

04;07;12

Спектры рентгеновского излучения и пучка убегающих электронов при наносекундном разряде в воздухе атмосферного давления

© С.Б. Алексеев,¹ Е.Х. Бакшт,¹ А.М. Бойченко,² И.Д. Костыря,¹ В.Ф. Тарасенко,¹ А.Н. Ткачев²

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: boichen@kapella.gpi.ru

(Поступило в Редакцию 8 ноября 2011 г.)

При наносекундном разряде в воздухе атмосферного давления экспериментально и теоретически исследованы кривые ослабления пучка электронов и дозы рентгеновского излучения в зависимости от толщины металлических фольг (Al, Cu). Расчетные кривые ослабления электронов в алюминии и дозы рентгеновского излучения в меди хорошо совпадают с экспериментальными данными. Установлено, что наибольшие амплитуды сверхкороткого лавинного электронного пучка и экспозиционные дозы рентгеновского излучения достигаются при различных межэлектродных зазорах. Показано, что при увеличении длины кромки катода с малым радиусом кривизны оптимальный межэлектродный зазор для получения наибольших амплитуд тока пучка убегающих электронов уменьшается.

Введение

В последние годы возрос интерес к изучению пучков убегающих электронов и рентгеновского излучения из газовых диодов, заполненных газами повышенного давления [1–27]. Это обусловлено возможностью применения сверхкороткого лавинного электронного пучка (СЛЭП) и диффузного разряда, инициируемого за счет СЛЭП (см., например, [28–32]). Также исследователей привлекает сложность физических процессов при данном явлении. Для процессов, происходящих в газовом промежутке при высоких напряжениях электрического поля, характерны субнаносекундные и пикосекундные времена. Это существенно усложняет измерение параметров СЛЭП и рентгеновского излучения. Кроме того, многие методики измерений находятся еще в стадии разработки. Результаты экспериментальных работ очень часто существенно отличаются (см., например, амплитуды тока пучка, полученные на подобных установках в [8,18,19]). Также следует отметить, что условия эксперимента и конструкция газового диода оказывают сильное влияние на параметры СЛЭП, соответственно и на параметры рентгеновского излучения. Теоретическое моделирование процессов в газовом диоде пока может объяснить только часть экспериментальных результатов, см. [7,10,27,33] и ссылки в [7,10,18,27,33].

Цель настоящей работы — исследовать влияние конструкции катода и межэлектродного зазора на число убегающих электронов за фольгой и экспозиционную дозу рентгеновского излучения, а также установить соответствие между параметрами СЛЭП и рентгеновского излучения. Для определения соответствия параметров СЛЭП и рентгеновского излучения кривая ослабления экспозиционной дозы рентгеновского излучения определялась экспериментально и рассчитывалась по спектру электронного пучка. Измерения амплитуды СЛЭП и

экспозиционной дозы рентгеновского излучения были проведены в одних и тех же экспериментальных условиях.

1. Экспериментальная аппаратура и методики

В опытах использовались промежутки (газовые диоды), заполненные воздухом атмосферного давления, которые были образованы плоским анодом и катодом с малым радиусом кривизны (рис. 1). На газовый диод подавались импульсы напряжения от генератора СЛЭП-150 [8,19], который имел волновое сопротивление

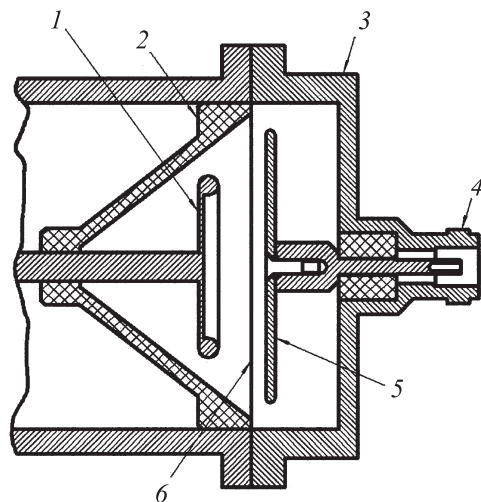


Рис. 1. Газовый диод с коллектором. 1 — катод № 3, 2 — изолятор газового диода, 3 — корпус коллектора, 4 — разъем, 5 — приемная часть коллектора, 6 — фольга и фильтры. С левой стороны газовый диод соединяется с передающей линией генератора СЛЭП-150.

высоковольтной линии $\sim 20 \Omega$. Амплитуда импульса напряжения, при котором срабатывал обстреливающий разрядник генератора, составляла $\sim 150 \text{ kV}$. Длительность импульса напряжения при согласованной нагрузке равнялась $\sim 1 \text{ ns}$, а его фронт $\sim 0.3 \text{ ns}$. В работе использовались импульсы напряжения отрицательной полярности и 3 типа катода. Катод № 1 был выполнен в виде трубки диаметром 7 mm из нержавеющей стали с толщиной стенки $100 \mu\text{m}$. Для катода № 1 длина кромки катода с малым радиусом кривизны составляла $l = 22 \text{ mm}$. Катод № 2 имел подобную конструкцию, но его диаметр составлял 28 mm , а $l = 88 \text{ mm}$. При использовании катода № 3 регистрировались наибольшие амплитуды СЛЭП за фольгой [19,23]. Катод № 3 был изготовлен из нержавеющей стали и состоял из кольца, диска и проволочек. Кольцо имело диаметр 40 mm и толщину стенки 1 mm , $l = 460 \text{ mm}$. Высота кольца равнялась 1.5 mm . Кольцо одной плоской стороной соединялось с диском диаметром 40 mm . Диск имел толщину 1.5 mm и соединялся с катододержателем. Со стороны анода на второй плоской стороне кольца были приварены проволочки диаметром 0.2 mm , которые были установлены параллельно с шагом 4 mm . Конструкция катода № 3 показана на рис. 1. Подобный катод подробно описан в работе [19].

Заземленный плоский анод был выполнен из алюминиевой фольги толщиной 10 или $15 \mu\text{m}$, армированный сеткой с прозрачностью 90% и толщиной проволочек в сетке $20 \mu\text{m}$. За анодной фольгой вплотную к сетке устанавливались фильтры из медной или алюминиевой фольги. Фильтры соединялись по всему периметру с корпусом газового диода. В ряде экспериментов в качестве анода использовалась медная фольга толщиной $20 \mu\text{m}$ или танталовая толщиной $11 \mu\text{m}$. Число электронов за фольгой определялось с помощью коллектора с диаметром приемной части 56 mm , который показан на рис. 1.

Экспозиционная доза рентгеновского излучения определялась с помощью дозиметра Arrow-Tech, Inc (Model 138), порог чувствительности которого соответствовал энергии квантов $\sim 5 \text{ keV}$. 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. Временное разрешение детектора достигало $\sim 0.2 \text{ ns}$. Амплитуда электронного пучка измерялась с помощью коллектора с диаметром приемной части 20 mm и временным разрешением $\sim 100 \text{ ps}$ [8,23]. Число электронов в пучке со всей поверхности фольги определялось с помощью коллектора диаметром 56 mm [19]. Для измерения электрических сигналов использовались осциллографы TDS-6604 (6 GHz , 20 GS/s) или TDS-3034 (0.3 GHz , 2.5 GS/s), а также широкополосные ослабители и кабели.

2. Экспериментальные результаты

Измерения числа электронов от межэлектродного зазора показали, что максимальные токи пучка (число электронов) достигаются для каждого из катодов при определенном межэлектродном зазоре. Для катода № 1 оптимальный зазор d составил 10 mm , для катода № 2 $d = 6 \text{ mm}$ и для катода № 3 $d = 4 \text{ mm}$. При этом за алюминиевой фольгой толщиной $10 \mu\text{m}$ было зарегистрировано до $0.7 \cdot 10^{10}$, $1.6 \cdot 10^{10}$ и $6 \cdot 10^{10}$ электронов для катодов № 1, № 2 и № 3 соответственно. Следовательно, с увеличением длины кромки катода, имеющей малый радиус кривизны (фольга или проволочка), оптимальное межэлектродное расстояние для получения наибольших амплитуд СЛЭП уменьшается. Однако при увеличении толщины фольги из алюминия или использовании анода из тяжелого металла, например тантала или меди, число электронов за фольгой с ростом зазора в исследованном диапазоне увеличивалось (рис. 2). При анодах из медной и танталовой фольги увеличение числа электронов за фольгой регистрировалось с катодом № 2 вплоть до величины зазора 14 mm . Из этого следует, что при межэлектродном зазоре больше оптимального увеличивается доля электронов с повышенной энергией. Такое изменение тока пучка при различных зазорах обусловлено увеличением напряжения на промежутке с ростом межэлектродного зазора.

Регистрация экспозиционных доз рентгеновского излучения показала, что наибольшие дозы регистрируются при зазорах, больших оптимальных для генерации электронного пучка. На рис. 3 приведены зависимости экспозиционной дозы рентгеновского излучения от межэлектродного зазора для катода № 2. Как известно, число рентгеновских квантов тормозного излучения при увеличении энергии электронов увеличивается. Зави-

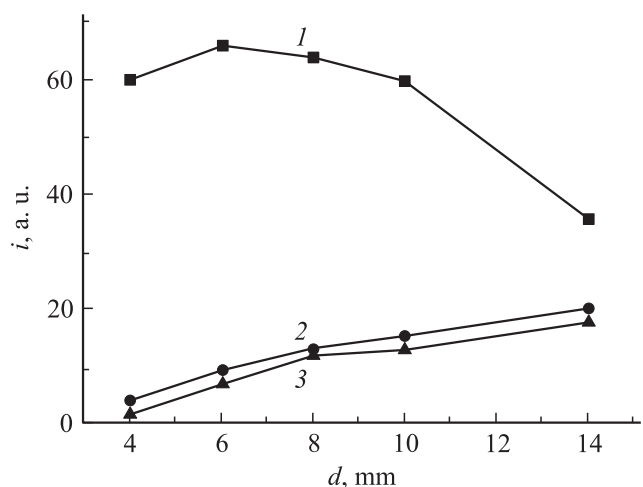


Рис. 2. Зависимость тока пучка (числа или заряда электронов) от величины разрядного промежутка d . Катод № 2, анод фольга из алюминия толщиной $h = 15 \mu\text{m}$ (1), меди с $h = 20 \mu\text{m}$ (2) и тантала с $h = 11 \mu\text{m}$ (3). Фольги армировались сеткой с прозрачностью 90% .

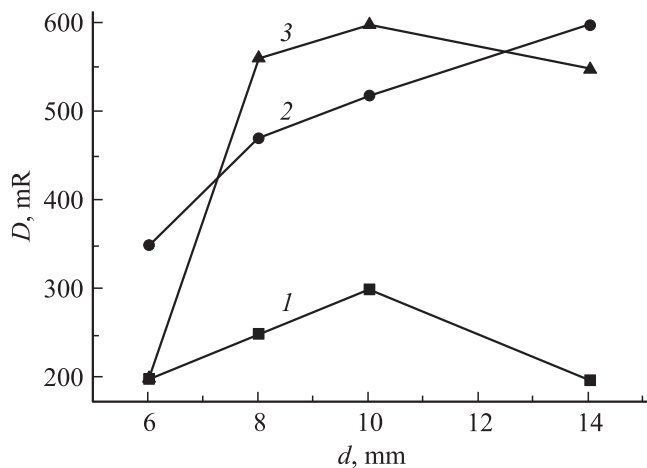


Рис. 3. Зависимость экспозиционной дозы рентгеновского излучения от величины разрядного промежутка d . Катод № 2, анод фольга из алюминия толщиной $h = 15 \mu\text{m}$ (1), меди с $h = 20 \mu\text{m}$ (2) и тантала с $h = 11 \mu\text{m}$ (3). Фольги армировались сеткой с прозрачностью 90%.

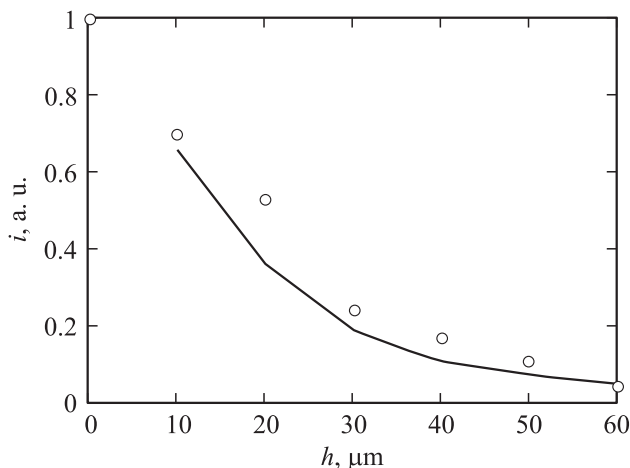


Рис. 4. Кривая ослабления электронного пучка (числа или заряда электронов) алюминиевыми фильтрами толщиной h . Катод № 3, $d = 4.5 \text{ mm}$. \circ — эксперимент, сплошная кривая — расчет по спектру электронов на рис. 7.

симости, подобные показанным на рис. 2 и 3, были получены и для катодов № 1 и № 3.

Наибольшие экспозиционные дозы с катодом № 1 и № 2 были примерно одинаковы и составили $\sim 0.6 \text{ mR}$. Это можно объяснить увеличением числа электронов с катодом № 2, но уменьшением их средней энергии. С катодом № 3 были получены наибольшее число электронов за фольгой (до $6 \cdot 10^{10}$ электронов) и наибольшая экспозиционная доза рентгеновского излучения ($\sim 1.8 \text{ mR}$). Таким образом, данные результаты показывают сложные зависимости амплитуды СЛЭП и экспозиционной дозы рентгеновского излучения от условий эксперимента, а также от конструкции катода.

Для определения соответствия или различия между параметрами СЛЭП и рентгеновского излучения при

измерениях амплитуды тока пучка убегающих электронов и экспозиционной дозы рентгеновского излучения был выбран катод № 3, с которым было получено наибольшее число электронов за фольгой. Измерения были выполнены в одних и тех же экспериментальных условиях, а также при постоянном давлении и влажности воздуха [19]. Межэлектродный зазор в этих опытах составил 4.5 mm . На рис. 4 приведена зависимость, полученная экспериментально, для числа электронов в пучке от толщины фильтров из алюминия. При получении данной кривой использовался коллектор с диаметром приемной части 56 mm . Подобные кривые ослабления

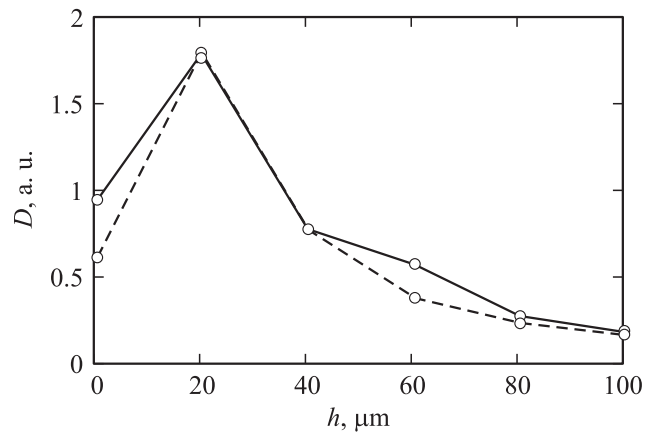


Рис. 5. Кривая ослабления тормозного рентгеновского излучения (поглощаемой дозиметром дозы) медными фильтрами толщиной h . Катод № 3, $d = 4.5 \text{ mm}$. Сплошная кривая — эксперимент (в mR), штриховая кривая — расчет по спектру электронов на рис. 7. При расчете поглощенной дозы учитывалось, что сечение ионизации атомов при энергиях фотона $\hbar\omega$, много больших потенциала ионизации, пропорционально $\omega^{-3.5}$.

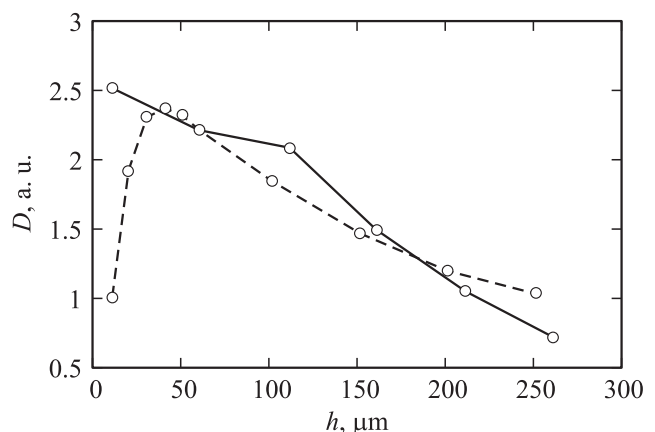


Рис. 6. Кривая ослабления тормозного рентгеновского излучения (поглощаемой дозиметром дозы) алюминиевыми фильтрами толщиной h . Катод № 3, $d = 4.5 \text{ mm}$. Сплошная кривая — эксперимент (в mR), штриховая кривая — расчет по спектру электронов на рис. 7. При расчете поглощенной дозы учитывалось, что сечение ионизации атомов при энергиях фотона $\hbar\omega$, много больших потенциала ионизации, пропорционально $\omega^{-3.5}$.

ранее определялись в работах [8,34] для других генераторов и конструкции катодов.

На рис. 5 приведены зависимости экспозиционной дозы рентгеновского излучения от толщины фильтров из меди, на рис. 6 — для фильтров из алюминия. Доза рентгеновского излучения при фильтре из меди толщиной $20\ \mu\text{m}$ возрастает. Это обусловлено применением анода из металла с большим порядковым номером [35]. Быстрое уменьшение экспозиционной дозы при фильтре толщиной $40\ \mu\text{m}$ и более обусловлено поглощением мягкого рентгеновского излучения в медной фольге при увеличении ее толщины. Это связано со сравнительно малой энергией убегающих электронов, генерируемых в газовом диоде в данных экспериментальных условиях соответственно и малой энергией рентгеновских квантов.

В данных экспериментах дозиметр устанавливался на расстоянии 1 см от плоскости фольги перпендикулярно оси газового диода. При таком положении дозиметра при тонких фольгах из алюминия на него попадала часть электронов пучка с наибольшими энергиями. Эти электроны могли влиять на показания дозиметра за счет проникновения через корпус дозиметра высокоэнергетических электронов, этот вопрос обсуждался в [18,23]. Кроме того, при тонких фольгах в регистрируемую экспозиционную дозу вносили вклад рентгеновские кванты, полученные при торможении электронов в корпусе дозиметра. Данные обстоятельства не учитывались в наших измерениях по следующим причинам. Во-первых, показания дозиметра при установке за анодом из алюминиевой фольги толщиной $15\ \mu\text{m}$ фильтра из медной фольги толщиной $20\ \mu\text{m}$ существенно увеличились. С катодом № 3 число электронов увеличилось в 2 раза, а ток СЛЭП за фильтром из медной фольги толщиной $20\ \mu\text{m}$ уменьшался на порядок. В этих условиях вклад убегающих электронов в регистрируемую экспозиционную дозу был не более 30%. Во-вторых, для исключения влияния пучка электронов на показания дозиметра полярность генератора СЛЭП-150 изменялась, анод делался плоским, а катод, который соединялся с корпусом генератора, изготавливался из стальных проволок [36]. На расстоянии 2 мм от сетки (катода) со стороны дозиметра устанавливалась алюминиевая фольга толщиной $10\ \mu\text{m}$, которая также соединялась с корпусом генератора. Измерения рентгеновского излучения в этих условиях исключают влияние пучка электронов и тока смещения на дозиметр, а экспозиционная доза в этих условиях также составляла $\sim 1.8\ \text{mR}$.

3. Восстановление спектра СЛЭП

На рис. 7 показан спектр электронов перед входом в фольгу, полученный из кривой ослабления числа электронов на рис. 4. Видно, что максимальное число быстрых электронов имеет энергию $\sim 80\ \text{keV}$ и что в спектре имеется как минимум две группы электронов. Спектр электронов был получен по методике, разработанной в [17]. Эта методика позволяет восстанавливать

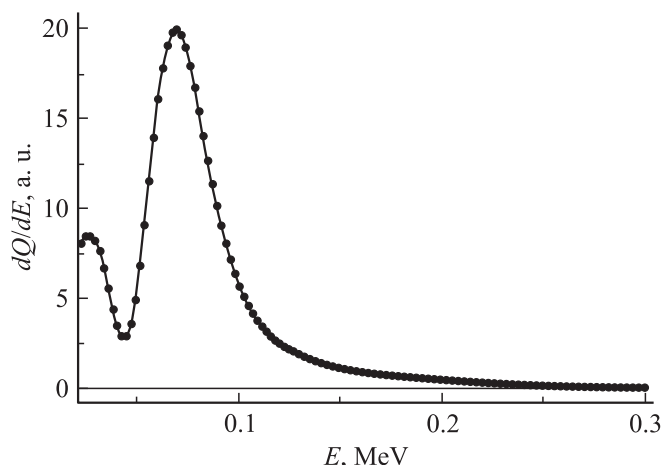


Рис. 7. Зависимость заряда электронов от их энергии. Катод № 3, $d = 4.5\ \text{mm}$. Спектр электронов восстановлен по методике [17] из кривой ослабления электронов в алюминии, приведенной на рис. 4.

спектры электронов по кривой ослабления и не требует априорных предположений. Вид спектра в эксперименте сложно определить, тестирование полученного спектра проводилось также расчетами кривой ослабления и поглощенной дозы рентгеновского излучения по методикам, изложенным в [7].

4. Расчет спектра рентгеновских квантов

Торможение электронов описывалось на основе моделирования движения группы быстрых электронов, не взаимодействующих между собой. Решалось релятивистское уравнение движения электрона [7,37]. Рассеяние (изменение направления скорости) электронов определялось упругими столкновениями электронов с ядрами. При движении электронов между упругими столкновениями использовалась сила трения (подробнее см. [7,38–40]). Рассчитанная кривая ослабления электронов хорошо совпадает с экспериментальной (рис. 4). Отметим, что поведение кривой ослабления в основном определяется высокоэнергетическими электронами, так что наличие или отсутствие электронов первого горба на рис. 6 практически не сказывается на ней.

В результате торможения электронов происходит излучение рентгеновских квантов. Поскольку акты излучения фотона очень редки по сравнению с актами рассеяния электрона, то рентгеновское излучение описывалось излучением „условных“ фотонов, вероятность которых выше вероятности излучения реальных фотонов. Реальное число излученных фотонов восстанавливалось из рассчитанного числа „условных“ фотонов [7,41]. Угловое распределение интенсивности излучения определяется

выражением [42]

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi c^3} \left(\frac{2(\mathbf{nw})(\mathbf{vw})}{c(1 - (\mathbf{nv})/c)^5} + \frac{w^2}{(1 - (\mathbf{nv})/c)^4} - \frac{(1 - v^2/c^2)(\mathbf{nw})^2}{(1 - (\mathbf{nv})/c)^6} \right), \quad (1)$$

где e — заряд, \mathbf{v} — скорость, \mathbf{w} — ускорение электрона, c — скорость света, \mathbf{n} — направление распространения электромагнитной волны.

Для восстановления зависимости интенсивности рентгеновского излучения, регистрируемого дозиметром, от толщины фольги на аноде необходимо проводить моделирование с учетом излучаемого углового распределения интенсивности, характеризующего положение дозиметра по отношению к движению электрона. Если при моделировании сразу учитывать углы, под которыми происходит излучение в направлении дозиметра в соответствии с (1), то эту зависимость нужно каждый раз пересчитывать при изменении конкретного положения дозиметра. Данную зависимость можно оценить, используя зависимость полного рентгеновского излучения от толщины фольги, сечения поглощения излучения и зависимость излучения от угла для ускорения электронов параллельно

$$\frac{dI}{d\Omega} \propto \frac{w^2 \sin^2 \theta}{(1 - v \cos \theta/c)^6}$$

и перпендикулярно

$$\frac{dI}{d\Omega} \propto \left(\frac{1}{(1 - v \cos \theta/c)^4} - \frac{(1 - v^2/c^2) \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}{(1 - v \cos \theta/c)^6} \right)$$

их скорости (рис 8). Здесь θ — угол между \mathbf{n} и \mathbf{v} , φ — азимутальный угол вектора \mathbf{n} с плоскостью, проходящей через \mathbf{v} и \mathbf{w} . При построении зависимостей рис. 8 энергия электронов выбиралась равной $\varepsilon = (2/3)eU$, где e — заряд электрона, U — напряжение на газовом диоде.

Среднее направление движение электрона совпадает с осью диода. Если диод виден под углом θ по отношению к оси, то в слое толщиной d излучение пройдет расстояние $d/\cos\theta$, соответственно в результате прохождения данного слоя интенсивность на частоте ω будет равна

$$I'(\omega) = I'_0(\omega) \exp(-\kappa(\omega)d/\cos\theta),$$

где $I'_0(\omega)$ — интенсивность излучения при входе в слой, $\kappa(\omega)$ — коэффициент поглощения излучения на частоте ω [43]. Интенсивность излучения, высвечиваемая $I''_i(\omega, \theta)$ в слое толщиной d_i и достигаемая дозиметра, представляет собой среднее по углам

$$I''_i(\omega) = \langle I''_i(\omega, \theta) \exp(-\kappa(\omega)d/\cos\theta) \rangle_\theta,$$

где d — расстояние от слоя d_i до края фольги вдоль перпендикуляра к слою, θ — направление из точки

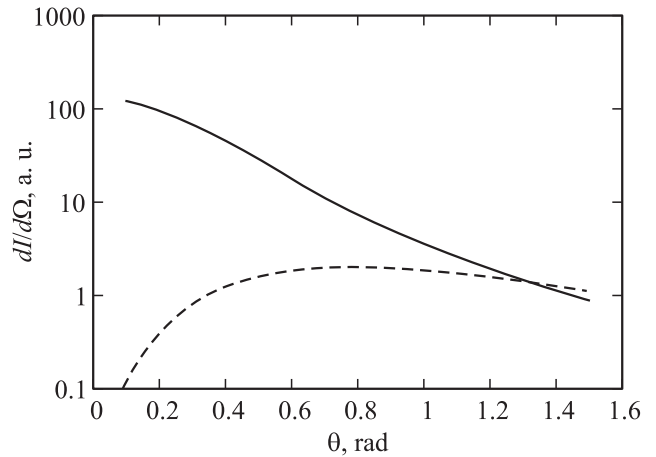


Рис. 8. Угловое распределение интенсивности рентгеновского излучения при ускорении электронов, направленном перпендикулярно (сплошная кривая) и параллельно (штриховая) их скорости. Энергия электронов $E = 200$ keV.

излучения на дозиметр. Полную интенсивность можно оценить как

$$I = \int \left(\sum_i \left\{ I'_{\parallel i}(\omega) + \left(\frac{2\rho_{\perp}}{\rho} \right)^2 I'_{\perp i}(\omega) \right\} \right) d\omega,$$

где ρ — среднее расстояние между атомами в фольге, ρ_{\perp} — максимальное прицельное расстояние, при котором скорость электрона при упругих столкновениях с ядрами отклоняется на прямой угол. Зависимость $\rho_{\perp}(\varepsilon)$ приведена в [7,37]. Учет угловой зависимости интенсивности излучения практически не влияет на кривую поглощения излучения (рис. 5, 6). Расхождение расчетной и экспериментальной зависимостей дозы рентгеновского излучения в алюминии может определяться на наш взгляд тем, что при малой толщине фольги часть электронов пучка доходит до дозиметра и дает дополнительный вклад в измеряемую им дозу (за счет тормозного излучения на стенках и непосредственной ионизации газа в объеме дозиметра, эффективность которой, как известно, выше, чем эффективность ионизации рентгеновскими квантами). Отличие экспериментальной кривой от теоретической существенно только при малой толщине фильтров из алюминия (меньше $25 \mu\text{m}$ на рис. 6). Отметим, что небольшое расхождение между экспериментом и расчетом при малых толщинах фильтра (в частности, при отсутствии медного фильтра — в этом случае анодом являлась фольга из алюминия толщиной $15 \mu\text{m}$, которая была армирована сеткой) имеется и для меди (рис. 5).

Выводы

В настоящей работе были проведены исследования числа электронов в СЛЭП и экспозиционных доз рентгеновского излучения с тремя типами катодов за фольгами

из алюминия, меди и тантала при различных межэлектродных зазорах и фильтрах. Полученные данные подтверждают сильную зависимость амплитуды СЛЭП от условий эксперимента.

Для понимания правильности описания рассматриваемых явлений проведено теоретическое моделирование распространения электронов в фольгах, покрывающих анод. По кривой ослабления электронов в алюминиевой фольге восстанавливался спектр электронов перед фольгой по методике [17]. Данный спектр использовался для расчета кривой ослабления и поглощенной дозы рентгеновского излучения по методикам [7]. Полученная кривая ослабления электронов в алюминии и дозы рентгеновского излучения в меди хорошо воспроизводят экспериментальные данные. Это говорит о приемлемости методики [17] восстановления спектра электронов по кривой ослабления в области высоких энергий. Следует отметить, однако, что электроны области первого горба по энергиям слабо влияют на зависимость расчетной кривой ослабления и дозы излучения при расчетах по методике [7]. В алюминии расчетная и экспериментальная дозы рентгеновского излучения при малых толщинах фильтра (до 25 μm) существенно различаются, и связано это, по-видимому, с дополнительной экспозицией дозиметра прошедшими через фольгу электронами пучка.

Авторы благодарят А.В. Козырева и Д.В. Рыбку за помощь в проведении настоящей работы.

Экспериментальная часть работы (С.Б. Алексеев, Е.Х. Бакшт, И.Д. Костыря, В.Ф. Тарасенко) выполнена при финансовой поддержке ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ (г/к № 02.740.11.0562).

Список литературы

- [1] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
- [2] Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. // Centr. Eur. J. Phys. 2004. Vol. 2. N 4. P. 579–635.
- [3] Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. // Phis. Scripta. 2005. Vol. 72. N 1. P. 41–67.
- [4] Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. // Plasma Devices Oper. 2005. Vol. 13. N 4. P. 231–279.
- [5] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2006. Т. 176. № 6. С. 793–796.
- [6] Yakovlenko S.I. // Laser Phys. 2006. Vol. 16. N 3. P. 403–426.
- [7] Пучки убегающих электронов и разряды на основе волны размножения электронов фона в плотном газе / Отв. ред. С.И. Яковленко. Труды ИОФАН. М.: Наука, 2007. Т. 63.
- [8] Tarasenko V.F., Baksh E.K., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Rybka D.V. // Plasma Devices Oper. 2008. Vol. 16. N 4. P. 267–298.
- [9] Петин П.Б., Реньев А.Г. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 1. С. 78–85.
- [10] Chaparro J.E., Justis W., Krompholz H.G., Hatfield L.L., Neuber A.A. // IEEE T. Plasma Sci. 2008. Vol. 36. N 5. P. 2505–2511.
- [11] Бойченко А.М., Панченко А.Н., Тельминов А.Е., Феденев А.А. // Краткие сообщ. по физике (ФИАН). 2008. № 5. С. 20–30.
- [12] Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I., Boichenko A.M., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Tkachev A.N. // Phys. Wave Phenov. 2008. Vol. 16. N 3. P. 180–198.
- [13] Boichenko A.M., Fedenev A.A., Panchenko A.N., Tel'minov A.E. // Phys. Wave Phenom. 2008. Vol. 16. N 4. P. 283–291.
- [14] Месяц Г.А., Яландин М.И. // ДАН. 2009. Т. 424. № 6. С. 755–759.
- [15] Мастоюгин Д.С., Осипов В.В., Соломонов В.И. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 11. С. 10–17.
- [16] Бойченко А.М. // Краткие сообщ. по физике (ФИАН). 2009. № 10. С. 3–8.
- [17] Baksh E.H., Burachenko A.G., Kozhevnikov V.Yu., Kozlyrev A.V., Kostyrya I.D., Tarasenko V.F. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43. P. 305 201.
- [18] Бабич Л.П., Лойко Т.В. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. Вып. 3. С. 287–294.
- [19] Костыря И.Д., Бакшт Е.Х., Тарасенко В.Ф. // ПТЭ. 2010. № 4. С. 84–87.
- [20] Baksh E.Kh., Boichenko A.M., Tarasenko V.F. // Phys. Wave Phenov. 2010. Vol. 18. N 1. P. 44–50.
- [21] Shao T., Zhang C., Niu Z., Yan P., Tarasenko V.F., Baksh E.Kh., Burachenko A.G., Shutko Yu.V. // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 98. 021503.
- [22] Shao T., Zhang C., Niu Z., Yan P., Tarasenko V.F., Baksh E.Kh., Kostyrya I.D., Shutko Yu.V. // J. of Appl. Phys. 2011. Vol. 109. N 8. 083306.
- [23] Тарасенко В.Ф. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 5. С. 444–457.
- [24] Яландин М.И., Месяц Г.А., Реутова А.Г., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 8. С. 56–64.
- [25] Boichenko A.M. Laser Beams: Theory, Properties and Applications. / Ed. by Thys, E. Desmet. NY: Nova Science Publishers, 2011. 533 p.
- [26] Бойченко А.М. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 3. С. 1–4.
- [27] Бойченко А.М., Бураченко А.Г., Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 8. С. 142–149.
- [28] Akiyama H., Sakugawa T., Namihira T., Takaki K., Minamitani Y., Shimomura N. // IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. 2007. Vol. 14. P. 1051–1063.
- [29] Walsh J.L., Kong M.G. // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 91. P. 251 504.
- [30] Шулепов М.А., Тарасенко В.Ф., Гончаренко И.М., Коваль Н.Н., Костыря И.Д. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 7. С. 51–57.
- [31] Pancheshnyi S.V., Lacoste D.A., Bourdon A., Laux C.O. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. Vol. 34. N 6. P. 2478–2487.
- [32] Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 21. С. 102–110.
- [33] Беломытцев С.Я., Романченко И.В., Рыжов В.В., Шкляев В.А. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 9. С. 10–16.
- [34] Хараджа Ф.Н. Общий курс рентгенотехники. М., Л.: Госэнергоиздат, 1956. 564 с.
- [35] Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Козырев А.В., Костыря И.Д., Ломаев М.И., Петин В.К., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф., Шляхтун С.В. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 1. С. 51–59.

- [36] Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 2. С. 111–117.
- [37] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 5. С. 42–46.
- [38] *Bethe H.A., Ashkin J.* Experimental Nuclear Physics / Ed. by E. Segre. NY: John Wiley and Sons, 1953. Vol. 1. P. 227.
- [39] Далгарно А. Атомные и молекулярные процессы. / Под ред. Д. Бейтса. М.: Мир, 1964. 777 с.
- [40] Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1980. 704 с.
- [41] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 11. С. 130–133.
- [42] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1967. 460 с.
- [43] NIST Standard Reference Database 66 „X-Ray Form Factor, Attenuation and Scattering Tables (FFAST)“, <http://www.nist.gov/pml/data/ffast>