УДК 533.952

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЖЁСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УСТАНОВОК ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА

А.К. Дулатов, Б.Д. Лемешко, Ю.В. Михайлов, И.А. Прокуратов, А.Н. Селифанов

ФГУП «ВНИИ автоматики им. Н.Л. Духова», Москва, Россия

В работе проведено экспериментальное изучение параметров жёсткого рентгеновского излучения (ЖРИ) установок плазменного фокуса (ПФ) с помощью сцинтилляционного детектора с временным разрешением 1,5 нс. Показано, что определяющим фактором для генерации ЖРИ так же, как и нейтронов, является ток, протекающий через пинч. В работе обосновано, что длительность импульсов ЖРИ должна иметь линейную зависимость от разрядного тока, равного току через пинч в согласованном режиме работы камер ПФ. Получено экспериментальное подтверждение данного предположения на трёх установках ПФ при разрядных токах 300, 550 и 900 кА. При изменении тока от 300 до 900 кА средняя длительность генерации ЖРИ изменяется от 4 до 10 нс, а средний выход ЖРИ увеличивается в 100 раз.

Ключевые слова: Z-пинч, плазменный фокус, импульсный генератор тока, жёсткое рентгеновское излучение.

EXPERIMENTAL STUDY OF HARD X-RAY PARAMETERS IN PLASMA FOCUS DEVICES

A.K. Dulatov, B.D. Lemeshko, Yu.V. Mikhailov, I.A. Prokuratov, A.N. Selifanov

All-Russia Research Institute of Automatics, Moscow, Russia

This paper presents the results of experimental study of plasma focus (PF) devices hard x-ray (HXR) parameters by scintillation detector with 1.5 ns time resolution. It is indicated that the determining factor for HXR and neutron generation, is the current through the pinch. The paper proves that HXR pulse duration must have a linear dependence on discharge current which is equal to the current through the pinch when PF chamber works in the matched mode. The experimental confirmation of this assumption was achieved in three PF devices with discharge currents 300, 550 and 900 kA. When current increases from 300 to 900 kA the mean HXR duration changes from 4 to 10 ns, the mean HXR yield increases 100 fold.

Key words: Z-pinch, plasma focus, pulse current generator, hard x-ray emission.

DOI: 10.21517/0202-3822-2016-39-3-66-72

ВВЕДЕНИЕ

Установки на основе явления плазменного фокуса являются источниками проникающих излучений разных типов: нейтронов [1, 2], рентгеновского излучения [3, 4], электронных и ионных пучков [5] и плазменных струй [6]. Они представляют большой интерес для исследований плазменных процессов и различных прикладных применений. Чаще всего установки ПФ используют в качестве источников нейтронного излучения при наполнении камер ПФ дейтерием (D) или дейтерий-третиевой (DT) смесью. В настоящее время в мире созданы установки ПФ, обеспечивающие выход нейтронов 10^6 — 10^{12} нейтр./имп., проведено обширное исследование особенностей генерации нейтронов [7, 8], созданы уникальные установки ПФ, имеющие выход до 10^{13} нейтр./имп. [9], и малогабаритные установки ПФ, работающие с частотой 0,1—10 Гц с выходом от 10^4 нейтр./имп. [10, 11].

В настоящее время наблюдается интерес к исследованию рентгеновского излучения камер ПФ. Рентгеновское излучение камер ПФ условно можно разделить на мягкое рентгеновское излучение (МРИ) с энергией квантов 1—10 кэВ и жёсткое рентгеновское излучение (ЖРИ) с энергией квантов, достигающей сотен кэВ. МРИ связывают с объёмным излучением высокотемпературной плазмы пинча в камере ПФ, и ему посвящено достаточно много исследований в рамках рентгенографии, рентгеновской литографии и других применений [12, 13].

ЖРИ возникает при торможении высокоэнергетического электронного пучка (ЭП), формирующегося в пинче, на аноде камеры ПФ, а также при испускании возбуждёнными атомами мишени линейчатого спектра (K-, L-линии). Максимум спектра ЖРИ установок ПФ приходится на диапазон энергии 20—80 кэВ, далее наблюдается спад интенсивности, максимальная энергия рентгеновских квантов достигает 250—300 кэВ. Для применения ЖРИ интерес представляют радиохирургия [14], радиационная биология [15]. ЖРИ применяется для изучения радиационной стойкости электронных радиоизде-

лий (ЭРИ) [16] к воздействию ЖРИ в диапазоне энергии квантов излучения от 10 до 200 кэВ, в частности, для изучения дозовых и ионизационных эффектов в КМОП-приборах и рентгенозащитных компаундах.

Выход тормозного ЖРИ можно описать следующим образом [17]:

$$Y_{\text{ЖРИ}} = KI_{\text{ЭП}} \varepsilon^2 Z_m t_{\text{ЭП}}, \quad (1)$$

где $Y_{\text{ЖРИ}}$ — энергия в импульсе ЖРИ; $I_{\text{ЭП}}$ — ток ЭП; ε — энергия электронов в ЭП; Z_m — атомный номер материала мишени; $t_{\text{ЭП}}$ — время существования ЭП; K — коэффициент пропорциональности.

Формула (1) описывает энергию ЖРИ, выделяемую при торможении пучка электронов в материале мишени с толщиной больше длины пробега электронов в нём, и применяется для вычисления выхода ЖРИ рентгеновских трубок [18]. В ПФ генерация ЖРИ также происходит при торможении пучка электронов в мишени (аноде), однако ускоряющее напряжение подаётся не от внешнего источника, как в рентгеновских трубках, а вследствие появления наведённой ЭДС в течение развития неустойчивостей в пинчевом образовании [1]. Применимость формулы (1) для оценки выхода ЖРИ в ПФ показана в работе [19].

В формуле (1) ε — значение наведённой ЭДС-индукции, которое определяет предельную энергию электронов в ЭП и, как следствие, предельную энергию образованных квантов ЖРИ E_0 при торможении ЭП в мишени. Исходя из экспериментальных данных для различных установок ПФ [20—22], значение E_0 постоянно и составляет 250—300 кэВ. Вероятно, что наведённая ЭДС-индукция ε в камере ПФ одинакова в плазмодиффузионных установках с разным разрядным током. Коэффициенты K , Z_m постоянны и определяются свойствами рентгеновской мишени (эффективностью перевода энергии ЭП в энергию ЖРИ при его торможении на мишени). Поэтому согласно формуле (1) выход ЖРИ, главным образом, зависит от тока и длительности ЭП. В работе проведено экспериментальное определение параметров ЖРИ и исследована их связь с $I_{\text{ЭП}}$ и $t_{\text{ЭП}}$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Набор из трёх установок ПФ с разной запасаемой энергией и амплитудой разрядного тока позволил провести изучение скейлинговых зависимостей параметров ЖРИ от разрядного тока через камеру ПФ в большом диапазоне токов. Изучение скейлинговых зависимостей проводилось на установках ИНГ-103 (280—360 кА), ИНГ-104 (500—650 кА) и ИНГ-105 (860—1100 кА). В составе установок ПФ использовались мейзеровские (ИНГ-103) и сферические (ИНГ-104 и ИНГ-105) камеры ПФ (табл. 1).

Т а б л и ц а 1. Параметры камер ПФ

Камера установки ПФ	Диаметр анода, мм	Диаметр катода (внутренний), мм	Толщина катода, мм	Высота анода, мм	Давление дейтерия, торр
ИНГ-103 (мейзеровская)	30	50	2,5	35	12
ИНГ-104 (сферическая)	60	120	3	58,5	15
ИНГ-105 (сферическая)	78,5	114	3	84	20

Основной цикл исследований был проведён на генераторе ИНГ-103, который состоит из двух низкоиндуктивных конденсаторов, двух коммутаторов (тиратронов), токового коллектора и камеры ПФ [23]. Максимальная запасаемая энергия в установке составляет 3,7 кДж, что при зарядном напряжении $U = 23$ кВ обеспечивает амплитуду разрядного тока 360 кА при периоде разряда 4,5 мкс. В составе ИНГ-103 используется камера мейзеровского типа (геометрические параметры приведены в табл. 1). В качестве рабочего газа использовался дейтерий, дополнительная регистрация нейтронного излучения при срабатываниях установки позволяет проводить расширенный анализ протекающих процессов. Перед заполнением камеры ПФ рабочим газом происходит её откачка до 10^{-6} торр.

Регистрация рентгеновского излучения проводилась сцинтилляционным детектором ССДИ38 [23], обеспечивающим временное разрешение 1,5 нс и расположенным на расстоянии 1 м от камеры ПФ. Рентгеновское излучение проходило через медную стенку камеры ПФ толщиной 3 мм, что приводило к ослаблению ЖРИ и полному поглощению МРИ. Для измерения электротехнических параметров установок использовался интегрирующий пояс Роговского [24], располагаемый на нескольких токоподводящих кабелях установок ПФ. Для измерения абсолютного выхода нейтронов в экспериментах использовался детектор СИВН61 [23], принцип работы которого заключается в замедлении быстрых нейтронов до теп-

ловых энергий и активации серебряной фольги с последующей регистрацией β -частиц, возникающих при радиоактивном распаде образовавшихся изотопов серебра.

ИЗУЧЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЖРИ

В установках ПФ формирование ЭП ($I_{\text{ЭП}}$ и $t_{\text{ЭП}}$) определяется сжатием токоплазменной оболочки (ТПО) в пинчевое образование и процессами, происходящими внутри пинча. В данной статье мы не будем касаться второго вопроса, который достаточно подробно описан в работах [25—27].

Сжатие ТПО характеризуется временем особенности τ и разрядным током I в этот момент времени (ток, протекающий через пинч). Движение ТПО вдоль электродов камеры ПФ обусловливается действием пондеромоторной силы за счёт магнитного поля, создаваемого разрядным током. В случае разряда конденсаторной батареи на нагрузку амплитуда разрядного тока I прямо пропорциональна зарядному напряжению U . Поэтому сила, действующая на ТПО, напрямую связана с U . ТПО представляет собой массу ионизированного газа в камере ПФ, захватываемого по мере движения оболочки, т.е. масса ТПО прямо пропорциональна начальному давлению рабочего газа p . Таким образом, зарядное напряжение установки ПФ и давление газа в камере ПФ влияют на время особенности и ток в момент особенности. U и p задаются заранее перед срабатыванием установок ПФ, т.е. являются регулируемыми величинами. В данной работе основные экспериментальные данные получены путём варьирования зарядного напряжения и давления рабочего газа в камере ПФ.

Длительность импульса ЭП $t_{\text{ЭП}}$ определяет длительность импульса ЖРИ $t_{\text{ЖРИ}}$, так как время пролёта электронами ускоряющего промежутка значительно меньше времени существования ускоряющих полей (будем считать $t_{\text{ЭП}} = t_{\text{ЖРИ}}$). Тогда, регистрируя ЖРИ быстродействующим детектором, по значениям $t_{\text{ЖРИ}}$ можно определить $t_{\text{ЭП}}$. В работе проведены измерения длительности $t_{\text{ЖРИ}}$, которая определялась по сигналу с ССДИЗ8 на полувысоте. Измерения $t_{\text{ЖРИ}}$ проведены на установке ИНГ-103 при зарядных напряжениях от 14 до 22 кВ с шагом 2 кВ при давлении дейтерия от 1 до 13 торр для каждого напряжения. Проведено не менее 10 срабатываний в каждой серии экспериментов ИНГ-103 с регистрацией импульса ЖРИ. Усреднённые значения длительности импульсов ЖРИ для всего диапазона используемых напряжений приведены в табл. 2. С доверительной вероятностью 0,95 для коэффициентов аппроксимации получена линейная зависимость $\langle t_{\text{ЖРИ}} \rangle(U)$. Дополнительно стоит отметить, что изменение давления для каждого зарядного напряжения не приводит к изменению длительности импульса ЖРИ, среднеквадратическое отклонение для каждой точки не превышает 0,7 нс.

Т а б л и ц а 2. Средняя длительность импульсов ЖРИ

U , кВ	$\langle t_{\text{ЖРИ}} \rangle$, нс
14	$3,5 \pm 0,3$
16	$3,8 \pm 0,3$
18	$4,4 \pm 0,3$
20	$4,3 \pm 0,3$
22	$4,8 \pm 0,3$

В работе получены зависимости выхода ЖРИ от зарядного напряжения ($U = 14—22$ кВ) и давления рабочего газа ($p = 1—16$ торр). Среднее значение выхода ЖРИ в каждой точке определялось не менее чем по 10 срабатываниям, при этом выход ЖРИ за одно срабатывание определялся по осциллограмме со сцинтилляционного детектора интегрированием по времени сигнала ЖРИ:

$$Y_{\text{ЖРИ}} = k \int_{t_{\text{фронт}}}^{t_{\text{спад}}} f(t) dt,$$

где $Y_{\text{ЖРИ}}$ — относительный выход ЖРИ; $f(t)$ — сигнал с детектора ССДИЗ8; $t_{\text{фронт}}$ — время начала роста импульса ЖРИ на уровне 0,1 амплитуды; $t_{\text{спад}}$ — время спада импульса ЖРИ до уровня 0,1 амплитуды на сигнале с ССДИЗ8; k — нормировочный коэффициент.

Дополнительно при каждом срабатывании регистрировался выход нейтронного излучения. Регистрируемый выход нейтронного излучения лежал в диапазоне $(0,1—0,4)10^8$ нейтр./имп. Для регистрации выхода нейтронного излучения использовался детектор СИВН61, поскольку чувствительность сцинтил-

ляционного детектора ССДИЗ8 в используемом режиме недостаточна для регистрации импульсов нейтронов в данном диапазоне. На рис. 1 показаны зависимости выхода ЖРИ (*а*) и выхода нейтронов (*б*) от давления рабочего газа при разных напряжениях. Оптимальное давление рабочего газа, обеспечивающее максимальный выход ЖРИ, лежит в пределах $p = 7\text{—}11$ торр (для $U = 22$ кВ). Спад выхода ЖРИ наблюдается как при снижении, так и при увеличении давления дейтерия относительно оптимального давления. При этом оптимальное давление дейтерия для получения максимального выхода нейтронов составляет $p = 10\text{—}15$ торр. Вероятно, что несовпадение оптимальных диапазонов давления можно объяснить различием процессов, отвечающих за генерацию нейтронов и ЖРИ. Генерация нейтронов обусловлена объёмным разогревом плазмы и формированием ускоренных пучков ионов [8, 28], тогда как ЖРИ связано с формированием и торможением ЭП на мишени.

Рис. 1. Зависимость относительного выхода ЖРИ (*а*) и выхода нейтронов (*б*) от давления дейтерия в камере ПФ при различных зарядных напряжениях конденсаторной батареи: $\blacklozenge$ — 14; $\blacksquare$ — 16; $\blacktriangle$ — 18; $\bullet$ — 20; $\blacksquare$ — 22 кВ

Рассмотрим причины спада выхода ЖРИ при давлении рабочего газа выше и ниже оптимального значения. Максимальный выход ЖРИ, вероятно, достигается при максимальном разрядном токе, протекающем через пинч. Это обеспечивается при согласовании времени достижения максимума тока (четверть периода разряда $T/4$) с временем появления особенности τ на кривой тока (рис. 2, *а*). Давление газа влияет на время особенности. Низкое давление в камере ПФ уменьшает массу ТПО, что приводит к уменьшению τ . Например, на рис. 2, *б* показана осциллограмма разрядного тока при $p = 1$ торр и $U = 18$ кВ, на которой $\tau = 0,5 \text{ мкс} < T/4 = 1,1 \text{ мкс}$, а ток, протекающий через пинч, не превышает 75% от амплитудного значения разрядного тока. Высокое давление в камере ПФ, наоборот, приводит к утяжелению ТПО. Так, при $p = 16$ торр особенность на кривой тока наблюдается только при напряжении выше 20 кВ, при $p = 13$ торр — выше 18 кВ (см. рис. 1, *б*). При меньших напряжениях не происходит эффективного сжатия ТПО. При больших давлениях даже при $\tau \approx T/4$ особенность слабо выражена, что говорит о низкой эффективности сжатия ТПО в пинч (см. рис. 2, *в*).

Рис. 2. Импульс ЖРИ с детектора ССДИЗ8 (*С1*) и сигнал разрядного тока с пояса Роговского (*С2*): *а* — $p = 10$ торр, $U = 22$ кВ, масштаб 10 В/дел., 200 нс/дел.; *б* — $p = 1$ торр, $U = 18$ кВ, масштаб 500 мВ/дел., 200 нс/дел.; *в* — $p = 16$ торр, $U = 22$ кВ, масштаб 1 В/дел., 200 нс/дел.

Рис. 3. Зависимость выхода ЖРИ и выхода нейтронов от разрядного тока, протекающего через пинч: ○ — ЖРИ; ■ — нейтроны

батываниях корреляции между значениями выхода ЖРИ и нейтронного излучения не наблюдалось.

СКЕЙЛИНГОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ЖРИ УСТАНОВОК ПФ ОТ РАЗРЯДНОГО ТОКА

Важным вопросом является определение скейлинговых зависимостей параметров ЖРИ от разрядного тока установок ПФ. В этом разделе будут рассмотрены теоретические обоснования вида скейлинговых зависимостей ЖРИ и получены экспериментальные результаты для установок ПФ в диапазоне разрядных токов 300—900 кА. Измерения параметров ЖРИ проводились в согласованном режиме работы установок ПФ, когда значение разрядного тока в момент особенности близко к амплитудному.

Зависимость длительности импульсов ЖРИ от разрядного тока установок ПФ можно рассматривать с точки зрения связи времени генерации ЭП с наведённой ЭДС индукции. Разными авторами указывается, что при измерениях спектра ЖРИ установок ПФ граничная энергия ЖРИ постоянна и составляет 200—300 кэВ [20—22]. Следовательно, ЭДС индукции, ускоряющая электроны в пучок, тоже постоянна. Связь между наведённой ЭДС индукции ε и временем генерации ЭП выражается как $\varepsilon = -d(LI)/dt = -Ldl/dt - IdL/dt$. Считается, что за время генерации ЭДС индукции (распад пинчового образования) суммарная индуктивность L значительно не изменяется. Поэтому ЭДС индукции записывается как $\varepsilon = -Ldl/dt$. Тогда время генерации пучка (время Δt , за которое происходит изменение тока ΔI через пинчевую область) $\Delta t = L\Delta I/\varepsilon$. Суммарная индуктивность установок ПФ L складывается из постоянной индуктивности контура и переменной индуктивности камеры ПФ. При увеличении запасаемой энергии и амплитуды разрядного тока за счёт увеличения накопительной ёмкости растёт число параллельно подключаемых разрядных модулей, поэтому постоянная индуктивность контура снижается. При этом при увеличении вкладываемой энергии и разрядного тока установок ПФ геометрические размеры камер ПФ увеличиваются, исходя из условия согласования времени особенности с $T/4$. Это приводит к росту переменной индуктивности камер ПФ при движении ТПО. В целом суммарная индуктивность L для установок разной энергетики практически не меняется. Например, для установок разработок ВНИИА L лежит в пределах 30—40 нГн [29].

Изменение тока ΔI связано с возникновением в пинче области аномального сопротивления и перераспределения значительной части разрядного тока на околоспинчевую плазму [25]. В области неустойчивости пинча остаётся только часть η от суммарного разрядного тока I , протекающего ранее по пинчу, которая и переходит в ток ЭП ($\Delta I \sim \eta I$, $\eta < 1$). Будем считать эффективность процессов перехода разрядного тока в ток ЭП одинаковой для разных разрядных токов ($\eta = \text{const}$), тогда скейлинговые зависимости параметров ЖРИ должны иметь одинаковый характер от тока ЭП и от разрядного тока. Соотношение между длительностями импульсов ЖРИ Δt разных установок ПФ будет прямо пропорционально их разрядным токам:

$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} = \frac{L\eta I_1/\varepsilon}{L\eta I_2/\varepsilon} = \frac{I_1}{I_2},$$

т.е. длительность импульсов ЖРИ должна иметь линейную зависимость от разрядного тока. В работе получено экспериментальное подтверждение данного предположения на трёх установках ПФ (см. табл. 1). На каждой установке проведены серии экспериментов в согласованном режиме работы камеры ПФ. Средняя длительность импульсов ЖРИ $t_{\text{ЖРИ}}$ определялась не менее чем по 10 срабатываниям

При каждом срабатывании установки регистрировались p , U , τ , $Y_{\text{нейтр}}$, кривая тока $C2$ с пояса Роговского и импульсы ЖРИ ($t_{\text{ЖРИ}}$, $Y_{\text{ЖРИ}}$) с ССДИЗ8. По кривой тока $C2$ для каждого срабатывания определялся ток, протекающий через пинч (значение разрядного тока в момент появления особенности), и строились зависимости $Y_{\text{ЖРИ}}(I)$ и $Y_{\text{нейтр}}(I)$. Полученные зависимости показаны на рис. 3, а, б. Наблюдаются квадратичные зависимости $Y_{\text{ЖРИ}}(I)$ и $Y_{\text{нейтр}}(I)$ с достоверностью аппроксимации $R^2 = 0,71$ и $R^2 = 0,73$ соответственно. Следует заметить, что, несмотря на схожий характер зависимостей $Y_{\text{ЖРИ}}(I)$ и $Y_{\text{нейтр}}(I)$, при отдельных срабатываниях корреляции между значениями выхода ЖРИ и нейтронного излучения не наблюдалось.

установок. Зарядное напряжение во всех сериях экспериментов составляло 20 кВ. Экспериментальная зависимость $t_{\text{ЖРИ}}(I)$ представлена на рис. 4, а.

Рис. 4. Зависимость длительности импульса ЖРИ (а) и относительного выхода ЖРИ (б) от разрядного тока установок ПФ

На рис. 4, б показана экспериментальная зависимость выхода ЖРИ от разрядного тока установок ПФ в диапазоне 300—900 кА ($U = 20$ кВ). Выход ЖРИ определялся по сигналу с ССДИЗ8, который находился за медными стенками камер ПФ суммарной толщиной ~5 мм. Во всех экспериментах использовались камеры ПФ с медной рентгеновской мишенью. Выход ЖРИ нормировался на расстояние 10 см от оси камеры ПФ для сравнения результатов.

ВЫВОДЫ

В работе для установки ПФ с диапазоном разрядного тока от 200 до 360 кА экспериментально найдены оптимальные давления рабочего газа (дейтерия) для получения максимального выхода ЖРИ и выхода нейтронов. Показано, что определяющим фактором для генерации ЖРИ так же, как и нейтронов, является ток, протекающий через пинч. Получены квадратичные зависимости выхода ЖРИ и выхода нейтронов от пинчового тока. Экспериментально определены скейлинговые зависимости средней длительности импульсов ЖРИ и среднего выхода ЖРИ от разрядного тока. При изменении тока от 300 до 900 кА средняя длительность изменяется от 4 до 10 нс, средний выход ЖРИ увеличивается в 100 раз.

REFERENCES

1. **Encyclopedia** of low temperature plasma. Ser. B. Vol. IX-3. Radiation plasmodynamics. Managing editor V.A. Gribkov. — M.: Yanus-K, 2007 (in Russian).
2. **1960—2010. 50 Anni di Ricerca sulla Fusione in Italia. 50 years of Fusion Research in Italy.** Edited by Paola Batistoni. — Associazione Euratom-ENEA sulla Fusione, 2010.
3. **Gullickson R.L., Barlett. R.H.** — Advances in X-ray Analysis, 1974, vol. 18, p. 186.
4. **Filippov N.V., Filippova T.I., Karakin M.A. et al.** Filippov type plasma focus as intense source of hard x-rays ($E_x \approx 50$ keV). — IEEE Transactions on Plasma Science, 1996, vol. 24, № 4, pp. 1215—1220.
5. **Neog N.K., Mohanty S.R.** Study on electron beam emission from a low energy plasma focus device. — Physics Letters A, 2007, vol. 361, pp. 377—381.
6. **Krauz V.I., Anan'ev S.S., Dan'ko S.A. et al.** Investigation of the pulsed plasma flow, generated in non-cylindrical Z-pinch systems, by electron-optical methods. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2013, vol. 36, № 4, pp. 102—110 (in Russian).
7. **Lee S., Dugu S., Shrestha R. et al.** Numerical experiments on PF1000 neutron yield. — J. Fusion Energ., 2014, vol. 33, pp. 684—688, doi 10.1007/s10894-014-9731-4.
8. **Vikhrev V.V., Korolev V.D.** Generation of neutrons in Z-pinch. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2007, vol. 33, № 5, pp. 397—423, doi 10.1134/s1063780x07050029 (in Russian).
9. **Zav'yalov N.V., Maslov V.V., Rumyantsev V.G. et al.** A source with output of 10^{13} DT-neutrons on the basis of a spherical chamber with plasma focus. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2013, vol. 39, № 3, pp. 368—371, doi 10.7868/s0367292112120074 (in Russian).
10. **Soto L., Pavez C., Moreno J. et al.** Non-radioactive source for field applications based in a plasma focus of 2J: pinch evidence. — J. of Physics: Conference Series, 2014, vol. 511, pp. 1—3, doi 10.1088/1742-6596/511/1/012032.
11. **Soto L., Tarifeno-Saldivia A.** Experimental study on the optimization for neutron emission in a small fast plasma focus operated at tens of joules. — J. of Physics: Conference Series, 2014, vol. 511, pp. 3—6, doi 10.1088/1742-6596/511/1/012029.

12. **Bogolyubov E.P., Bochkov V.D., Veretennikov V.A. et al.** A powerful soft x -ray source for x -ray lithography based on plasma focusing. — *Physica Scripta*, 1998, vol. 5—7, pp. 488—494.
13. **Kalaiselvi S.M.P., Tan T.L., Talebitaher A. et al.** Optimization of neon soft x -ray emission from 200 J plasma focus device for application in soft x -ray lithography. — *Intern. J. of Modern Physics: Conference Series*, 2014, vol. 32, p. 8, doi 10.1142/s2010194514603238.
14. **Development** of methods and instruments for diagnostics and therapy of malignant tumors on the basis of pulsed generators of neutron and x -ray radiations. Managing editor Yu.N. Barmakov. — *VANT. Ser. Yadernoe priborostroenie (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Nuclear instruments building)*, 2010, vol. 27, № 1 (in Russian).
15. **Tartari A., Da Re A., Mezzetti F. et al.** Energy spectra measurements of x -ray emission from electron interaction in a dense plasma focus device. — *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 2004, vol. 213, pp. 607—610, doi 10.1016/s0168-583(03)01572-6.
16. **VANT. Ser. Fizika radiatsionnogo vozdeystviya na radioelektronnuyu apparaturu (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Physics of radiation influence on radioelectronic apparatus).** Managing editor V.M. Chernov. 1994, issue. 1—2 (in Russian).
17. **Gerchikov F.L.** Controlled pulsed x -ray radiation in the instrument building. — M.: Energoatomizdat, 1987 (in Russian).
18. **Ivanov S.A., Shchukin G.A.** The x -ray tubes of technical purposes. — L.: Energoatomizdat, 1989 (in Russian).
19. **Hussain S., Zakaullah M., Ali S. et al.** X -ray enhancement from a plasma focus by inserting lead at the anode tip. — *Physics Letters A*, 2003, vol. 319, pp. 181—187, doi 10.1016/j.physleta.2003.10.017.
20. **Gribkov V.A., Vanina G.M., Voronov Yu.V. et al.** The study of hard x -ray radiation integral characteristics of installation «FLORA» plasma focus.: Preprint FIAN (Physical Institute of AS), M., 1960 (in Russian).
21. **Raspa V., Knoblauch P., Di Lorenzo F. et al.** Plasma focus based flash hard x -ray source in the 100 keV region with reproducible spectrum. — *Physics Letters A*, 2010, vol. 374, pp. 4675—4677, doi 10.1016/j.physleta.2010.09.023.
22. **Filippov N.V., Bezbatchenko V.A., Gureev K.G. et al.** Anode device of MG facility for producing powerful streams of x -ray radiation with a density of more than 1 cal/sm². Report. I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy. M., 1976 (in Russian).
23. <http://www.vniia.ru> (Official site of N.L. Dukhov All-Russian Automatics Research Institute) (in Russian).
24. **Razin G.I., Shchelkin A.P.** Contactless measurement of electric currents. — M.: Atomizdat, 1974 (in Russian).
25. **Dulatov A.K., Lemeshko B.D., Mikhailov Yu.V. et al.** Generation of hard x -ray emission by the electron beam in plasma focus facilities. — *Plasma Physics Reports*, 2014, vol. 40, № 11, pp. 902—909, doi: 10.1134/S1063780X14100031.
26. **Zhdanov S.K., Trubnikov B.A.** About the fluctuations of electromagnetic field near a plasma focus and Z-pinch. — *Pis'ma v ZhETF (Letters to JETPh)*, 1978, vol. 28, № 2, pp. 61—65 (in Russian).
27. **Benford G.** Runaway-electron model for x -ray emission in pinched discharges. — *Appl. Phys.*, 1978, vol. 33, p. 983, doi 10.1063/1.90261.
28. **Soto L., Silva P., Moreno J. et al.** — In: IAEA Fusion Energy Conf. Book of Abstracts IC/P6-50/, 2004.
29. **Lemeshko B.D., Dulatov A.K., Selifanov A.N. et al.** The power ratio and conversion efficiency in the neutrons generators on a plasma focus. — In coll.: Materials of XI International conference Zababakhin scientific readings. Russian Federal Nuclear Center - All-Russian Research Institute of Experimental Physics, 2012, p. 5 (in Russian).

AUTHORS

Dulatov A.K. N.L. Dukhov All-Russian Automatics Research Institute, Luganskaya str. 9, 127055 Moscow, Russia; bogolubov@vniia.ru

Lemeshko B.D. N.L. Dukhov All-Russian Automatics Research Institute, Luganskaya str. 9, 127055 Moscow, Russia; bogolubov@vniia.ru

Mikhailov Yu.V. N.L. Dukhov All-Russian Automatics Research Institute, Luganskaya str. 9, 127055 Moscow, Russia; bogolubov@vniia.ru

Prokuratov I.A. N.L. Dukhov All-Russian Automatics Research Institute, Luganskaya str. 9, 127055 Moscow, Russia; bogolubov@vniia.ru

Selifanov A.N. N.L. Dukhov All-Russian Automatics Research Institute, Luganskaya str. 9, 127055 Moscow, Russia; bogolubov@vniia.ru

Received 17 June 2016
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2016, vol. 39, issue 3, pp. 66—72.