рис. 2.

а — для вольфрамовой мишени с эффективной толщиной 0 (1), 15 (2) 150 мкм (3); б — для мишени из титана с эффективной толщиной 50 мкм (1 — без дополнительного фильтра, 2 — за фильтром из меди толщиной 0.5 мм, 3 — за фильтром из молибдена 1 мм).

Мишень			Доза (P) на расстоянии 15 см за фильтрами		
	материал	толщина, мкм		Cu, 0.5 мм (E > 40 кэВ)	Mo, 1 мм (E > 90 кэВ)
Расчет (Q ₁ = 60 кДж)	W	150	1700	1500	1200
	W	15	3900	2000	1500
	Ti	100	1700	400	300
Эксперимент	Ti	100	1400	350	290

фотонов, то получим величину экспозиционной дозы за выбранным фильтром. Зависимость дозы от энергии отсечки использовавшихся в экспериментах фильтров приведена в таблице, где приведены также дозы, измеренные за соответствующими фильтрами с помощью термомюлинецентных дозиметров для случая, когда в качестве мишени использовалась Ti фольга толщиной 100 мкм. Видно, что наблюдается соответствие измеренного и ожидаемого спектрального состава тормозного излучения. Величина экспозиционной дозы, содержащейся в фотонах с энергией менее 50 кэВ, составляет около 1000 P за импульс на расстоянии 15 см от мишени.

Влияние мишени на работу диода ускорителя. Один из вопросов, требующих рассмотрения при реализации данной схемы получения тормозного излучения, заключается в определении степени влияния отраженных от мишени электронов на работу микросекундного диода. Известно, что при расположении мишени из материала с большим Z непосредственно в диоде ускорителя либо в магнитной пробке наблюдается существенное изменение режима работы диода: происходит более ранний переход диода в биполярный режим и значительно сокращается длительность генерации пучка [6,13,14]. В случае, когда мишень является анодом ускорителя, эти изменения связаны как с более интенсивным плазмообразованием на аноде, так и с отражением части электронов от мишени в диодный зазор. Если же мишень расположена за анодной фольгой в магнитной пробке, то основным фактором, влияющим на работу диода, становятся отраженные от мишени электроны. При тонких анодных фольгах эти электроны совершают большое число осцилляций между катодом и магнитной пробкой до их поглощения в фольге. Поэтому даже при небольшом коэффициенте отражения электронов плотность осциллирующих электронов может быть значительной, что приводит к существенному уменьшению импеданса биполярного диода и затем к его закорачиванию. Как было показано в [6], при инжекции пучка в сильную магнитную пробку (коэффициент сжатия 20) заметное влияние на работу диода начинается уже при доле отраженных электронов порядка нескольких процентов.

При реализации рассматриваемой в настоящей работе схемы с расположением рассеивающей фольги в пробкотроне доля электронов, вылетающих в диод, определяется величиной пробочного отношения $M = H_{\max}/H_t$, где H_{\max} — поле в пробке 2 (рис. 1), а H_t — поле в месте расположения мишени. Если это пробочное отношение достаточно велико, то влияние мишени на работу диода должно быть незначительным.

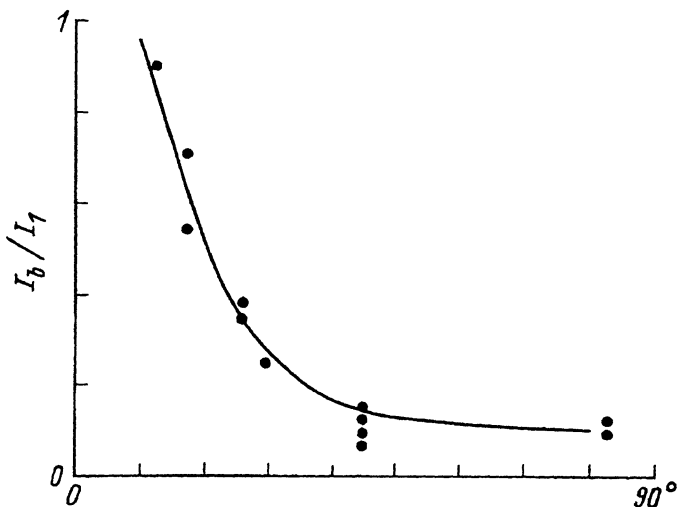


Рис. 7. Доля тока пучка, проходящего на коллектор в зависимости от среднеквадратичного угла рассеяния электронов пучка в мишенной фольге.

Точки — результаты измерений, сплошная линия — расчетный коэффициент прохождения при однократном рассеянии в фольге. Энергия электронов пучка 0.6 МэВ.

Экспериментальная оценка количества электронов, вылетающих в диод ускорителя, может быть получена следующим образом. Ток электронов, приходящий на выходной коллектор и измеряемый поясом РС6, складывается из двух частей. Во-первых, это часть электронов исходного пучка, которые сразу проходят через вторую пробку, т.е. имеющие после прохождения через мишень питч-угол $\theta < \theta_M = \arcsin(1/\sqrt{M})$. Во-вторых, это часть захваченных в пробкотрон электронов, которые из-за рассеяния в мишени попадают в конус потерь ($\theta < \theta_M$) и покидают пробкотрон. При большом числе прохождений через мишень захваченных электронов и одинаковой величине магнитного поля в пробках токи электронов, вылетающих на коллектор и в диод ускорителя, примерно одинаковы. Доля тока пучка, не захваченного в пробкотрон и сразу прошедшего на коллектор, легко рассчитывается по известным толщине мишени, пробочному отношению M и энергии электронов. Сравнивая ее с измеренной величиной тока на выходной коллектор, можно оценить ток выходящих из ловушки захваченных электронов. Результаты такого сравнения для пробочного отношения $M = 11$ приведены на рис. 7. Видно, что измеренные и расчетные значения этих токов хорошо совпадают между собой и, следовательно, при достаточно большом пробочном отношении количество электронов, вылетающих в диод ускорителя, весьма незначительно.

Для повышения яркости источника тормозного излучения необходимо, однако, использовать минимально возможные пробочные отношения (для увеличения плотности тока пучка на мишени). Поэтому были проведены эксперименты, в которых положение фольги изменялось так, что величина пробочного отношения менялась от $M = 2$ до 11. Результаты экспериментов показывают, что при величине пробочного отношения $M = 6$ режим работы диода (длительность импульса и изменение во времени импеданса) не отличается от случая, когда вместо мишени устанавливается графитовый коллектор. При меньших пробочных отношениях

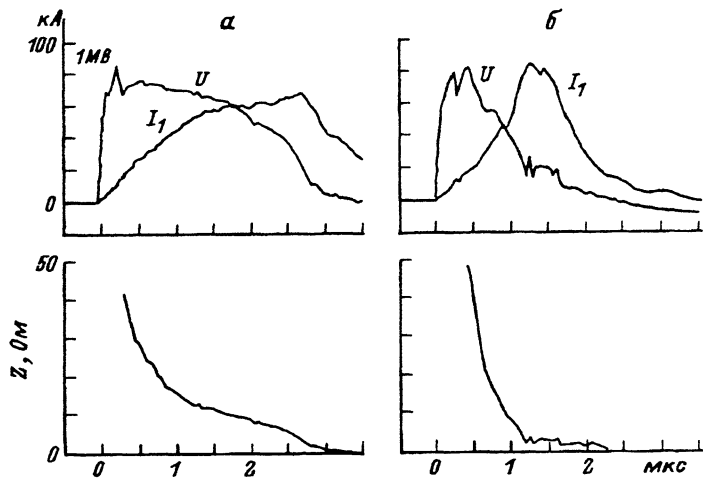


Рис. 8. Влияние положения мишени на работу диода ускорителя.
 а — пробочное отношение $H_{\max}/H_t = 8$, б — 2. Внизу показано изменение импеданса диода во времени.

импеданс диода, как видно из рис. 8, падает заметно быстрее. В результате при пробочном отношении $M = 5$ длительность импульса сокращалась в 1.5 раза, а при $M = 2$ — в 2-3 раза и время работы диода не превышало 1 мкс. Таким образом, в нашем случае эффективная реализация рассматриваемой схемы оказалась возможной при пробочных отношениях $M > 6$.

Заключение

В настоящей работе рассмотрена и экспериментально реализована при использовании микросекундного РЭП новая схема конвертора тормозного излучения с увеличенным выходом излучения в мягкой области спектра.

Основные результаты состоят в следующем.

1. Найлены условия, при которых происходит практически полное поглощение электронного пучка в тонкой мишени. В наших экспериментах до 90% пучка поглощалось в фольге с толщиной $1/20$ от экстраполированной длины пробега электронов пучка.

2. Показано, что рассмотренная схема обеспечивает существенное увеличение выхода мягкого тормозного излучения в диапазоне энергий 10-50 кэВ по сравнению со стандартным конвертором.

3. При поглощении электронного пучка с энергосодержанием 60 кДж в Ti мишени толщиной 100 мкм измеренная величина экспозиционной дозы на расстоянии 15 см от мишени в мягкой области спектра (менее 50 кэВ) составила 1 кР/импульс. При использовании вольфрамовой мишени толщиной около 10 мкм и пучка с энергосодержанием 180 кДж ^[15] экспозиционная доза в этом диапазоне составит 15 кР/импульс.

4. Измеренное распределение выхода тормозного излучения по сечению мишени однородно. Размер излучающей области определяется отношением величин магнитного поля на мишени и в пробке. Минимальный размер излучающей области ограничен появлением эффектов влияния отраженных электронов на работу генератора пучка.

В заключение авторы выражают благодарность В.Я.Чудаеву и Ю.В.Макухе за проведение дозиметрических измерений, а также Ю.И.Деулину за конструирование элементов установки.

Список литературы

- [1] *Lee J.R., Backstrom R.C., Halbleib J.A. et al.* // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. N 11. P. 3175-3181.
- [2] *Cherny V.V., Morgun O.N., Magaram S.E., Domanov Ye. Ye.* // Proc. of 8th Intern. Conf. on High-power Particle Beams. Novosibirsk, 1990. Vol. 2. P. 703-708.
- [3] *Рюттов Д.Д., Ступаков Г.В.* // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 4. С. 566-577.
- [4] *Аржанников А.В., Бурдаков А.В., Койдан В.С., Рюттов Д.Д.* // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. Вып. 1. С. 19-22.
- [5] *Phelps D.A., Mondelli A.A., Korn P.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1976. Vol. PS-4. P. 246.
- [6] *Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др.* // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 7. С. 817-826.
- [7] *Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др.* // Письма в ЖТФ. 1987. Вып. 7. С. 431-435.
- [8] *Баскаков Н.В., Борисенко И.Р., Брюхневич Г.И. и др.* // ПТЭ. 1987. № 1. С. 220.
- [9] *Альбииков З.А., Веретенников А.И., Козлов О.В.* Детекторы импульсного ионизирующего излучения. М.: Атомиздат, 1978. 173 с.
- [10] *Wyard S.J.* // Proc. Phys. Soc. 1952. Vol. 65A. P. 377.
- [11] *Halbleib J.A.* // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 9. P. 4103-4109.
- [12] *Баркова В.Г., Чудаев В.Я.* // Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 81-78. Новосибирск, 1981.
- [13] *Prono D.S., Creedon J.M., Smith I., Bergstrom N.* // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 8. P. 3310-3319.
- [14] *Phelps D.A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1978. Vol. 6. N 1. P. 76-82.
- [15] *Astrelin V.T., Chikunov V.V., Koidan V.S. et al.* // Proc. of 8th Intern. Conf. on High-power Particle Beams. Novosibirsk, 1990. Vol. 1. P. 288-292.

Институт ядерной физики СО РАН
Новосибирск

Поступило в Редакцию
15 октября 1992 г.
В окончательной редакции
20 апреля 1993 г.