

УДК 533.9.82; 533.952

ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ СЕРИИ L_{α} ВОЛЬФРАМА В МЕГААМПЕРНОМ Z-ПИНЧЕ, ОБРАЗОВАННОМ ПРИ СЖАТИИ МНОГОПРОВОЛОЧНОЙ ВОЛЬФРАМОВОЙ СБОРКИ НА УСТАНОВКЕ «АНГАРА-5-1»

М.В. Хилько, Г.С. Волков

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва, Россия

В работе проведено измерение интенсивности линий серии L_{α} характеристического рентгеновского излучения вольфрама в мегаамперном Z-пинче (с током около 3—4 МА), образованном при имплозии многопроволочной вольфрамовой сборки на установке «Ангара-5-1». Показано, что на фоне непрерывного спектра тормозного рентгеновского излучения имеется пик характеристического рентгеновского излучения, обусловленный переходами линий серии L_{α} вольфрама. Максимальная мощность характеристического рентгеновского излучения в полный телесный угол составила 54 ± 11 МВт. Полученные в эксперименте значения интенсивности были использованы для оценки тока электронного пучка в Z-пинче ~ 20 кА. Исследуемое линейчатое излучение возникает на финальной стадии сжатия пинча, его интенсивность зависит, в основном, от плотности ионов. Наличие характеристического излучения линий вольфрама в исследуемом спектре должно учитываться при использовании методик определения температуры плазмы Z-пинча по экспоненциальному хвосту тормозного и рекомбинационного излучения плазмы. Методика, используемая в данной работе для регистрации характеристического рентгеновского излучения, позволяет проследивать динамику сжатия пинча по плотности в квантах жёсткого рентгеновского излучения.

Ключевые слова: интенсивность, характеристическое рентгеновское излучение, мегаамперный Z-пинч, многопроволочная вольфрамовая сборка.

MEASUREMENT OF INTENSITY OF THE LINES L_{α} OF TUNGSTEN IN THE MEGAAMPER Z-PINCH, FORMED BY IMPLOSION OF THE MULTIWIRE TUNGSTEN ARRAY ON THE «ANGARA-5-1» FACILITY

M.V. Khilko, G.S. Volkov

SC «SSC RF TRINITY», Troitsk, Moscow, Russia

Experiments were performed to determine the intensities of tungsten characteristic X-radiation L_{α} lines in a mega-ampere Z-pinch (with a current of around 3-4MA) under the implosion of a multiwire tungsten array in the Angara-5-1 facility. A characteristic X-ray peak, due to the tungsten L_{α} line transition, was observed against a continuous X-ray bremsstrahlung background. Obtained intensities were used to estimate an electron beam current in a Z-pinch, which was ~ 20 kA. The line-spectrum radiation under study appears at the final stage of a pinch compression, with intensity mostly depending on the ion density. The presence of the tungsten lines characteristic radiation in a given spectrum should be accounted for when measuring a Z-pinch plasma temperature by a plasma bremsstrahlung and recombination radiation exponential tail. Methodology employed in this work to detect a characteristic X-radiation enables tracking down the dynamics of a pinch compression in terms of hard X-ray quanta.

Key words: intensity, characteristic X-ray radiation, megaampere Z-pinch, multi-wire tungsten array.

DOI: 10.21517/0202-3822-2017-40-2-42-54

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы активно исследуется имплозия многопроволочныхборок, ускоряемых давлением магнитного поля, протекающего по ним тока. Эксперименты, выполненные в середине 1990-х годов на установках Saturn-5 и Z (Лаборатория Сандиа, США) по имплозии многопроволочныхборок [1, 2], продемонстрировали принципиальную возможность сокращения до 3—5 нс длительности импульса мягкого рентгеновского излучения, возникающего при сжатии многопроволочныхборок. В экспериментах при сжатии вольфрамовых проволочныхборок на установке Z при токе в нагрузку 18 МА получена рекордная мощность мягкого рентгеновского излучения свыше 240 ТВт при полной энергии излучения около 2 МДж. Существенно, что полученная мощность излучения в 3—4 раза превышает электрическую мощность, вкладываемую генератором в нагрузку.

В процессе имплозии Z-пинча генерируются потоки тормозного и характеристического рентгеновского излучения. Используя зависимость интенсивности характеристического рентгеновского излучения плазмы от времени, можно проследивать временную динамику ионной плотности Z-пинча, а также оценить ток электронного пучка в исследуемом пинче в определённый момент времени. Целью данной ра-

боты является измерение интенсивности линий серии L_α характеристического рентгеновского излучения вольфрамового Z-пинча, образующегося в процессе сжатия многопроволочной цилиндрической вольфрамовой сборки на установке «Ангара-5-1».

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился на восьмимодульном импульсном генераторе «Ангара-5-1» [3, 4]. Сильноточные электрические импульсы по линиям с магнитной самоизоляцией от отдельных модулей подводились к общему вакуумному концентратору, в межэлектродный промежуток которого устанавливалась нагрузка. В качестве нагрузки использовалась многопроволочная цилиндрическая вольфрамовая сборка длиной 1,5 см, состоящая из 40 проволочек толщиной по 6 мкм, расположенных на диаметре 12 мм. Линейная плотность сборки составляла 220 мкг/см. Ток, протекающий через данную нагрузку, имел максимальную величину порядка 3–4 МА. Длительность электрического импульса на нагрузке составляла величину 100 нс, его мощность достигала величины порядка 3 ТВт. В результате пропускания тока по многопроволочной сборке образуется ускоренная плазменная цилиндрическая оболочка, кумуляция которой на оси сборки приводит к скачку давления и температуры плазмы с образованием короткоживущего высокотемпературного Z-пинча. За счёт торможения быстрых электронов в вольфрамовом Z-пинче, а также за счёт теплового движения частиц, испускается тормозное рентгеновское излучение. Быстрые электроны в Z-пинче, испытывая столкновения с ионами вольфрама, могут выбить один из электронов с внутренней электронной оболочки иона (например, K или L), если они обладают достаточной для этого энергией. В результате этого на данной оболочке образуется свободная вакансия (дырка). Так как атом стремится перейти в состояние с наименьшей энергией, то освободившуюся вакансию занимает другой электрон с оболочки, которой соответствует большая энергия, а его место занимает электрон со следующей оболочки и т.д. В процессе данных переходов атом испускает кванты характеристического рентгеновского излучения.

На рис. 1 показана энергетическая схема уровней атома вольфрама. Согласно данным справочной программы [5] энергии квантов характеристического рентгеновского излучения линий L-серии, соответствующие переходам электронов с M- на L-оболочку, составляют значения, приведённые в таблице.

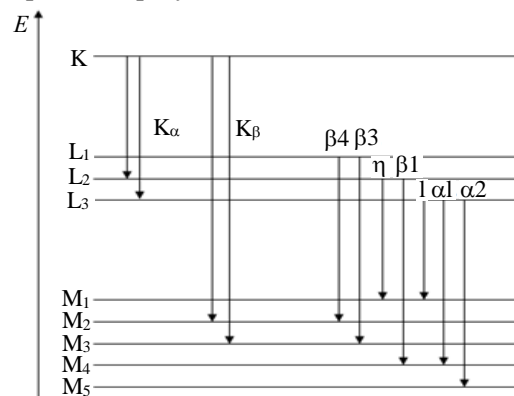


Рис. 1. Схема энергетических уровней атома вольфрама с указанием разрешённых переходов

Энергия квантов рентгеновского излучения линий L-серии, соответствующая некоторым переходам электронов с M- на L-оболочку (результаты округлены до 3-го знака после запятой)

Линия	$L_{\beta 4}$	$L_{\beta 3}$	L_{η}	$L_{\beta 1}$	L_1	$L_{\alpha 1}$	$L_{\alpha 2}$
E , кэВ	9,525	9,819	8,724	9,672	7,387	8,335	8,398

В работе [6] кристаллическим спектрографом с выпуклым кристаллом слюды был измерен спектр излучения вольфрамовой плазмы (рис. 2), полученной в процессе имплозии многопроволочной цилиндрической сборки, состоящей из 40 вольфрамовых проволочек толщиной 6 мкм, расположенных на диаметре 12 мм, с линейной плотностью сборки 220 мкг/см. Спектр измерялся в интервале энергии квантов 1–10 кэВ в различных порядках отражения от слюды. В эксперименте анодное отверстие сборки было закрыто алюминиевой фольгой, поэтому в полученных спектрах наряду с излучением линий, соответствующих материалу сборки (вольфраму), в пер-

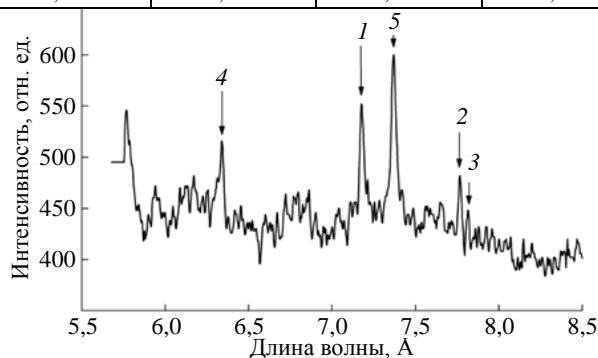


Рис. 2. Спектр излучения, снятый кристаллическим спектрографом. Нагрузка — цилиндрическая многопроволочная сборка, 40 проволочек вольфрама толщиной 6 мкм, на диаметре 12 мм, погонная масса 220 мкг/см. Анодное отверстие сборки закрыто алюминиевой фольгой: 1 — резонансная линия H-подобного иона Al; 2 и 3 — резонансная и интеркомбинационная линии He-подобного иона Al; 4 — линия $L_{\beta 1}$ вольфрама; 5 — линия $L_{\alpha 1}$ вольфрама. Эксперимент № 4490

вом порядке дифракции зарегистрированы водородо- и гелиоподобные линии ионов алюминия. Наблюдаемые же в спектре линии с длиной волны 6,3 и 7,4 Å соответствуют излучению переходов L_{β} и L_{α} вольфрама, зарегистрированных в пятом порядке дифракции. Излучение многозарядных ионов алюминия возникает в результате попадания части испаренной алюминиевой фольги в вольфрамовый пинч.

В данной работе определялась интенсивность линий серии L_{α} характеристического рентгеновского излучения вольфрамового Z-пинча (поскольку интенсивность данной серии наиболее велика, как видно из спектра на рис. 2, в отличие от линии L_{β} , интенсивность которой заметно ниже). Для выделения линий серии L_{α} в спектре характеристического рентгеновского излучения использовался метод фильтров Росса.

На рис. 3 представлена обобщенная схема разрядного промежутка концентратора установки «Ангара-5-1» с каналом регистрации рентгеновского излучения. Многопроволочная вольфрамовая сборка 3 устанавливалась между анодом 1 и катодом 2 выходной части концентратора энергии. Вследствие пропускания по сборке импульса тока (около 4 МА) образуется короткоживущий Z-пинч, который испускает мощный поток рентгеновского излучения. Проходя через свинцовый коллиматор 4 по спектрометрическому каналу 5, рентгеновское излучение (испущенное в направлении, перпендикулярном оси Z-пинча) регистрируется двухканальным сцинтилляционным селективирующим детектором 6. Свинцовый коллиматор 4 служит для уменьшения вклада тормозного и характеристического излучения материала анода в показания селективирующего детектора.

На рис. 4 показана схема одного из каналов данного селективирующего детектора.

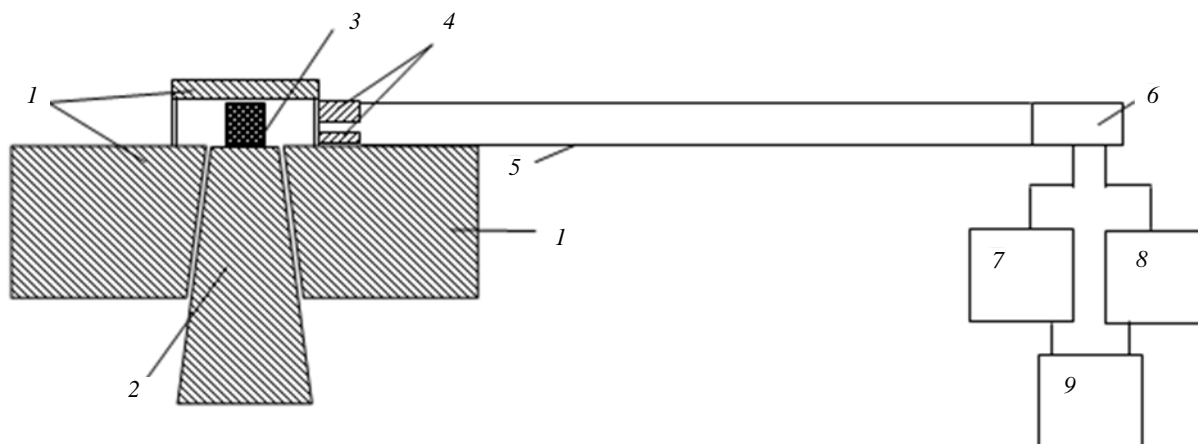


Рис. 3. Обобщенная схема разрядного промежутка концентратора с каналом регистрации: 1 — анод; 2 — катод; 3 — многопроволочная сборка (образующая впоследствии Z-пинч); 4 — свинцовый коллиматор; 5 — спектрометрический канал; 6 — двухканальный селективирующий детектор; 7, 8 — ФЭУ; 9 — осциллограф

Рентгеновское излучение, проходя через свинцовый коллиматор 2 со сменным фильтром 3, поглощается сцинтиллятором 4, установленным под углом 45° относительно направления падающего излучения. Сцинтиллятор имеет форму прямоугольного параллелепипеда, все грани которого, кроме той, на которую падает излучение, окрашиваются в белый цвет для увеличения светосбора. В результате поглощения квантов рентгеновского излучения сцинтиллятор высвечивается в квантах оптического диапазона. Оптическое излучение сцинтиллятора, проходя через вакуумное стеклянное окно 5 и световод с конденсором 6, попадает на фотокатод ФЭУ 7 (СЧДИ 1-01), сигнал с которого выведен на цифровой осциллограф 8.

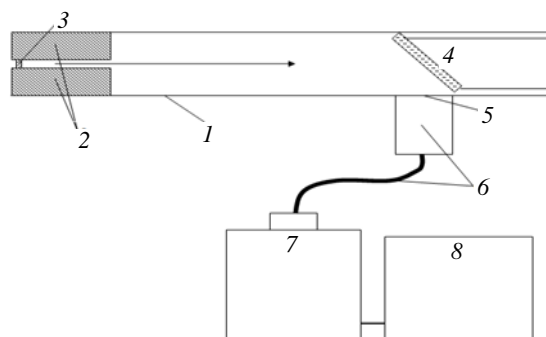


Рис. 4. Схема одного из каналов селективирующего детектора: 1 — цилиндрический вакуумный канал; 2 — свинцовый коллиматор; 3 — сменный фильтр (фильтр Росса); 4 — сцинтиллятор; 5 — вакуумное стеклянное окно; 6 — световод с конденсором; 7 — ФЭУ; 8 — осциллограф; → — направление излучения, падающего на сцинтиллятор

В обоих каналах селективирующего детектора использовались одинаковые быстрые сцинтилляторы на основе полистирола (C_8H_8) толщиной 5 мм с добавкой р-терфенила. При такой схеме измерений регистрируемое излучение поглощалось на эффективной толщине ~ 7 мм.

В обоих каналах селективирующего детектора использовались одинаковые быстрые сцинтилляторы на основе полистирола (C_8H_8) толщиной 5 мм с добавкой р-терфенила. При такой схеме измерений регистрируемое излучение поглощалось на эффективной толщине ~ 7 мм.

В качестве фильтров Росса в каналах селективирующего детектора были использованы медный (с поверхностной плотностью $14,7 \text{ мкг/см}^2$) и кобальтовый (с поверхностной плотностью $15,1 \text{ мкг/см}^2$) фильтры. С помощью данных сайта [7] для обоих фильтров и сцинтиллятора (по отдельности) был проведён расчёт вероятности пропускания кванта (с энергией до 30 кэВ) через соответствующие материалы. Исходя из полученных зависимостей, была рассчитана спектральная чувствительность для обоих каналов селективирующего детектора (рис. 5) с помощью формулы

$$P = T_\phi(1 - T_{\text{сц}}), \quad (1)$$

где T_ϕ — вероятность прохождения кванта через фильтр, отн. ед.; $T_{\text{сц}}$ — вероятность прохождения кванта через сцинтиллятор, отн. ед.

Данная пара фильтров Росса выделяет энергетический диапазон от $7,8$ до $8,9 \text{ кэВ}$, в который попадают энергии квантов, образующие линии серии L_α вольфрама. Поскольку интенсивные линии данной серии наблюдаются в интегральном спектре рентгеновского излучения (см. рис. 2), то сигнал со сцинтилляционного детектора, установленного за медным фильтром, должен заметно превышать сигнал с детектора, установленного за кобальтовым фильтром. Стоит отметить, что в этот энергетический диапазон также попадает линия L_η , энергия квантов которой составляет величину $8,724 \text{ кэВ}$, но из спектрограммы, показанной на рис. 2, видно, что таких возбуждённых состояний атомов практически не реализуется. При прохождении рентгеновских квантов через сцинтиллятор наряду с процессом фотопоглощения возможен процесс неупругого комптоновского рассеяния. Вероятность данного процесса для квантов с энергией до 30 кэВ в сцинтилляторе составляет величину менее $0,001$.

(Помимо этого, в процессе работы была рассчитана вероятность неупругого комптоновского рассеяния квантов с энергией порядка 30 кэВ в сцинтилляторе, которая составила величину $0,001$.) В связи с этим при рассмотрении спектральной чувствительности сцинтиллятора в области энергий менее 30 кэВ сечением процесса неупругого комптоновского рассеяния можно пренебречь по сравнению с сечением фотопоглощения.

На рис. 6 представлен график спектральной чувствительности используемого сцинтиллятора в области энергии $30\text{—}400 \text{ кэВ}$ (в предположении, что взаимодействие квантов происходит только с атомами углерода). Расчёт данной зависимости проводился по закону Берра (с учётом процессов неупругого комптоновского рассеяния) [8]

$$P = (1 - \exp(-\sigma_n n \delta)) \frac{\sigma_\phi + \sigma_{\text{кн}} \alpha}{\sigma_n}, \quad (2)$$

где n — концентрация атомов углерода в сцинтилляторе, $1/\text{м}^3$; δ — толщина сцинтиллятора, м ; σ_ϕ — сечение фотопоглощения кванта в сцинтилляторе, м^2 ; $\sigma_{\text{кн}}$ — сечение неупругого комптоновского рассеяния кванта в сцинтилляторе, м^2 ; α — средняя доля энергии, переданная электрону сцинтиллятора при неупругом комптоновском рассеянии; σ_n — полное сечение взаимодействия, м^2 .

Зависимости сечений поглощения рентгеновского излучения от энергий брались из справочника [9]. На графике видно, что данный сцинтиллятор практически не чувствителен к квантам с энергиями свыше 30 кэВ . Таким образом, можно полагать, что кванты тормозного излучения с энергией $30\text{—}400 \text{ кэВ}$ не дадут существенного вклада в разностный сигнал.

Следует отметить, что поскольку Z-пинч состоит не из нейтральных атомов, а из ионов (со степенью ионизации порядка 10), то это может приводить к сдвигу энергий L- и M-оболочек и, следовательно, к измене-

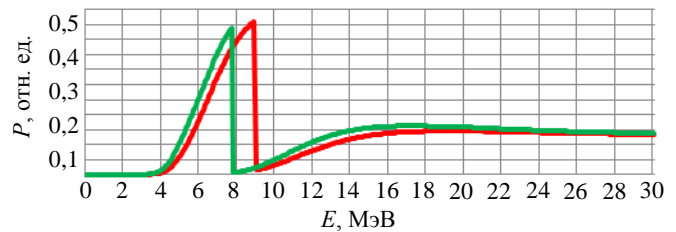


Рис. 5. Спектральная чувствительность каналов селективирующего детектора: с медным (—) (с поверхностной плотностью $14,7 \text{ мкг/см}^2$) и с кобальтовым (—) (с поверхностной плотностью $15,1 \text{ мкг/см}^2$) фильтрами

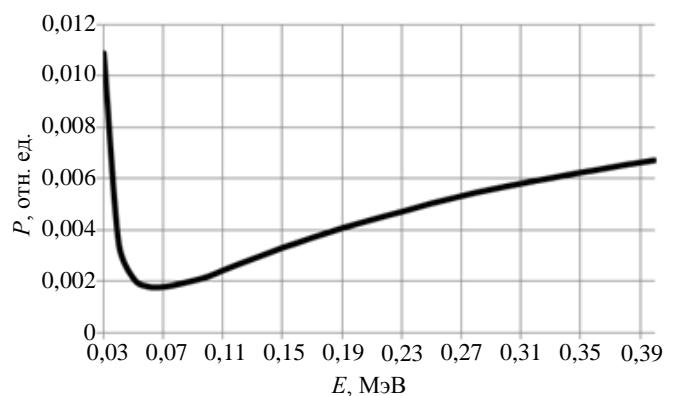


Рис. 6. График спектральной чувствительности сцинтиллятора в области энергии квантов $30\text{—}400 \text{ кэВ}$

нию энергий спектральных линий серии L_{α} . Однако, как показали результаты спектроскопических измерений энергий переходов в сильноточном Z-пинче, образуемом при сжатии многопроволочных вольфрамовыхборок на установке «Ангара-5-1» [6], значения энергий переходов L_{α} и L_{β} соответствуют табличным значениям энергий переходов в «холодном» вольфраме, в связи с чем влиянием данного эффекта можно пренебречь.

КАЛИБРОВКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ КАНАЛОВ РЕГИСТРАЦИИ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В работе была проведена абсолютная калибровка обоих каналов селективирующего детектора в области энергий квантов порядка 8 кэВ на линиях серии L_{α} вольфрама. Калибровка проводилась на импульсном источнике рентгеновского излучения. Рентгеновское излучение получалось при бомбардировке электронами вольфрамового анода [10]. Схема калибровочного стенда изображена на рис. 7. В качестве образцового детектора использовался полупроводниковый детектор СПД 2-01 с известной абсолютной чувствительностью ($3,6 \cdot 10^{-18}$ А·см²·с/квант) [11] для квантов с энергиями порядка 8 кэВ.

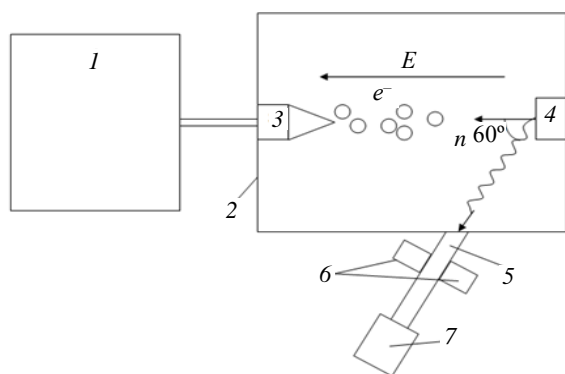


Рис. 7. Схема стенда рентгеновских калибровок: 1 — ГИН; 2 — вакуумная камера; 3 — катод; 4 — вольфрамовый анод; 5 — канал регистрации; 6 — постоянные магниты; 7 — детектор рентгеновского излучения

Стенд рентгеновских калибровок представляет собой экспериментальную установку, основными компонентами которой являются 8-ступенчатый низкоиндуктивный ГИН Аркадьева—Маркса с газовой изоляцией 1 и вакуумная камера 2 со взрывоэмиссионным диодом, состоящим из катода 3 и вольфрамового анода 4. Кроме того, схема содержит канал регистрации 5, постоянные магниты 6 и детектор рентгеновского излучения 7.

При калибровках высоковольтный импульс напряжения амплитудой порядка 120 кВ прикладывался к диоду, находящемуся в вакуумной камере 2 (остаточное давление $\sim 133 \cdot 10^{-2}$ Па). С поверхности конусного взрывоэмиссионного катода 3 испускаются электроны (ток порядка 1 кА), которые ускоряются электрическим полем и тормозятся при столкновении с вольфрамовым анодом 4. В результате этого возникает тормозное и характеристическое рентгеновское излучение, которое регистрируется детектором рентгеновского излучения 7. Направление регистрации излучения детектором составляло угол 60° относительно нормали, восстановленной с анода. Помимо рентгеновского излучения, в сторону детектора могут также двигаться отражённые от анода электроны, поэтому на регистрируемый пучок накладывается дополнительно внешнее постоянное магнитное поле 6, которое очищает его от электронов.

Для проведения абсолютной калибровки каналов селективирующего детектора в качестве детектора рентгеновского излучения 7 на стенд был установлен калибруемый детектор и измерена серия сигналов с обоих его каналов (при этом в одном канале был установлен медный, в другом — кобальтовый фильтр с поверхностными плотностями 14,7 и 15,1 мкг/см² соответственно). На рис. 8 показана одна из пар сигналов, измеренных сцинтилляционным селективирующим детектором. Следует отметить, что предварительная проверка используемых ФЭУ показала, что их чувствительность

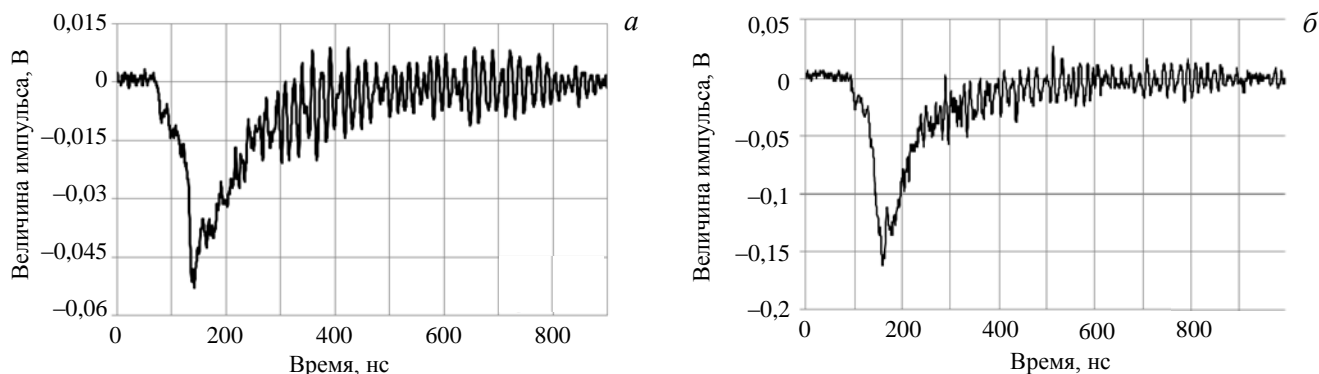


Рис. 8. Сигналы, измеренные сцинтилляционным селективирующим детектором, сигнал с канала, содержащий медный фильтр (14,7 мкг/см²) (а), кобальтовый фильтр (15,1 мкг/см²) (б)

отличается приблизительно в 5 раз, в результате чего было принято решение использовать более чувствительный ФЭУ в канале, содержащем кобальтовый фильтр, так как при проведении эксперимента на установке «Ангара-5-1» поток пропущенного рентгеновского излучения в данном канале будет меньше, чем в канале с медным фильтром.

Измеренные сигналы со сцинтилляционного селективирующего детектора сравнили с сигналами полупроводникового детектора СПД 2-01 с известной чувствительностью. Устанавливая между источником излучения и полупроводниковым детектором по очереди те же самые фильтры, с ним проведено, как и со сцинтилляционным детектором, две серии измерений. На рис. 9 показана пара сигналов, измеренных полупроводниковым детектором, установленным за медным ($14,7 \text{ мкг/см}^2$) и кобальтовым фильтром ($15,1 \text{ мкг/см}^2$) соответственно.

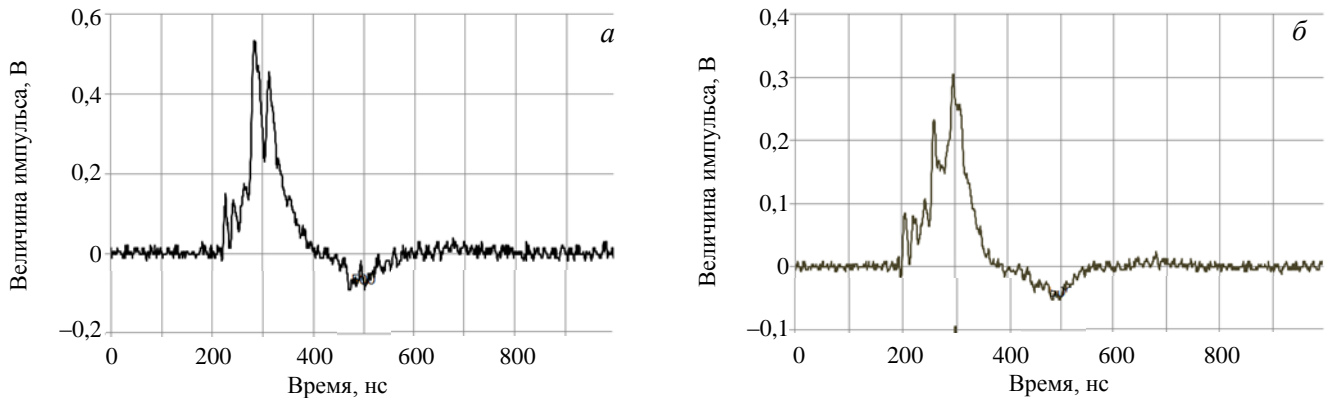


Рис. 9. Сигналы, измеренные полупроводниковым детектором: сигнал с СПД, установленного за медным фильтром ($14,7 \text{ мкг/см}^2$) (а), за кобальтовым фильтром ($15,1 \text{ мкг/см}^2$) (б)

Между сигналами, измеренными соответствующими детекторами за одинаковыми фильтрами, можно установить связь:

$$\frac{U^{СД}}{S^{СД}} = \frac{U^{ППД}}{S^{ППД}}, \quad (3)$$

где $S^{СД}$ и $S^{ППД}$ — чувствительность сцинтилляционного и полупроводникового детектора соответственно при энергии квантов порядка 8 кэВ, ($\text{А} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}$)/квант; $U^{СД}$ и $U^{ППД}$ — амплитуда сигналов со сцинтилляционного и полупроводникового детектора соответственно, измеренных за одним и тем же фильтром, В.

В результате измерений получена абсолютная чувствительность обоих каналов селективирующего детектора, которая составила величины:

— чувствительность канала, который потом использовался с медным фильтром:

$$S_1^{СД} = (3,6 \pm 1,3)10^{-19} \frac{\text{А} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}}{\text{квант}}; \quad (4)$$

— чувствительность канала, который потом использовался с кобальтовым фильтром:

$$S_2^{СД} = (1,9 \pm 0,6)10^{-18} \frac{\text{А} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}}{\text{квант}}. \quad (5)$$

Как видно, чувствительность каналов селективирующего детектора отличается почти в 5 раз. Это связано, в основном, с различием чувствительности ФЭУ, установленных в соответствующих каналах.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При измерениях на установке «Ангара-5-1» регистрировались два сигнала с обоих каналов селективирующего детектора, установленного на расстоянии 254 см от Z-пинча. После проведения ряда однотипных экспериментов была выбрана и обработана одна из пар зарегистрированных сигналов (рис. 10), возникающих при имплозии многопроволочной цилиндрической вольфрамовой сборки,

которая имеет 40 проволочек толщиной 6 мкм, установленных на диаметре 12 мм, с линейной плотностью 220 мкг/см.

Амплитуда сигнала со сцинтиляционного детектора, установленного за кобальтовым фильтром,

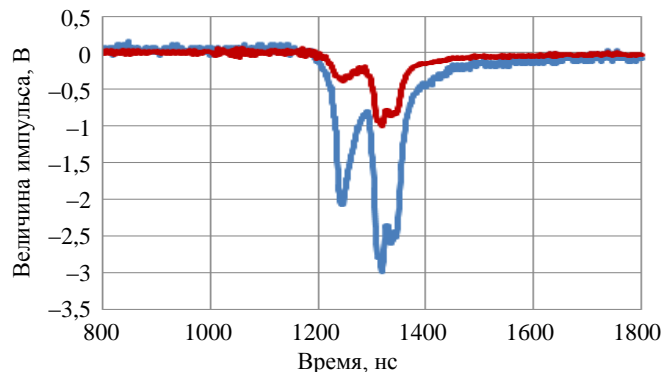


Рис. 10. Сигналы с двух каналов селективного детектора с разными фильтрами: медный (—) и кобальтовый (—)

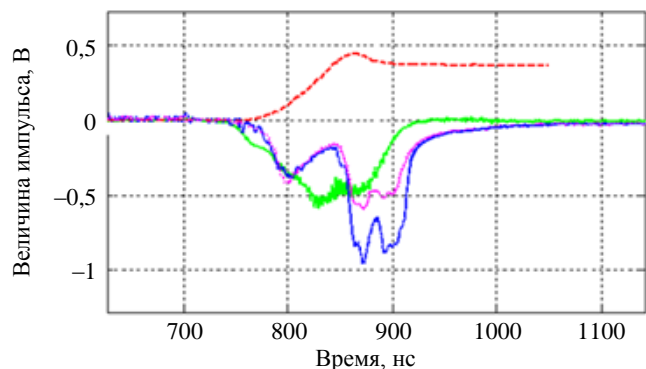


Рис. 11. Синхронизация импульсов, измеренных селективным детектором, с сигналами тока в пинче и напряжения на электродах: — ток пинча, $A/5 \cdot 10^6$; — напряжение на электродах, $V/10^6$; — величина импульса с СД за медным фильтром, В/5; — величина импульса с СД за кобальтовым фильтром, В/5

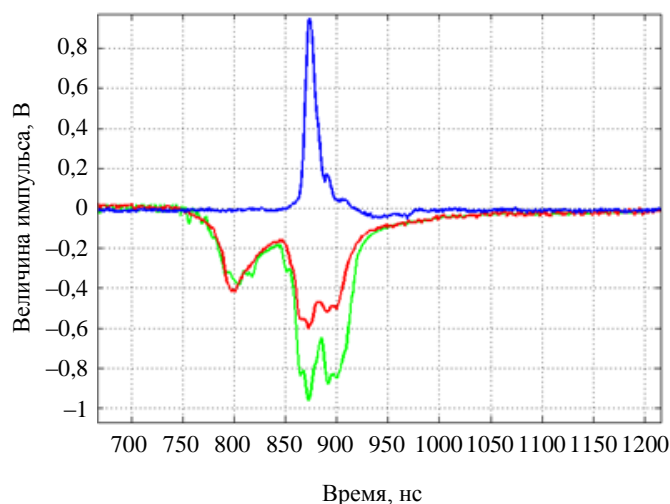


Рис. 12. Синхронизация измеренных в работе сигналов с величиной импульса мягкого рентгеновского излучения (зарегистрированного с помощью ВРД): — величина импульса мягкого рентгеновского излучения пинча/50; — величина импульса с СД за медным фильтром/1; — величина импульса с СД за кобальтовым фильтром/5

получилась больше, чем за медным фильтром, но следует иметь в виду, что канал селективного детектора с кобальтовым фильтром имеет большую чувствительность, чем канал с медным фильтром. Видно, что величина импульсов, измеренных селективным детектором, имеет достаточно сложную зависимость от времени.

Полученные в работе сигналы со сцинтиляционного селективного детектора были синхронизованы с сигналами тока в Z-пинче, напряжения в межэлектродном промежутке, а также с величиной импульса мягкого рентгеновского излучения, измеренного с помощью вакуумного рентгеновского диода за тонким фильтром (чувствителен к квантам 150—270 эВ). Ток в пинче на установке измеряется с помощью токовых петель [12], напряжение — с помощью индуктивного делителя напряжения [13].

Для правильной синхронизации сигналов селективного детектора учтено измеренное время задержки ФЭУ вместе с оптической задержкой световода (40 нс).

На рис. 11 представлен один из результатов синхронизации измеренных в работе импульсов с сигналами тока в Z-пинче и напряжения в межэлектродном промежутке (в легенде данных осциллограмм через знак «/» указано число, на которое необходимо умножить каждый сигнал для получения его абсолютного значения). Как видно, первый пик излучения, регистрируемый селективным детектором, возникает в момент максимального изменения тока и напряжения. Остальные же пики излучения возникают в момент спада напряжения, т.е. на финальной стадии сжатия пинча.

На рис. 12 приведён результат синхронизации измеренных в работе сигналов с величиной импульса мягкого рентгеновского излучения пинча, зарегистрированного с помощью вакуумного рентгеновского диода (фотокатод — углерод), установленного за лавсановым фильтром (316 мг/см^2) [14]. Как видно, первый пик излучения, зарегистрированный каналами селективного детектора, возникает в тот момент, когда мягкое рентгеновское излучение пинча ещё отсутствует. Что касается остальных пиков, то видно, что они хорошо согласуются по времени с моментом возникновения импульса мягкого рентгенов-

ского излучения. Такая динамика излучения прослеживалась при каждом проводимом измерении. Отсюда можно сделать вывод, что первый пик излучения, зарегистрированный селективирующим детектором, обусловлен регистрацией тормозного рентгеновского излучения анода, возникающего под действием электронных токов утечки из подводющих вакуумных линий с магнитной самоизоляцией на начальной стадии импlosionи многопроволочной сборки.

Что касается пиков, зарегистрированных селективирующим детектором в интервале времени 850—920 нс, то на рис. 13 видно, что они коррелируют с пиками импульсов мягкого рентгеновского излучения, зарегистрированного с помощью ВРД, но отличаются по интенсивности между собой.

Важно отметить следующий факт. Как известно, интенсивность мягкого рентгеновского излучения и, соответственно, величина импульсов, измеренных ВРД, зависят от плотности ионов и температуры плазмы [15]. На рис. 13 представлен один из результатов измерения импульсов мягкого рентгеновского излучения с помощью двух ВРД, установленных за различными фильтрами. Спектральная чувствительность каждого из детекторов, установленных за соответствующими фильтрами, приведена в работе [16]. ВРД с фотокатодом из углерода, установленный за лавсановым фильтром с поверхностной плотностью 316 мг/см^2 , наиболее чувствителен к квантам 150—300 эВ. ВРД с фотокатодом из молибдена, установленный за алюминиевым фильтром толщиной 0,75 мкм, наиболее чувствителен к квантам 30—70 эВ. С помощью данных сигналов можно проследить динамику температуры пинча во времени: отношение величины сигнала более мягкого рентгеновского излучения к величине сигнала более жёсткого рентгеновского излучения в данный момент времени падает с увеличением температуры плазмы в Z-пинче. Видно, что уже после 865 нс (см. рис. 12) температура Z-пинча начинает спадать, поскольку отношение величины сигнала более мягкого рентгеновского излучения к величине сигнала более жёсткого рентгеновского излучения в каждый последующий момент времени увеличивается. Таким образом, величина импульса с ВРД (см. рис. 12) и, соответственно, интенсивность мягкого рентгеновского излучения падают с уменьшением температуры плазмы. Что касается сигналов, измеренных селективирующим детектором, то видно, что амплитуды пиков, зарегистрированные в интервале времени 850—920 нс, близки по величине в отличие от соответствующих амплитуд пиков, зарегистрированных ВРД. В итоге можно сделать вывод, что величина сигналов, зарегистрированных селективирующим детектором, и, соответственно, интенсивность регистрируемого характеристического излучения слабо зависят от температуры плазмы и, в основном, определяются плотностью ионов в пинче. В связи с этим с помощью данного селективирующего детектора можно проследить динамику плотности плазмы.

Таким образом, из приведённых осциллограмм видно, что пики, зарегистрированные в интервале времени 850—920 нс, обусловлены характеристическим рентгеновским излучением пинча, которое возникает на его финальной стадии сжатия (см. рис. 11).

На рис. 14 представлен разностный сигнал между обоими каналами селективирующего детектора, на котором хорошо прослеживаются все три момента сжатия Z-пинча (их же видно и на осциллограмме сигнала ВРД на рис. 11).

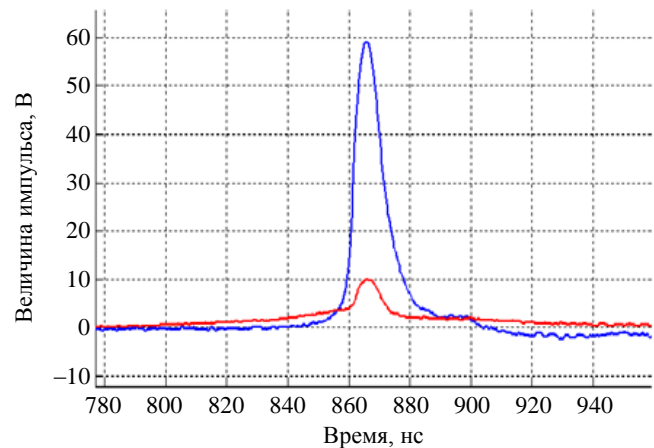


Рис. 13. Сигналы с двух ВРД, установленных за различными фильтрами: за алюминиевым фильтром 0,75 мкм (фотокатод — молибден) (—), за майларовым фильтром 316 мг/см^2 (фотокатод — углерод) (—)

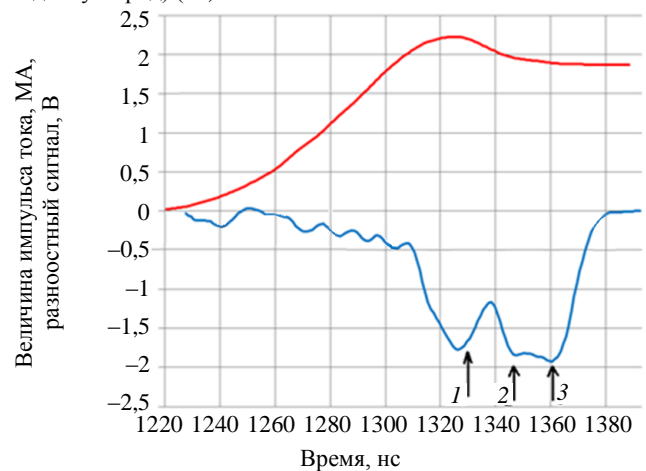


Рис. 14. Результат синхронизации тока в Z-пинче (—) с разностью между сигналом с канала, содержащего меньший фильтр, и сигналом с канала, содержащего кобальтовый фильтр (—). Стрелками указаны моменты, соответствующие возникновению импульса мягкого рентгеновского излучения (1 — основное сжатие; 2 и 3 — повторные сжатия, см. рис. 11)

Следует также отметить, что, пользуясь методикой фильтров Росса, можно проследить динамику излучения плазмы в квантах характеристического рентгеновского излучения материала нагрузки.

ПРОВЕДЕНИЕ РАСЧЁТОВ

По полученным в эксперименте данным для каждого измерения рассчитаны средняя по времени длительности импульса и максимальная интенсивность исследуемого линейчатого излучения в месте расположения селективирующего детектора. Под длительностью импульса понимается средняя длительность обоих зарегистрированных сигналов. Данные расчёты проводились по следующим формулам:

— средняя по времени интенсивность:

$$I_{\alpha} = \frac{\Delta t \langle \varepsilon \rangle e}{R t (\langle P_M \rangle - \langle P_K \rangle)} \left(\frac{\sum_i U_{iM}(t_i)}{S_1^{CD}} - \frac{\sum_i U_{iK}(t_i)}{S_2^{CD}} \right); \quad (6)$$

— максимальная интенсивность:

$$I_{\alpha}^{\max} = \frac{\langle \varepsilon \rangle e}{R (\langle P_M \rangle - \langle P_K \rangle)} \left(\frac{U_M^{\max}}{S_1^{CD}} - \frac{U_K^{\max}}{S_2^{CD}} \right), \quad (7)$$

где Δt — интервал оцифровки данных АЦП осциллографа, с; $\langle \varepsilon \rangle$ — средняя энергия квантов, образующих линии серии L_{α} , эВ; e — коэффициент, численно равный заряду электрона в кулонах; $U_{iM}(t_i)$ и $U_{iK}(t_i)$ — величина импульсов за медным и кобальтовым фильтром соответственно в условный момент времени t_i , В; R — сопротивление нагрузки на входе осциллографа, Ом; t — средняя длительность импульсов, с; $\langle P_M \rangle$ и $\langle P_K \rangle$ — средняя спектральная чувствительность сцинтилляционных детекторов за медным и кобальтовым фильтром соответственно в области энергии квантов 8 кэВ, отн. ед.; U_M^{\max} , U_K^{\max} — амплитуда импульса за медным и кобальтовым фильтром (по модулю) соответственно, В.

Суммирование в формуле (6) проводится по длительности наиболее широкого импульса. В качестве длительности импульсов полагается время, при котором величина импульса превышает 0,1 доли от его амплитуды.

В результате расчётов были получены соответствующие средние по всем проведённым измерениям значения интенсивности (при расположении селективирующего детектора на расстоянии 254 см от пинча):

$$I_{\alpha} = 55 \pm 10 \frac{\text{ВТ}}{\text{см}^2}; \quad (8)$$

$$I_{\alpha}^{\max} = 67 \pm 14 \frac{\text{ВТ}}{\text{см}^2}. \quad (9)$$

Большая величина относительной погрешности при данных измерениях (порядка 20%) обусловлена большой относительной погрешностью коэффициентов чувствительности сцинтилляционных детекторов.

Зная среднюю по времени интенсивность излучения и расстояние от Z-пинча до селективирующего детектора (254 см), оценено среднее число квантов, излучаемых в единицу времени в полный телесный угол (в предположении, что излучение источника изотропно):

$$N_t \sim \frac{I_{\alpha} 4\pi s^2}{\langle \varepsilon \rangle e}, \quad (10)$$

где s — расстояние от пинча до сцинтилляционных детекторов, см.

Расчёт по данной формуле даёт результат

$$N_t \sim (3,4 \pm 0,6) 10^{22} \frac{\text{КВАНТ}}{\text{с}}. \quad (11)$$

Зная максимальную интенсивность излучения, можно оценить максимальную мощность рентгеновского характеристического излучения линий серии L_α в полный телесный угол (в предположении, что излучение источника изотропно):

$$P_{\max} = 4\pi s^2 I_\alpha^{\max}; \quad (12)$$

$$P_{\max} = (5,4 \pm 1,1)10^7 \text{ Вт}. \quad (13)$$

Как известно из [15], эмиссия жёсткого рентгеновского излучения обусловлена взаимодействием быстрых электронов с плазмой пинча. Проведём оценку тока высокоэнергетичных электронов в Z-пинче:

$$J \sim eN_e, \quad (14)$$

где N_e — число электронов, проходящих через поперечное сечение пинча за единицу времени, электрон/с.

Данное соотношение можно переписать через число излучаемых Z-пинчем квантов в единицу времени в полный телесный угол N_i :

$$J \sim \frac{eN_i}{p}, \quad (15)$$

где p — количество испускаемых квантов на один высокоэнергетичный электрон.

Для оценки величины p используем соотношение

$$p = \sigma_L l n_i p_p, \quad (16)$$

где σ_L — сечение ионизации L-оболочки, см^2 ; l — длина Z-пинча, см; n_i — ионная концентрация Z-пинча, $1/\text{см}^3$; p_p — вероятность испускания рентгеновского кванта (вместо оже-электрона).

Определим каждую из четырёх величин, входящих в формулу (16).

Согласно справочнику [17] сечение ионизации определённой оболочки атома можно рассчитать по формуле Бете

$$\sigma_L = \frac{\alpha q}{EI_L} \ln \left(\frac{E}{I_L} \right), \quad (17)$$

где α — коэффициент, величина которого лежит в пределах $(2,6—4,5)10^{-16} \text{ см}^2 \cdot \text{эВ}^2$; q — число эквивалентных электронов на L-оболочке; E — энергия электронов, ионизирующих L-оболочку, эВ; I_L — потенциал ионизации L-оболочки, эВ.

Коэффициент α зависит от радиуса атома. Для оценки тока электронного пучка в качестве α можно взять его среднее значение $3,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 \cdot \text{эВ}^2$. Число электронов q на L-оболочке равно 8. Ионизацию L-оболочки возбуждают, в основном, быстрые электроны энергией около 300 кэВ. Потенциал ионизации L-оболочки согласно справочной программе [5] составляет величину около 10 кэВ. Подставляя в формулу (17) известные значения, получим

$$\sigma_L = 3 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2. \quad (18)$$

Длина Z-пинча l составляет величину 1,5 см.

Ионную концентрацию плазмы легко оценить, зная токовый диаметр Z-пинча. Согласно работе [6] он составляет величину порядка 0,2 см. Тогда

$$n_i = \frac{N}{V} = \frac{mN_A}{MV} = \frac{4mN_A}{M\pi d^2}, \quad (19)$$

где N — число ионов в объёме Z-пинча; V — объём Z-пинча, см^3 ; N_A — число Авогадро, 1/моль; m — линейная плотность Z-пинча, г/см; M — атомный вес атома вольфрама, 184 г/моль; d — токовый диаметр Z-пинча, см.

При погонной массе Z-пинча 220 мкг/см по формуле (19) получаем

$$n_i = 2 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{см}^3}. \quad (20)$$

Вероятность снятия возбуждения атома после ионизации путём испускания рентгеновского кванта (вместо испускания оже-электрона) для вольфрама согласно справочным данным [17] составляет величину порядка 0,3.

Подставляя все известные значения в формулу (16), получим количество испускаемых квантов на один электрон:

$$p = 0,3. \quad (21)$$

Следует заметить, что в формуле количества испускаемых квантов (16) не учтена вероятность самопоглощения кванта в плазме Z-пинча. Очевидно, её величину можно оценить по формуле

$$P_{\text{abs}} = 1 - \exp\left(-\mu dn_i \frac{M}{N_A}\right), \quad (22)$$

где μ — массовый коэффициент фотопоглощения кванта в вольфраме, $\text{см}^2/\text{г}$.

Согласно справочнику [18] величина μ равна $151 \text{ см}^2/\text{г}$. Подставляя в эту формулу необходимые значения, получим $P_{\text{abs}} \sim 0,17$. Таким образом, примерно 17% испускаемых квантов поглощается в Z-пинче, не успев вылететь, однако для оценок тока пучка электронов данным эффектом можно пренебречь.

В итоге оценка тока электронного пучка по формуле (15) даёт величину

$$J \sim 20 \text{ кА}. \quad (23)$$

Следует отметить, что в процессе оценки тока электронного пучка полагалось, что электроны движутся в плазме по прямолинейной траектории. Однако в пинче из-за наличия большого магнитного поля имеет место эффект замагниченности электронов. Наличие электрического поля \mathbf{E} , направленного вдоль оси Z-пинча, приводит к дополнительному дрейфу электронов к оси пинча, так как скорость дрейфа примерно равна векторному произведению \mathbf{E} и \mathbf{V}_ϕ . Дрейфовое движение электронов к аноду в скрещенных магнитном и радиальном электрическом полях со скоростью порядка 0,6с требует величины радиального электрического поля, существенно превосходящей даже величину аксиального электрического поля Z-пинча. Вместе с тем в процессе образования Z-пинча, помимо азимутальной составляющей магнитного поля \mathbf{V}_ϕ , может также генерироваться аксиальное магнитное поле \mathbf{V}_Z (вдоль оси Z-пинча). В азимутальном магнитном поле электроны двигаются по винтовой траектории вокруг силовых линий без ускорения к аноду. Наличие аксиальной составляющей магнитного поля \mathbf{V}_Z приводит к изменению топологии магнитного поля и позволяет электронам двигаться по винтовой траектории по направлению к аноду. Эффективная генерация быстрых электронов с учётом их движения в магнитном поле возможна, если обе составляющие магнитного поля сравнимы между собой и шаг спирали результирующего магнитного поля порядка диаметра пинча ($\sim 2 \text{ мм}$). Если продольное магнитное поле мало, то потери энергии ускоряемых электронов не компенсируются набранной энергией в электрическом поле (малый шаг спирали). Наличие продольного магнитного поля должно приводить к увеличению эффективной длины пробега электронов в плазме и, соответственно, к увеличению эффективности генерации характеристического излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По проведённым в работе измерениям была рассчитана средняя по времени и максимальная интенсивность линий серии L_α характеристического рентгеновского излучения вольфрамового Z-пинча, образованного в процессе имплозии многопроволочной цилиндрической вольфрамовой сборки на установке «Ангара-5-1». Максимальное значение интенсивности линейчатого излучения линий серии L_α вольфрама получилось $67 \pm 14 \text{ Вт/см}^2$ (на расстоянии 254 см от пинча), соответствующее среднее по времени значение интенсивности составило $55 \pm 10 \text{ Вт/см}^2$. При этом интенсивность исследуемого линейчатого излучения имеет достаточно сложную зависимость от времени. Большая величина относительной по-

грешности данных измерений (порядка 20%) обусловлена значительным разбросом величин импульсов, зарегистрированных при проведении калибровки каналов селективирующего детектора.

По полученным в работе результатам было посчитано среднее число квантов, излучаемых в единицу времени в полный телесный угол, $(3,4 \pm 0,6)10^{22}$ квант/с, а также максимальная мощность исследуемого линейчатого излучения в полный телесный угол $(5,4 \pm 1,1)10^7$ Вт. По интенсивности исследуемого линейчатого излучения проведена оценка тока электронного пучка в Z-пинче, которая составила величину 20 кА. Эта величина хорошо согласуется с соответствующим значением тока, измеренного цилиндром Фарадея в работе [19], где его величина составила 20 кА.

Оценка тока по выходу линейчатого излучения была получена в предположениях, что в области формирования пучка электронов участвует всё вещество первоначальной многопроволочной сборки, а сами электроны движутся в Z-пинче по прямолинейной траектории. В действительности во время имплозии часть вещества сборки не участвует в формировании Z-пинча, а электроны двигаются по замкнутым траекториям. Предполагая, что высокоэнергетичные электроны двигаются в межэлектродном промежутке по спирали (например, из-за наличия аксиальной составляющей магнитного поля в Z-пинче), возможно эффективное ускорение электронов до больших энергий и увеличение эффективных длин их пробега в плазме. Эффективная генерация быстрых электронов возможна, только если азимутальная и аксиальная составляющие магнитного поля сопоставимы между собой и шаг спирали станет сравним с диаметром пинча (~ 2 мм).

Анализ сигналов, полученных в результате серии выстрелов, показывает, что в одинаковых условиях эксперимента для регистрируемых сигналов характерно наличие пика, обусловленного тормозным излучением анода, и двух-трёх пиков, обусловленных характеристическим рентгеновским излучением вольфрама. Первый пик излучения, зарегистрированный селективирующим детектором, обусловлен регистрацией тормозного рентгеновского излучения анода, возникающего под действием электронных токов утечки из подводящих вакуумных линий с магнитной самоизоляцией на начальной стадии имплозии многопроволочной сборки, а характеристическое рентгеновское излучение пинча возникает на его финальной стадии сжатия.

Методика, используемая в данной работе, позволяет проводить калибровку спектральной аппаратуры, а также проследивать динамику излучения плазмы в квантах жёсткого рентгеновского излучения. При этом надо заметить, что величина и форма импульсов, измеренных данным селективирующим детектором, слабо зависят от температуры плазмы и существенно зависят от плотности ионов в Z-пинче в отличие от сигналов, измеряемых с помощью вакуумного рентгеновского диода, в котором величина измеренного импульса зависит как от плотности, так и от температуры плазмы. Используя данный селективирующий детектор, работа которого основана на методе фильтров Росса, можно проследивать динамику сжатия пинча по плотности.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 17-02-00167.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

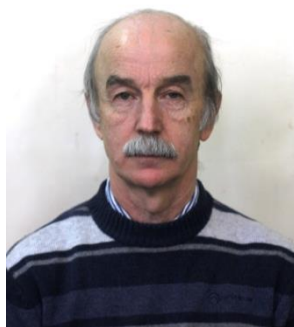
1. Spielman R.B., Deeney C., Douglas M.R., Chandler G.A., Cuneo M.E., Nash T.J., Porter J.L., Ruggles L.E., Sanford T.W.L., Stygar W.A., Struve K.W., Matzen M.K., McDaniel D.H., Peterson D.L., Hammer J.H. Wire-array Z pinches as intense x-ray sources for inertial confinement fusion. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2000, vol. 42, p. B157—B164.
2. Spielman R.B., Deeney C., Chandler G.A., Douglas M.R., Fehl D.L., Matzen M.K., McDaniel D.H., Nash T.J., Porter J.L., Sanford T.W.L., Seamen J.F., Stygar W.A., Struve K.W., Breeze S.P., McGurn J.S., Torres J.A., Zagar D.M., Gilliland T.L., Jobe D.O., McKenney J.L., Mock R.C., Vargas M., Wagoner T. Tungsten wire-array Z-pinch experiments at 200 TW and 2 MJ*. — *Physics of Plasmas*, 1998, vol. 5, № 5, p. 2105—2111.
3. Альбикив З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И. и др. — *Атомная энергия*, 1990, т. 68, вып. 1, с. 26.
4. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Фролов И.Н. Исследование характеристик имплозии квазисферических проволочных лайнеров на установке Ангара 5-1 при токе до 4 МА. — *Физика плазмы*, 2012, т. 38, № 4, с. 345—369.
5. IAEA-NDS-195. International Atomic Energy Agency [сайт]. Режим доступа: <http://www-nds.iaea.org/publications/iaea-nds/data/xmudat.zip> (дата обращения 20.08.2013).
6. Болховитинов Е.А., Волков Г.С., Вичев И.Ю., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Зайцев В.И., Новиков В.Г., Олейник Г.М., Рупасов А.А., Светлов Е.В., Шиканов А.С., Федулов М.В. Исследования спектров излучения

быстрых Z-пинчей, образующихся при сжатии многопроволочных сборок на установке Ангара-5-1. — Физика плазмы, 2012, т. 38, № 10, с. 894—902.

7. **Filter Transmission.** The Center for X-Ray Optics. Lawrence Berkeley National Laboratory. Berkeley, 2010. URL: http://henke.lbl.gov/optical_constants/filter2.html (дата обращения 15.10.2012).
8. **Аранчук Л.Е., Баранчиков Е.И., Волков Г.С., Кингсепп С.С., Королев В.Д.** Методика электронно-оптической диагностики РЭП на установке МС. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1981, вып. 2(8), с. 64—69
9. **Сторм Э., Исраэль Х.** Сечения взаимодействия гамма-излучения (для энергий от 0,001 до 1000 МэВ и элементов с 1 по 100). — М.: Атомиздат, 1973. 273 с.
10. **Бобашев С.В., Волков Г.С., Голубев А.В., Зайцев В.И. и др.** Абсолютные измерения импульсных потоков характеристического рентгеновского излучения и калибровка детекторов в области энергий фотонов $E = 1$ кэВ. — Письма ЖТФ, 1988, т. 14, вып. 7, с. 634—636.
11. **Аранчук Л.Е., Боголюбский С.Л., Волков Г.С., Иванов М.И., Козлов О.В., Пастухов М.Г.** Исследование энергетического спектра импульсного рентгеновского излучения плазменного канала сильнооточных электронных пучков: Препринт ИАЭ-3766/14. — М.: Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, 1983. 15 с.
12. **Александров В.В., Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Смирнов В.П., Сасоров П.В., Фролов И.Н.** Исследование связи электротехнических параметров Z-пинчевого разряда с процессами плазмообразования в нагрузке при токовом сжатии цилиндрических проволочных сборок. — Физика плазмы, 2004, т. 30, № 7, с. 1—15.
13. **Олейник Г.М.** Индуктивный делитель напряжения. — ПТЭ, 2000, № 3, с. 49.
14. **Волков Г.С., Грабовский Е.В., Зайцев В.И., Зукакишвили Г.Г., Зурин М.В., Митрофанов К.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Смирнов В.П., Фролов И.Н.** Диагностика плазмы на установке «Ангара-5-1». — Приборы и техника эксперимента, 2004, № 1, с. 1—8.
15. **Диагностика плазмы.** Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. Пер. с англ. Е.И. Доброхотова, Н.Г. Ковальского и В.С. Мухоматова. — М.: Изд-во «МИР», 1967.
16. **Gritsuk A.N., Aleksandrov V.V., Grabovskiy E.V., Laukhin Y., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Volkov G.S., Frolov I.N., Shevel'ko A.P.** Radiation anisotropy at the implosion of multiwire arrays. — IEEE Transactions on Plasma Science, 2013, vol. 41, № 11.
17. **Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др.** Физические величины. Справочник. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с. (ISBN 5-283-04013-5).
18. **Блохин М.А., Швейцер И.Г.** Рентгеноспектральный справочник. — М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1982, с. 143.
19. **Александров В.В., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М.** Пространственно-временная структура и динамика рентгеновской эмиссии Z-пинча на основе проволочных сборок в области энергий квантов свыше 20 кэВ. — Физика плазмы, 2009, т. 35, № 2, с. 161—173.



Максим Владимирович Хилько, инженер; Акционерное общество «Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», 142190 Москва, г. Троицк, ул. Пушкинских, вл. 12, Россия
f.i.s.h.008@mail.ru



Георгий Степанович Волков, с.н.с., к.ф.-м.н.; Акционерное общество «Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», 142190 Москва, г. Троицк, ул. Пушкинских, вл. 12, Россия
volkov@triniti.ru

Статья поступила в редакцию 30 марта 2017 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 2, с. 42—54.