

04;07;12

## Мягкое рентгеновское излучение при наносекундном диффузном разряде в воздухе атмосферного давления

© И.Д. Костыря, В.Ф. Тарасенко

Институт сильноточной электроники СО РАН,  
634055 Томск, Россия  
e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 5 мая 2009 г.)

На основе газового диода, заполненного воздухом атмосферного давления, и генератора СЛЭП-150 создан источник мягкого рентгеновского излучения с эффективной энергией квантов  $\sim 9$  keV и субнаносекундной длительностью импульса. За сетчатым заземленным катодом с помощью коллектора зарегистрирован электронный пучок, а также импульс положительной полярности, который обусловлен электрическим полем положительных ионов, окружающих сетку. Показано, что интенсивность мягкого рентгеновского излучения от источника на основе газового диода определяется материалом потенциального массивного анода и возрастает с увеличением порядкового номера элемента материала анода. Показано, что при аноде из тантала в экспозиционную дозу дают вклад рентгеновские кванты с эффективной энергией  $\sim 9$  и  $\sim 17$  keV.

### Введение

С середины 1960-х гг. известно, что при пробое различных газов атмосферного давления генерируются пучки убегающих электронов и рентгеновское излучение (см. обзоры [1–4] и ссылки в них). Данный эффект, который был предсказан в работе [5], обусловлен появлением в плазме разряда убегающих электронов с повышенной энергией. Наиболее легко рентгеновское излучение из газового диода регистрируется при неоднородном электрическом поле в промежутке с катодом, который имеет малый радиус кривизны, и при малой ( $< 1$  ns) длительности фронта импульса высокого напряжения. Однако экспозиционные дозы рентгеновского излучения и число электронов за фольгой газового диода, полученные до 2003 г. в воздухе атмосферного давления, были очень малыми ( $0.1$  mR и  $10^9$  электронов соответственно, см. монографию [6] и ссылки в ней).

В 2003 г. в Институте сильноточной электроники СО РАН экспериментально было показано, что амплитуду сверхкороткого лавинного электронного пучка (СЛЭП) за фольгой газового диода можно существенно увеличить [7–9]. Работы [7–9], а также теоретические работы, выполненные под руководством С.И. Яковленко в институте общей физики РАН [3,9] (см. литературу в томе Трудов ИОФАН [10]), снова повысили интерес к исследованиям генерации пучков убегающих электронов и рентгеновского излучения при давлении  $1$  atm и выше. За последние пять лет исследований условий генерации рентгеновского излучения и пучков убегающих электронов, а также методов их регистрации, были получены новые важные результаты. Установлено, что при наносекундном разряде в воздухе атмосферного давления амплитуда СЛЭП, измеряемая за тонкими фольгами, составляет десятки–сотни ампер, например, в воздухе атмосферного давления  $\sim 50$  A, что соответствует  $\sim 2.7 \cdot 10^{10}$  электронов за анодной фольгой газового диода [11]. Показано, что длительность импульса

тока пучка на полувьсоте со всей поверхности фольги газового диода равняется  $\sim 100$  ps при напряжении на промежутке  $100$ – $200$  kV [4] и  $\sim 200$  ps при напряжении  $25$  kV [12]. При фокусировке пучка убегающих электронов в газовом диоде магнитным полем с коллектора малого размера зарегистрирована длительность импульса тока на полувьсоте  $\sim 50$  ps [13]. Обнаружено, что угол разлета убегающих электронов при генерации СЛЭП превышает  $2\pi$  sr [14].

Также были найдены условия, при которых экспозиционная доза рентгеновского излучения существенно увеличивается. За окном газового диода, заполненного воздухом атмосферного давления, при наносекундной длительности импульса высокого напряжения была получена экспозиционная доза рентгеновского излучения  $\sim 1.5$  mR [14]. Данная доза была зарегистрирована в режиме генерации СЛЭП с наибольшей амплитудой. На промежуток подавались импульсы напряжения отрицательной полярности от генератора РАДАН-220. Анод был выполнен из медной фольги толщиной  $20$   $\mu$ m, который соединялся с корпусом газового диода. Энергия рентгеновских квантов за окном газового диода была сравнительно высокой. В экспозиционную дозу основной вклад вносили две группы рентгеновских квантов с эффективной энергией  $\sim 30$  и  $\sim 80$  keV. С генератором СЛЭП-150, напряжение пробоя обострительного разрядника которого было в  $1.5$  раза меньше, чем у генератора РАДАН 220, экспозиционная доза составила  $\sim 0.6$  mR [14]. Отметим также работы [15,16], в которых изучались характеристики разряда и рентгеновского излучения в протяженном промежутке, заполненном воздухом атмосферного давления, при длительности фронта импульса напряжения  $\sim 10$  ns. Было установлено, что рентгеновское излучение анизотропно и является торсионным излучением электронов, ускоренных в прикатодной области в начале фазы проводимости разряда до энергии  $30$ – $80$  keV [16]. В работе [17] было показано, что при субнаносекундном разряде в аргоне и возду-

хе регистрируются рентгеновские кванты с энергией от 10 до 150 keV. Результаты моделирования методом Монте-Карло объясняли полученный в [17] результат. Однако значения экспозиционной дозы за анодом, по-видимому, из-за ее малости в работах [15–17] не приводились. Недостатком источника коротких импульсов рентгеновского излучения, описанного в [14], является распространение в одном направлении с рентгеновскими квантами электронов пучка значительной амплитуды и энергии, который регистрировался и за медной фольгой толщиной 20 мкм. Как показали наши исследования [4], алмазные и полупроводниковые детекторы (в частности СППД11-04), а также фотопленка РФ-3 имеют чувствительность к электронам пучка, в несколько раз большую, чем к рентгеновским квантам. Данное обстоятельство затрудняет применение рентгеновского излучения, формируемого в газовых диодах, а также регистрацию параметров рентгеновского излучения. В 2009 г. [18] было показано, что при использовании потенциального плоского анода в газовом диоде, заполненном воздухом атмосферного давления, за тонкими (десятки микрон) фильтрами из алюминия можно получать потоки рентгеновских квантов без электронов пучка. Экспозиционная доза за окном газового диода в условиях [18] достигала  $\sim 3 \text{ mR}$ , а измеренная длительность импульса рентгеновского излучения не превышала на полувысоте 600 ps.

Цель данной работы — исследовать генерацию рентгеновского излучения в газовом диоде с потенциальным плоским анодом и определить условия получения наибольших экспозиционных доз мягкого рентгеновского излучения (с эффективной энергией рентгеновских квантов  $\leq 10 \text{ keV}$ ) в воздухе атмосферного давления при субнаносекундной длительности импульса рентгеновских квантов, а также установить природу рентгеновского излучения.

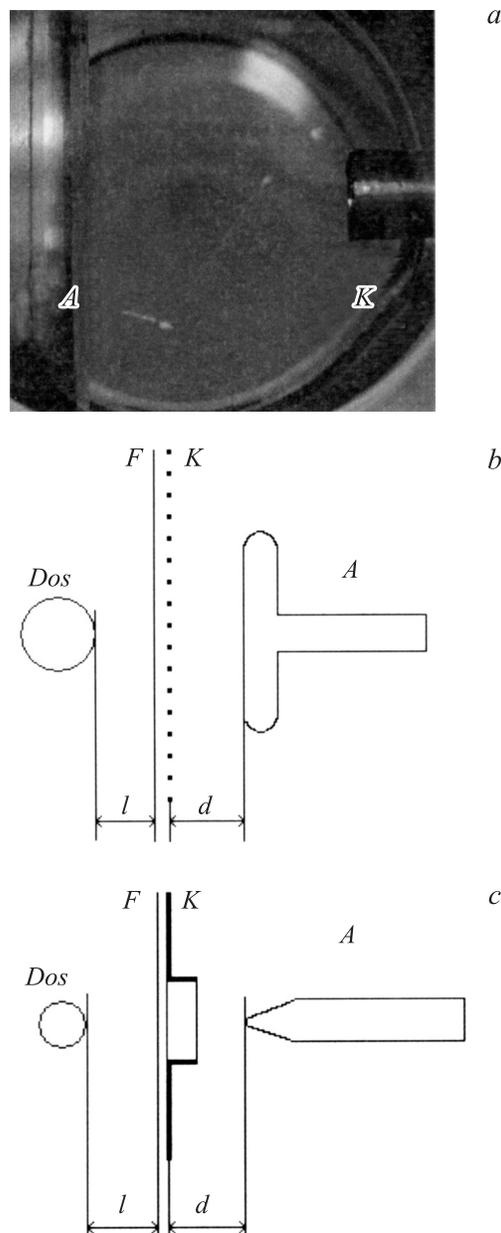
Отметим, что получать значительные экспозиционные дозы мягкого рентгеновского излучения с субнаносекундной длительностью импульса при использовании вакуумных диодов очень сложно. Во-первых, генератор, который формирует импульсы высокого напряжения субнаносекундной длительности, сам по себе является сложным устройством. Во-вторых, на амплитуду тока пучка существенное влияние оказывает объемный заряд электронов пучка. Амплитуда тока пучка  $i$  в плоском вакуумном диоде при  $S \gg d^2$  определяется выражением, см., например, [19]:

$$i = (2e/m)^{1/2} U^{3/2} S / 9\pi d^2, \quad (1)$$

где  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $U$  — напряжение на промежутке,  $S$  — площадь катода,  $d$  — межэлектродный промежуток. Для получения рентгеновских квантов с энергией  $\leq 10 \text{ keV}$  необходимо уменьшать напряжение на промежутке, однако ток пучка в вакуумном диоде при этом значительно уменьшится. Кроме того, в вакуумных рентгеновских трубках мягкое рентгеновское излучение поглощается в окне, которое используется для вывода рентгеновского излучения из вакуума в воздух.

## 1. Экспериментальная аппаратура и методика

Эксперименты проводились с использованием трех наполненных воздухом атмосферного давления промежутков (рис. 1). На газовые диоды подавались импульсы напряжения от генератора СЛЭП-150 [20], который имел волновое сопротивление высоковольтной линии  $\sim 30 \Omega$ . Амплитуда напряжения, при котором срабатывал обострительный разрядник генератора, составляла  $\sim 140 \text{ kV}$ . Длительность импульса напряжения



**Рис. 1.** Расположение электродов в газовых диодах. *Dos* — дозиметр, *A* — анод, *F* — фильтр из фольги, *K* — катод,  $l$  — расстояние между дозиметром и фильтром,  $d$  — расстояние между катодом и анодом. Генератор подключается с правой стороны.

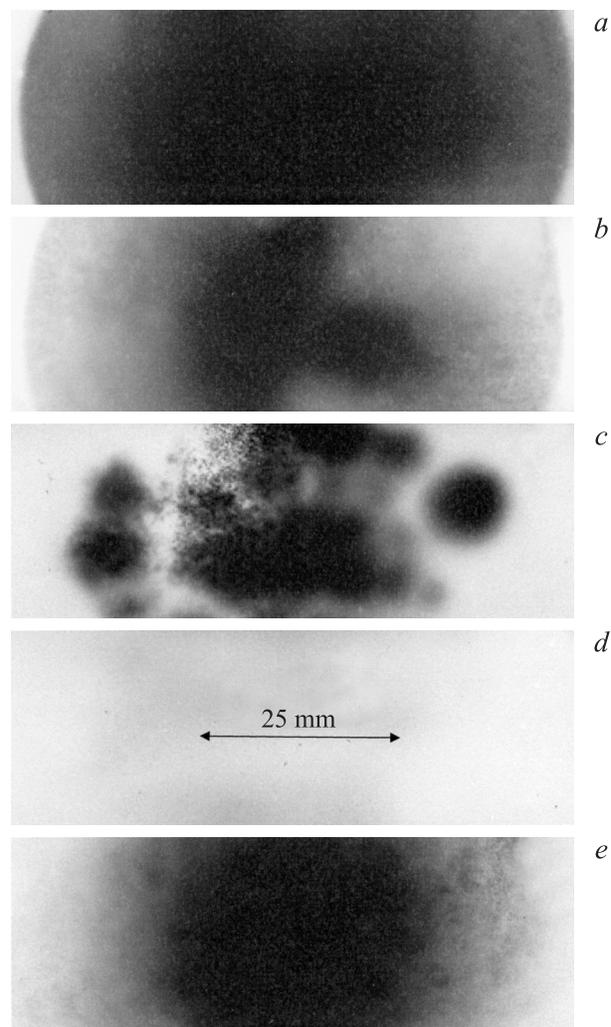
при согласованной нагрузке равнялась  $\sim 1$  ns, а его фронт  $\sim 0.3$  ns. Энергия, запасаемая в высоковольтной линии генератора СЛЭП-150, была в  $\sim 10$  раз меньше, чем в генераторе РАДАН-220, а максимальное напряжение генератора в  $\sim 1.5$  раза. В работе использовались импульсы напряжения как положительной, так и отрицательной полярности. В первом газовом диоде катод был выполнен в виде трубки диаметром 6 mm из нержавеющей стали с толщиной стенки 100  $\mu\text{m}$ , а заземленный анод из алюминиевой или медной фольги был плоским (см. рис. 1, *a*). Во втором и третьем газовых диодах импульсы напряжения положительной полярности генератора подавались на правый электрод. Анод был плоский, диаметром 30 mm с закругленными краями (см. рис. 1, *b*) или в виде конуса с диаметром основания 6 mm и закругленной радиусом 1 mm вершиной (см. рис. 1, *c*). Применялись катоды трех типов: из стальной трубки (рис. 1, *a*), из сетки с шагом 10 mm (рис. 1, *b*), из медного кольца (рис. 1, *c*). Сетка (см. рис. 1, *b*) была выполнена из нержавеющей стали, диаметр отдельных проволочек равнялся 0.5 mm. За анодной фольгой или за сеткой на расстоянии 3.5 mm устанавливались экраны из медной или алюминиевой фольги. Экраны соединялись по всему периметру с корпусом газового диода. Плоская поверхность анода на рис. 1, *b* выполнялась из нержавеющей стали, алюминия, меди, титана и тантала. Анод в виде стержня (см. рис. 1, *c*) был выполнен из нержавеющей стали.

Экспозиционная доза рентгеновского излучения определялась с помощью дозиметра Arrow-Tech, Inc. (Model 138), порог чувствительности которого соответствовал энергии квантов  $\sim 5$  keV. При энергии квантов 16 keV чувствительность дозиметра была на 20% меньше максимальной. При энергии квантов 30 keV чувствительность дозиметра достигала максимума и при дальнейшем увеличении энергии рентгеновских квантов существенно не изменялась. Форма импульсов рентгеновского излучения и их относительная амплитуда регистрировались с помощью алмазного детектора компании AASC (США) и полупроводниковых детекторов, изготовленных в Томском государственном университете. Временное разрешение детекторов достигало  $\sim 0.5$  ns. Кроме того, электронный пучок и рентгеновское излучение фиксировались по засветке пленки РФ-3, которая вставлялась в конверт из черной бумаги толщиной 120  $\mu\text{m}$ . Электронный пучок измерялся с помощью коллектора с временным разрешением  $\sim 100$  ps [4,14]. Для измерения электрических сигналов использовались осциллографы TDS6604 (6 GHz, 20 GS/s) или TDS-3034 (0.3 GHz, 2.5 GS/s), а также широкополосные ослабители и кабели.

## 2. Экспериментальные результаты

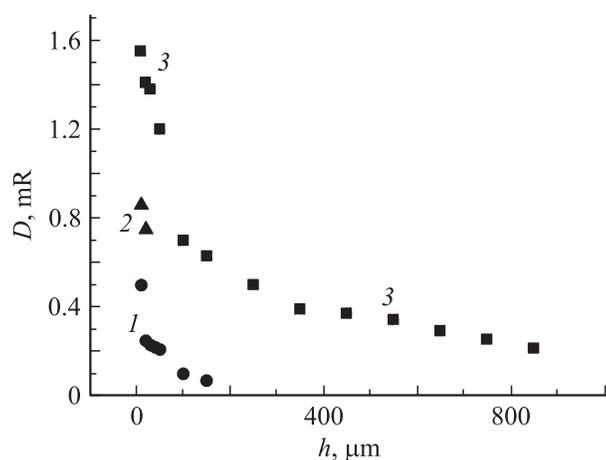
Полученные результаты иллюстрируют рис. 2–4, а также таблица. На рис. 2 приведены автографы электронного пучка на фотопленке, помещенной в конверт

из черной бумаги, которая помещалась за фольгой из Al толщиной 10  $\mu\text{m}$  (*a*) или за фольгой из меди толщиной 20  $\mu\text{m}$  (*b*). Облучение производилось за один импульс при отрицательной полярности импульсов высокого напряжения генератора СЛЭП-150 и газовым диодом на рис. 1, *a* с межэлектродным зазором 12 mm. Величина экспозиционной дозы рентгеновского излучения в этих условиях за фольгой из меди толщиной 20  $\mu\text{m}$  составила за один импульс  $\sim 0.6$  mR, как и в работе [14], и за фольгой из Al толщиной 10  $\mu\text{m}$  —  $\sim 0.2$  mR. Амплитуда СЛЭП при использовании анода из алюминиевой фольги составила  $\sim 10$  А, а при использовании анода из медной фольги  $\sim 2$  А. При уменьшении межэлектродного промежутка до 4 mm и использовании катода диаметром 30 mm амплитуда тока пучка за фольгой из Al толщиной 10  $\mu\text{m}$  возросла на  $\sim 25\%$ , а за фольгой из меди толщиной 20  $\mu\text{m}$  уменьшилась до  $\sim 0.7$  А. В этих опытах на правый электрод (см. рис. 1, *b*) подавались

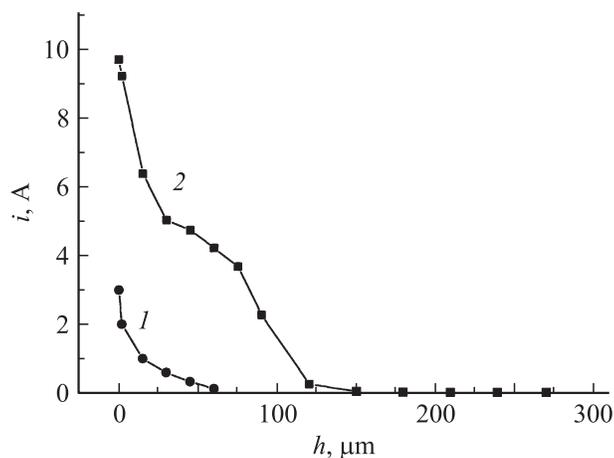


**Рис. 2.** Автографы электронного пучка на фотопленке РФ-3 за один импульс (*a-d*) и рентгеновского излучения за 100 импульсов (*e*) за фольгой из Al (*a, c, e*) и за фольгой из меди (*b, d*). *a, b* — газовый диод на рис. 1, *a*; *c-e* — газовый диод на рис. 1, *b*).

импульсы отрицательной полярности, а в центральной части этого электрода устанавливалась сетка с шагом 8 mm из стальных проволочек. Экспозиционная доза рентгеновского излучения за медной фольгой не изменилась, а за фольгой из Al увеличилась в два раза. Автографы электронного пучка на фотопленке за один импульс для этих условий приведены на рис. 2, *c, d*. Увеличение экспозиционной дозы рентгеновского излучения при уменьшении амплитуды СЛЭП не дает увеличения почернения фотопленки, что подтверждает большую чувствительность фотопленки РФ-3 к электронам пучка, чем к рентгеновским квантам. Из рис. 2 также следует, что при уменьшении энергии электронов, в данном случае за счет снижения напряжения на промежутке при уменьшении межэлектродного зазора, почернение пленки уменьшается (см. автографы *a* и *c*, а также *b* и *c*).



**Рис. 3.** Кривые ослабления экспозиционной дозы рентгеновского излучения фильтрами из алюминия для газового диода на рис. 1, *b*. 1 — анод из алюминия, 2 — из нержавеющей стали, 3 — из тантала.



**Рис. 4.** Кривые ослабления амплитуды тока пучка фильтрами из алюминия для газового диода на рис. 1, *b* с анодом из тантала (1) и для газового диода на рис. 1, *a* [14] (2).

Элемент и его порядковый номер	Экспозиционная доза, mR
Ta-73	1.55
Cu-29	0.85
Ti-22	0.49
Al-13	0.27

При положительной полярности правого электрода были проведены измерения экспозиционной дозы рентгеновского излучения для различных конструкций газовых диодов (рис. 1, *b, c*) и различных межэлектродных расстояниях. Наибольшие дозы рентгеновского излучения были получены при использовании катода из сетки и плоского анода из тантала (см. рис. 1, *b*). Оптимальный межэлектродный зазор равнялся 4 mm, а экспозиционная доза составила с учетом кривой спектральной чувствительности дозиметра более 3 mR.

Зависимости измеряемой экспозиционной дозы от толщины фильтра из алюминия при анодах из тантала и алюминия приведены на рис. 3. Там же показаны две точки, полученные с анодом из нержавеющей стали. В таблице приведены экспозиционные дозы, полученные при различных материалах анода за фильтром из алюминия толщиной 10 μm, а также порядковые номера элементов. Видно, что экспозиционные дозы примерно соответствуют порядковому номеру элемента. При увеличении толщины фильтра от 10 до 20 μm экспозиционная доза резко изменяется (см. рис. 3). На зависимости экспозиционной дозы от толщины фильтра при аноде из тантала можно выделить два примерно линейных участка в диапазоне значений толщины фильтров 20–100 и 100–850 μm.

Отметим, что с анодом из нержавеющей стали измеряемая экспозиционная доза в условиях данного эксперимента была в ~2 раза меньше, чем в нашей предыдущей работе [18]. Эту разницу можно связывать с использованием разных дозиметров и изменением давления и влажности атмосферного воздуха. При положительной полярности правого электрода для почернения фотопленки требовалось значительно большее число импульсов. Так, при фильтре из Al толщиной 10 μm для получения существенного почернения фотопленки, помещенной в конверт из черной бумаги, потребовалось сделать 100 импульсов (см. рис. 2, *e*). При фильтре из меди толщиной 20 μm за 100 импульсов почернения фотопленки не наблюдалось.

В данных экспериментах была обнаружена новая особенность работы газового диода с потенциальным анодом. За фильтром из Al толщиной 10 μm регистрировался электронный пучок с амплитудой в единицы ампер. Амплитуды тока пучка электронов в зависимости от толщины фильтра для газовых диодов на рис. 1, *a* [14] и на рис. 1, *b* приведены на рис. 4. Видно, что во втором случае амплитуда тока пучка быстро уменьшается до очень малых значений при увеличении толщины фильтра, соответственно электроны, генерируемые в

сторону, противоположную от анода, имеют меньшую энергию, чем электроны, генерируемые в газовом диоде на рис. 1, *a*. Кроме того, наблюдалось существенное различие в сигналах, регистрируемых коллектором за заземленным анодом из сетки и за заземленным катодом из сетки. При аноде из сетки вместе с пучком убегающих электронов на фронте импульса напряжения регистрируется емкостной ток отрицательной полярности, который при большой прозрачности сетки может существенно превышать амплитуду и длительность тока пучка [21]. При катоде из сетки (без фильтра из алюминия) вместо пучка убегающих электронов коллектором регистрируется импульс положительной полярности с амплитудой  $\sim 500$  V. Считаем, что положительный сигнал с коллектора обусловлен возникновением ионного облака у сетчатого катода. Появление облака из положительных ионов у сетки приводит к генерации быстрых электронов и в направлении, противоположном от анода. Отметим, что о генерации электронов пучка в противоположном от анода направлении при низких давлениях газа сообщалось в [22].

Также было обнаружено, что на амплитуду тока пучка, регистрируемого в направлении, противоположном от анода, при катоде из сетки оказывает влияние материал анода. Амплитуда тока пучка быстрых электронов снижалась при уменьшении порядкового номера элемента, из которого был сделан анод. Эту особенность планируется исследовать более подробно в наших последующих работах.

Эффективную энергию рентгеновских квантов можно оценить из соотношения:

$$D_2 = D_1 \exp(-\mu \rho h), \quad (2)$$

где  $D_1$  — экспозиционная доза перед фильтром  $h$  [mR],  $D_2$  — экспозиционная доза за фильтром  $h$ ,  $\mu$  — массовый коэффициент ослабления [ $\text{cm}^2/\text{g}$ ],  $\rho$  — плотность фильтра [ $\text{g}/\text{cm}^3$ ],  $h$  — толщина фильтра [cm]. По данным, представленным на рис. 3, и формуле (2) для рентгеновских квантов рассчитывалась величина  $\mu$ . Далее из таблиц в [23] выбиралась энергия рентгеновских квантов, которая соответствовала величине  $\mu$ . Данная энергия рентгеновских квантов составила  $\sim 9$  keV. С анодом из тантала можно выделить на кривой ослабления две составляющих, которым соответствуют эффективные энергии рентгеновских квантов  $\sim 9$  и  $\sim 17$  keV. Причем каждой составляющей соответствует примерно половина измеряемой экспозиционной дозы.

### 3. Обсуждение результатов

Проанализируем полученные результаты и определим, к какому типу излучения, характеристическому или тормозному, относится излучение из газового диода, заполненного воздухом атмосферного давления. Угловое распределение квантов характеристического и тормозного излучения существенно различается [24–26]. При

энергиях электронов в десятки килоэлектронвольт тормозное излучение направлено к траектории движения электронов под углом, близким  $90^\circ$ , а кванты характеристического излучения излучаются равномерно во все стороны. Отсюда следует, что регистрируемое в экспериментах мягкое рентгеновское излучение ( $\sim 9$  keV) надо отнести к характеристическому. Однако в реальности картина намного сложнее. Кванты, генерируемые в глубине анода, имеют большие потери энергии при их движении в аноде, чем кванты, генерируемые у поверхности анода. Причем потери энергии увеличиваются при движении рентгеновских квантов под углами к нормали. Кроме того, электрон при движении в материале анода изменяет свое направление. Все это приводит к генерации рентгеновских квантов тормозного излучения в направлении, противоположном направлению электронов при бомбардировке ими анода. Проведем дополнительный анализ.

Мощность тормозного рентгеновского излучения  $P$  при массивном аноде можно найти из формулы (см., например, [24]):

$$P = MiZU^2, \quad (3)$$

где  $M$  — коэффициент пропорциональности,  $i$  — ток пучка электронов,  $Z$  — порядковый номер материала анода и  $U$  — напряжение на промежутке.

Интенсивность характеристического рентгеновского излучения  $I_q$  также зависит от порядкового номера материала анода, ускоряющего напряжения и тока. Для массивного анода число характеристических фотонов  $q$ -й серии на один бомбардирующий электрон и телесный угол  $4\pi$  sr можно найти из выражения (см. [19], с. 570):

$$I_q = K_q(w_q/Z)r_0(\psi_0 \ln \psi_0 - \psi_0 + 1), \quad (4)$$

где  $K_q$  — коэффициент различный для разных характеристических серий спектра,  $w_q$  — выход флюоресценции (отношение числа атомов анода, испустивших фотоны  $q$ -й серии, к общему числу атомов, имеющих вакансии на  $q$ -м уровне),  $r_0$  — поправочный коэффициент, учитывающих уменьшение числа возможных ионизаций электронами пучка в мишени вследствие обратного рассеяния,  $\psi_0$  — отношение ускоряющего напряжения к потенциалу возбуждения  $q$ -й серии  $U_q$ . Анализ формул (3) и (4) показывает, что имеется принципиальное различие в зависимости мощности (интенсивности) тормозного и характеристического рентгеновского излучения от  $Z$ . При тормозном излучении мощность генерации рентгеновского излучения возрастает с увеличением порядкового номера материала анода, а при характеристическом излучении должна уменьшаться.

Данные, полученные в настоящей работе (см. таблицу и рис. 3), демонстрируют увеличение экспозиционной дозы при увеличении порядкового номера материала анода. Причем увеличение экспозиционной дозы с ростом  $Z$  примерно пропорционально отношению порядковых номеров материалов анода. Соответственно, в

условиях газового диода, заполненного воздухом атмосферного давления, тормозное рентгеновское излучение, регистрируемое за фильтрами, преобладает над характеристическим. Наибольшие экспозиционные дозы были зарегистрированы при использовании анода из тантала.

Приводимые в литературе экспериментальные спектры тормозного излучения рентгеновских трубок [24,25] имеют максимум и коротковолновую границу. Коротковолновая граница тормозного излучения  $\lambda_0 \equiv hc/E$  определяется энергией электрона  $E$ . При  $\lambda < \lambda_0$  тормозное излучение отсутствует. При более длинных волнах  $\lambda > \lambda_0$  интенсивность сначала растет, достигая максимума при  $\lambda \sim (3/2)\lambda_0$  [24–26], а затем падает пропорционально  $1/\lambda$ . Однако хорошо известно, что вероятность излучения тормозного кванта при рассеянии электрона на ядре не падает, а растет (примерно линейно) с длиной волны [27,28]. Дело в том, что неискаженный спектр тормозного излучения рентгеновских трубок на практике не наблюдается. На него всегда накладывается поглощение в самом металлическом аноде, бомбардируемом электронами, поскольку подавляющее большинство рентгеновских квантов излучается из внутренних слоев на длине порядка длины торможения быстрого электрона. Кроме того, поглощение имеет место и в „окне“ рентгеновской трубки. Вероятность поглощения за счет фотоионизации внешних и внутренних оболочек атомов растет с длиной волны значительно быстрее (примерно пропорционально кубу длины волны), чем вероятность тормозного излучения. Длинноволновые границы фотоионизации атомных оболочек намного превосходят коротковолновые границы тормозных спектров, так что фотопоглощение всегда имеет место. Все это приводит к падению интенсивности наблюдаемого спектра тормозного излучения в длинноволновой области. В условиях газового диода с потенциальным анодом для вывода рентгеновского излучения можно использовать очень тонкие фильтры или даже работать без них. Соответственно благодаря уменьшению потерь на поглощение при выводе рентгеновского излучения в условиях газового диода удалось существенно увеличить долю мягкого рентгеновского излучения. Отметим, что при работе без тонкого фильтра за сеткой наблюдается увеличение интенсивности электромагнитных помех из газового диода [21], а в направлении, противоположном аноду, распространяется пучок низкоэнергетических электронов.

#### 4. О механизме генерации рентгеновского излучения

Для анализа механизма генерации рентгеновского излучения и убегающих электронов, которые вызывают рентгеновское излучение, используем данные, полученные нами ранее [4,29–31], данные, приведенные в настоящей работе, и результаты, полученные в работах [15,16]. Из работ [15,16], в которых используются большие межэлектродные промежутки, следует, что наибольшая

интенсивность рентгеновского излучения регистрируется у катода и монотонно уменьшается к аноду. Соответственно в условиях [15,16] убегающие электроны генерируются у катода и набирают основную энергию в прикатодной области, а затем их энергия и число уменьшаются при движении к аноду. Это приводит в экспериментах с длинными промежутками, которые, как правило, проводились при длительности фронта импульса напряжения  $\sim 10$  ns, к малым экспозиционным дозам за анодом [15,16,29]. Отметим, что при больших зазорах рентгеновское излучение было зарегистрировано из прикатодной области газового диода и при субнаносекундной длительности фронта импульса напряжения [30]. В этом случае формировался импульсный коронный разряд, а у анода свечение плазмы в видимой области спектра не регистрировалось.

Динамика процессов в газовом диоде имеет следующую последовательность. Начальные электроны в промежутке с катодом, имеющим малый радиус кривизны, появляются за счет автоэлектронной эмиссии вследствие усиления электрического поля на макро- и микро неоднородностях катода [4,6]. Затем заряд положительных ионов, по мере их наработки, приводит к увеличению эмиссии электронов с катода. Так, например, в [31] ток электронного пучка увеличивался за счет напуска гелия в вакуумный диод. Далее в увеличение тока с катода дают вклад фотоэмиссия [32] и бомбардировка катода ионами и быстрыми атомами [33]. Так как электрическое поле концентрируется в прикатодной области, то часть электронов, эмитируемых с катода, переходит в режим убегания и некоторые из них могут достигать анода. Эти электроны предложено называть быстрыми электронами [3,4]. Быстрые электроны ответственны за рентгеновское излучение из промежутка, которое имеет сравнительно слабую интенсивность за анодом. Таким образом, при разряде в неоднородном электрическом поле и использовании катодов с малым радиусом кривизны быстрые (убегающие) электроны генерируются у катода. Эти электроны приводят к генерации мягкого рентгеновского излучения при торможении на молекулах и атомах газа в промежутке.

Максимальные экспозиционные дозы рентгеновского излучения реализуются в том случае, если число убегающих электронов и их энергия начинают возрастать при их дрейфе в промежутке. Это реализуется в условиях генерации СЛЭП, когда критическое поле для убегания электронов достигается не только у катода, но и в промежутке между поляризованной плазмой и анодом. В условиях генерации СЛЭП (см. [4,14]) интенсивность рентгеновского излучения увеличивается в основном за счет торможения убегающих электронов на аноде, что приводит к генерации мощных и коротких импульсов тормозного рентгеновского излучения. Максимальные экспозиционные дозы были получены с анодами из металлов с большим порядковым номером. Зарегистрированная длительность импульса рентгеновского излучения составила  $\sim 0.5$  ns и, по-видимому, ограничивалась разрешением используемых детекторов.

## Заключение

Проведенные исследования показали, что газовые диоды с массивным анодом, заполненные воздухом атмосферного давления, являются источниками мягкого рентгеновского излучения с субнаносекундной длительностью импульса. Наибольшие экспозиционные дозы достигаются при использовании генераторов с амплитудой импульса напряжения  $> 100$  kV, длительностью фронта импульса  $\leq 0.5$  ns и потенциальном аноде из металлов с большим порядковым номером, а также при формировании в промежутке диффузного разряда. При аноде из тантала получена экспозиционная доза  $> 3$  mR, при этом вклад в экспозиционную дозу давали электроны с эффективной энергией квантов  $\sim 9$  и  $\sim 17$  keV. В условиях газового диода в измеряемой экспозиционной дозе доля тормозного излучения существенно превышает долю характеристического излучения. Для получения мягкого рентгеновского излучения лучше использовать не „прострельный“ анод, а массивный. В этих условиях достигаются оптимальные условия для генерации и вывода мягкого рентгеновского излучения из газового диода. Кроме того, как было показано ранее [4,11,14], в газовом диоде спектр электронов состоит из трех групп, и энергия электронов первой группы для генератора СЛЭП-150 не превышает 50 keV. Можно ожидать увеличения выхода мягкого рентгеновского излучения за счет оптимизации формы анода.

По сравнению с субнаносекундными источниками мягкого рентгеновского излучения на основе вакуумных диодов источники с газовыми диодами, заполненные воздухом атмосферного давления, отличаются простотой и эффективностью, а также имеют больший срок службы. При использовании газового диода нет необходимости формировать импульс высокого напряжения субнаносекундной длительности, что существенно упрощает конструкцию генератора, а также нет необходимости использовать для вывода рентгеновского излучения вакуумноплотные сравнительно толстые фольги, что значительно повышает надежность диода и упрощает его конструкцию.

## Список литературы

- [1] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. № 7. С. 49–82.
- [2] Гуревич А.В., Зыбин К.П. // УФН. 2001. Т. 171. Вып. 11. С. 1177–1199.
- [3] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. Вып. 9. С. 953–971.
- [4] Tarasenko V.F., Baksht E.K., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Rybka D.V. // Plasma Devices and Operation. 2008. Vol. 16. N 4. P. 267–298.
- [5] Wilson C.T.R. // Proc. Cambridge Philos. Soc. 1924. Vol. 22. P. 534–538.
- [6] Babich L.P. High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: ISTC Science and Technology Series. Vol. 2. Arlington, VA: Futurepast, 2003. 358 p.
- [7] Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Шунайлов С.А. // Изв. вузов. Физика. 2003. № 3. С. 94–95.
- [8] Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 10. С. 29–35.
- [9] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Орловский В.М., Ткачев А.Н., Шунайлов С.А. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. Вып. 11. С. 737–742.
- [10] Пучки убегающих электронов и разряды на основе волны размножения электронов фона в плотном газе / Под ред. С.И. Яковленко. Тр. ИОФАН. М.: Наука, 2007. Т. 63. 186 с.
- [11] Тарасенко В.Ф., Рыбка Д.В., Бакиит Е.Х., Костыря И.Д., Ломаев М.И. // ПТЭ. 2008. № 2. С. 62–68.
- [12] Бакиит Е.Х., Бураченко А.Г., Ломаев М.И., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 1. С. 98–103.
- [13] Месяц Г.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 4. С. 71–80.
- [14] Tarasenko V.F., Baksht E.K., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Rybka D.V. // Laser and Particle Beams. 2008. Vol. 26. N 4. P. 605–617.
- [15] Репин П.Б., Реньев А.Г. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 33–37.
- [16] Репин П.Б., Реньев А.Г. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 1. С. 78–85.
- [17] Chaparro J.E., Justis W., Krompholz H.G., Hatfield L.L., Neuber F.F. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2008. Vol. 36. N 5. P. 2505–2511.
- [18] Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 11. С. 54–60.
- [19] Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. 704 с.
- [20] Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В. // ПТЭ. 2008. № 4. С. 159–160.
- [21] Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 11. С. 118–122.
- [22] Бохан П.А., Сорокин А.Р. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 88–95.
- [23] Saloman E.B., Hubbell J.H., Scofield J.H. // Data Nucl. Data Tables. 1988. Vol. 38. P. 1–197.
- [24] Хараджа Ф.Н. Общий курс рентгентехники. М.–Л.: Госэнергоиздат, 1956. 564 с.
- [25] Кноль М., Эйхмейер И. Техническая электроника. Т. 2. Пер. с нем. М.: Энергия, 1971. 456 с.
- [26] Физическая энциклопедия. Т. 4. М.: Изд-во „Большая Российская Энциклопедия“, 1994. С. 362.
- [27] Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1977. 320 с.
- [28] Физическая энциклопедия. Т. 5. М.: Изд-во „Большая Российская Энциклопедия“, 1994. С. 148–149.
- [29] Братчиков В.В., Гагаринов К.А., Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 7. С. 34–42.
- [30] Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 3. С. 64–69.
- [31] Бакиит Е.Х., Ломаев М.И., Рыбка Д.В., Сорокин Д.А., Тарасенко В.Ф. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 12. С. 29–34.
- [32] Бохан П.А., Закревский Д.М.Э. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 19. С. 87–94.
- [33] Сорокин А.Р. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 3. С. 46–53.