

## Запирание и вспышки рентгеновского излучения в комплексной плазме наносекундного вакуумного разряда

Ю. К. Куриленков, И. В. Сметанин, А. В. Огинов, И. С. Самойлов

*В работе обсуждается эффект частичного «запирания» рентгеновских квантов с энергией меньше или порядка 10 кэВ межэлектродной полидисперсной средой наносекундного вакуумного разряда (НВР) с виртуальным катодом, что иногда сопровождается высокоинтенсивными вспышками рентгеновского излучения (РИ). Предложена модель диффузии и выпуска РИ в НВР на основе решения уравнения для потока квантов в рассеивающей и поглощающей межэлектродной среде. Результаты представленной модели сопоставляются со схемой стохастического лазера В. С. Летохова.*

*Ключевые слова:* виртуальный катод, полидисперсная среда, диффузия рентгеновский квантов, стохастический лазер.

**Ссылка:** Куриленков Ю. К., Сметанин И. В., Огинов А. В., Самойлов И. С. // Прикладная физика. 2020. № 5. С. 23.

**Reference:** Yu. K. Kurilenkov, I. V. Smetanin, A. V. Oginov, and I. S. Samoylov, Applied Physics, No. 5, 23 (2020).

### Введение

Компактные и мощные источники быстрых частиц и рентгеновского излучения пользуются большим спросом от медицины до материаловедения и неразрушающего контроля [1]. Помимо стандартных рентгеновских трубок, для увеличения выхода рентгеновского излучения (РИ) и решения конкретных задач используются современные генераторы рентгеновского излучения, синхротронные накопители, рентгеновские лазеры и др. [2]. Отметим, в частности, что поиски новых лазерных сред привели В. С. Летохова к идее о стоха-

стическом резонаторе [3], которая была подтверждена и уже используется в видимой области спектра [4–6], но в рентгеновском диапазоне стохастический или случайный (random) (СЛ) лазер еще не реализован.

Последние годы мы исследуем схему инерциального электростатического удержания (ИЭУ) [7, 8] с обратной полярностью [9] на основе наносекундного вакуумного разряда (НВР) [10, 11] применительно к DD синтезу. В этих экспериментах, параллельно, была накоплена существенная база данных и по выходу жёсткого рентгеновского излучения (РИ) из межэлектродных ансамблей НВР. Была установлена определённая корреляция между спецификой выхода РИ, и плотностью (конфигурацией) межэлектродной среды. В частности, была замечена способность достаточно плотных межэлектродных ансамблей самоорганизовываться и «запирать» РИ (кванты с энергией меньшей или порядка 10 кэВ) [13]. Данная работа посвящена специфике выхода РИ в экспериментах по DD синтезу в НВР. Предложена и обсуждается качественная модель запирания РИ межэлектродной средой, и интерпретируются как запирание, так и отдельные сильные вспышки жёсткого РИ, ко-

---

**Куриленков Юрий Константинович**<sup>1,2</sup>, с.н.с., к.ф.-м.н.

**Сметанин Игорь Валентинович**<sup>2</sup>, в.н.с., к.ф.-м.н.

**Огинов Александр Васильевич**<sup>2</sup>, в.н.с.

**Самойлов Игорь Сергеевич**<sup>1</sup>, в.н.с., к.ф.-м.н.

<sup>1</sup> Объединённый институт высоких температур РАН.

Россия, 125412, Москва, Ижорская ул., 13, стр. 2.

E-mail: kurilenkovyuri@gmail.com

<sup>2</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН.

Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53.

*Статья поступила в редакцию 23 июня 2020 г.*

---

© Куриленков Ю. К., Сметанин И. В., Огинов А. В., Самойлов И. Г., 2020

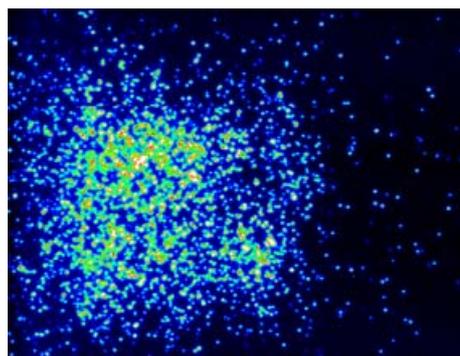
торые внешне могут быть приняты за вспышки СЛ [3–5, 16–20].

### Эксперимент по DD синтезу в схеме ИЭУ с обратной полярностью на базе НВР

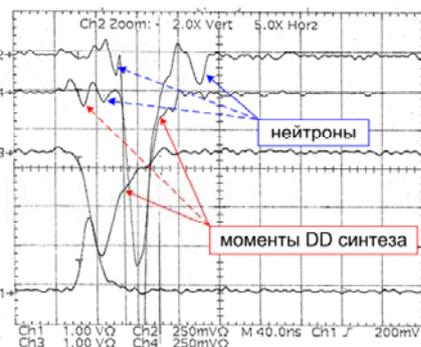
От стандартных схем ИЭУ с электродами-сетками [7] мы перешли к электродинамическому удержанию, включающему особенности междисциплинарной физики НВР. В частности, был использован полый Al катод с конической частью и Pd анод, который периодически заполнялся дейтерием в процессе электролиза в тяжёлой воде [10]. Такая схема ИЭУ с обратной полярностью [9] даёт возможность работать в вакууме, где при включении напряжения будут формироваться пучки автоэлектронов с катода [11]. Последние, взаимодействуя с дейтерированным Pd анодом, во-первых, создадут вблизи анода эрозивную плазму, содержащую в том числе дейтроны и дейтерий-содержащие кластеры. Во-вторых, пучки электронов, пролетая внутрь анодного пространства (через «сетку» из тонких Pd стержней) и тормозясь в её центре, образуют ВК и соответствующую ему ПЯ. Глубокая потенциальная яма (десятки кВ) будет играть роль *микроускорителя*, ускоряя дейтроны с краёв ямы до энергий в десятки кэВ и сталкивая их встречные потоки между собой на оси разряда т. е. на «дне» ПЯ [12–14]. В третьих, пучки энергичных электронов ( $\leq 70$  кэВ), взаимодействуя с полидисперсной межэлектродной средой и электродами, генерируют жёсткое РИ [13].

Схема эксперимента по DD синтезу в НВР и его детальное описание приведены ранее в [10–14] (основные параметры разряда:  $U = 70$  кВ,  $I_{\max} = 1$  кА,  $T_{\text{имп}} = 50$  нс, вкладываемая энергия  $\approx 1$  Дж). Цилиндрический медный анод ( $\varnothing = 0,6$  см) имел насадку в виде

набора полых тонких (0,1 см в диаметре) Pd трубок (от 3 до 13), припаянных перпендикулярно к торцу анода по его периметру. Полюс цилиндрический алюминиевый катод имеет коническую часть, обращённую к аноду. Изображения межэлектродной среды в рентгене ( $\geq 1$  кэВ, рис. 1, а) фиксируются CCD камерой через отверстие (обскуру) в пластине из свинца (толщина 0,2 см), покрытое алюминиевой фольгой толщиной 0,1 мм. На рис. 1, в качестве иллюстрации DD синтеза в НВР, приведены CCD межэлектродного ансамбля, и осциллограммы выхода РИ, в частности, регистрирующих момент DD реакции и нейтронный выход. Каналы 1 и 3 (рис. 1, б) показывают интенсивность рентгена с максимальной чувствительностью в диапазоне около 10 кэВ. Более жёсткий рентген ( $> 20$  кэВ) регистрировался обычно фотоумножителем РМ2, закрытым медным поглотителем толщиной 0,5–2 мм (сигналы фотоумножителей (ФЭУ) РМ2, РМ4 всегда имеет электронное время задержки на  $\approx 35$  нс по сравнению с почти мгновенными сигналами PIN диодов, каналы 1 и 3). Время-пролётные (TOF) измерения нейтронного выхода проводились с помощью РМ4 и РМ2, расположенными на одной оси с электродами на расстояниях в 45 см и 90 см, соответственно, от источника плазмы (соответственно, каналы 4 и 2 на рис. 1, б). Помимо жёсткого тормозного и характеристического РИ (первые сильные пики интенсивности на каналах 2 и 4), РМ2 может регистрировать хорошо воспроизводимый сигнал (второй слабый пик) с задержкой около 46,6 нсек/метр. Эта задержка, 46,6 нс/м, является характерным признаком наличия нейтронов с энергией около 2,45 МэВ из реакции синтеза  $D + D = n + He^3$  (их приход на сцинтиллятор регистрируется фотоумножителем РМ2, канал 2).



а



б

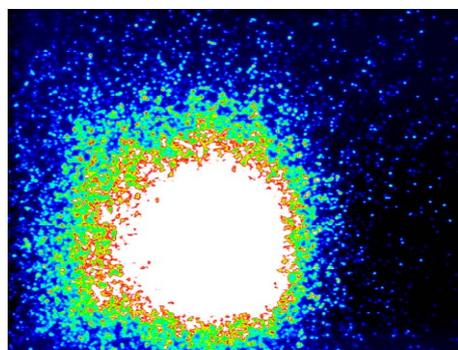
Рис. 1. Динамика выхода рентгена в режиме 1: а) – CCD изображение малоплотного («прозрачного») межэлектродного ансамбля; б) – осциллограммы выхода рентгена (каналы 1–4) и нейтронов (кан. 2, малый пик).

Выше показан лишь простейший случай – однократный выход нейтронов в малоплотном («прозрачном») ансамбле. Осцилляции дейтронов в ПЯ сопровождаются пульсирующим выходом DD нейтронов [15]. Последнее имеет место и в более плотных стохастических межэлектродных ансамблях НВР [13, 15]).

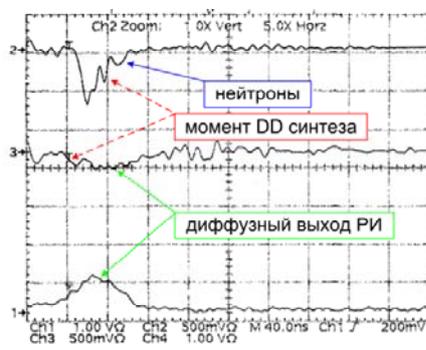
### Генерация и запираение рентгеновского излучения в межэлектродной среде

В эксперименте мы можем в некоторой степени менять уровень поглощения рентгена и многократного рассеяния внутри полидисперсных межэлектродных ансамблей, изменяя межэлектродный объём (варьируя расстояние анод – катод) при примерно постоянном уносе массы с анода, а также плавно варьируя давление в диапазоне  $10^{-6}$  -  $10^{-2}$  мбар. Если плотность стохастического кластерного ансамбля оказывается велика и в ней выполняются условия для диффузии фотонов,

$$\lambda \ll \Lambda_s \ll R, \quad (1)$$



а



б

Рис. 2. Динамика выхода рентгена в режиме 2: а) – CCD изображение межэлектродного полидисперсного ансамбля; б) – осциллограммы интенсивности выхода рентгена и нейтронов. Выход РИ с энергией квантов  $\leq 10$  кэВ (каналы 1, 3) оказывается небольшим несмотря на размер и яркость ансамбля (сравни с рис. 1, б, каналы 1, 3).

Ансамбли нанокластеров с нарастающим уровнем самоорганизации при повышении их плотности (типа приведенного рис. 2, а, анод из 13 Pd трубок) могут заметно «запирать» жёсткий рентген ( $\leq 10$  кэВ). В результате, из-за диффузного характера распространения фотонов, сигнал РИ на каналах 1, 3 появляется с задержкой, а также заметно ослабленным из-за потерь, связанных с рассеянием. Но количество квантов, выходящих из скин – слоя ансамбля типа «шара» (рис. 2, а), оказывается вполне достаточным для чёткой регистрации изображения среды CCD камерой. Из сравнения интенсивности осциллограмм для режи-

мо фотоны в неупорядоченной плотной полидисперсной среде могут относительно долго перерассеиваться, прежде чем покинут её из приповерхностной области (см. также [4, 5, 17–20]) ( $\lambda$  – длина волны,  $\Lambda_s$  – средняя длина пробега фотонов в среде из-за рассеяния,  $R$  – размер ансамбля;  $\Lambda_s = 1/N_0 Q_s$ , где  $Q_s$  – сечение рассеяния,  $N_0$  – объёмная плотность рассеивающих частиц,  $N_0^{-1/3} \gg \lambda$ ). Как показывает эксперимент, плотные межэлектродные ансамбли в НВР могут частично «запирать» даже относительно жёсткие кванты ( $\leq 10$  кэВ) [13].

Пример изображения CCD для межэлектродных ансамблей при больших плотностях кластеров, где условие диффузии РИ (1) выполняются очень хорошо, дан на рис. 2, а. Жёсткое РИ ( $\geq 20$  кэВ, канал 2) выходит почти сразу (в реальном времени максимум РИ появляется на  $\sim 35$  нс раньше), в то время как диффузная задержка выхода рентгена ( $\leq 10$  кэВ), зарегистрированная каналами 1, 3, составляет  $\sim 40$  наносекунд (рис. 2, б).

мов 1 (рис. 1) и режима 2 (рис. 2) мы видим, что более плотный ансамбль испускает меньше РИ, чем малоплотный ансамбль (рис. 1). Отметим, что чувствительность канала 3, рис. 2, б в два раза больше, чем на рис. 1, б. Очень малая интенсивность РИ на этом канале означает, что выход РИ вверх, в сторону PIN-диода 3, почти отсутствует (сравни с рис. 1, б), канал 3).

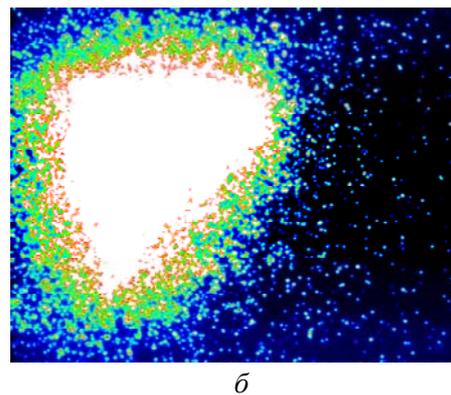
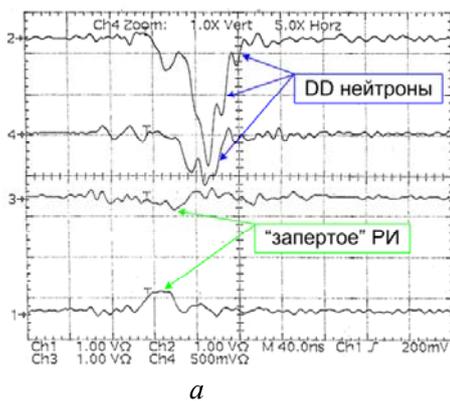
Моделирование механизмов коллективного ускорения ионов в межэлектродной среде НВР проводилось методом частиц в рамках полного электродинамического кода КАРАТ [11–15], что и позволило прояснить как меха-

низмы столкновительного ядерного DD синтеза, так и генерации РИ. В частности, результаты моделирования динамики всех частиц в разряде для экспериментальной геометрии электродов и параметров разряда указывают на принципиальную роль формирования виртуального катода в комплексной прианодной плазме [11, 12]. ВК образуется внутри анодного пространства из-за коммулятивного схождения к оси разряда  $Z$  встречных пучков квазирелятивистских электронов, вытягиваемых приложенным полем с внутренних стенок конической части полого катода. Энергичные электроны ( $\leq 70$  кэВ), взаимодействуя с полидисперсной средой металлических нанокластеров, теряют энергию, производя тормозное и характеристическое РИ.

Наночастицы в межэлектродных ансамблях являются нанокристаллами различного размера и структуры, и вследствие этого хорошо отражают РИ [21]. С уменьшением размеров кластеров в ансамбле начинают преобладать именно поверхностные свойства [13]. Поэтому, разветвлённая поверхность нанокластеров в стохастическом ансамбле при многократном рассеянии фотонов на малые углы может обеспечить условие  $\Lambda_s < R$  (при углах близких к углам скольжения). В то же время, в режимах, когда плотности межэлектродных

ансамблей оказываются не такими большими как для выстрелов с анодом из 13 Pd трубок (рис. 2), а меньше, как в случае анода с тремя Pd трубками (рис. 1), то РИ выходит свободно (здесь  $\Lambda_s \gg R_{eff}$ ), а ширина пиков РИ оказывается примерно пропорциональной плотности межэлектродных ансамблей, облучаемых пучками электронов [22].

Отметим, что и при малом числе Pd трубок в аноде могут наблюдаться случаи самоорганизации и почти полного запираия РИ с последующими вспышками [13]. В частности, при давлении  $10^{-6}$  мбар в разрядной камере был зарегистрирован режим с самоорганизованным плотным ансамблем (типа 2D неправильной «пирамиды», рис. 3, б) с очень малым выходом РИ не только с энергией меньше или порядка 10 кэВ (каналы 1, 3, рис. 3, а), но и в более жёсткой части спектра (каналы 4, 2). Наличие нескольких нейтронных пиков (рис. 3, а, канал 2), т. е. пульсирующий выход DD нейтронов свидетельствует об осцилляции дейтронов в потенциальной яме, заполненной дейтерий-содержащими кластерами. Таким образом, как показывает эксперимент, достаточно самоорганизованные плотные ансамбли (типа показанного на рис. 3, а (или рис. 6, а в [15])) практически «запирают» как быстрые ионы, так и РИ.



**Рис. 3.** Динамика выхода рентгена в режиме 3: а) – осциллограммы выхода рентгена (каналы 1, 3, 4) и нейтронов (канал 2) для межэлектродного ансамбля с запертыми дейтронами и диффузным РИ. Интенсивности РИ на каналах 2, 4 представлены, в основном, DD нейтронами (чувствительность каналов 2, 4 составляет 1 В и 500 мВ, соответственно); б) – CCD изображение самоорганизованного межэлектродного ансамбля наночастиц.

Ранее были получены детальные опытные данные по структуре нанокластеров Pd, в частности, о различных хорошо выраженных

типах кристаллической решётки в зависимости от их размеров [21]. Там же приведены и обсуждались диффракционные свойства Pd

нанокластеров, из чего можно заключить, что они могут быть хорошими брэгговскими отражателями. В результате, по-видимому, в плотных межэлектродных ансамблях нанокристаллов Pd приповерхностные слои случайно ориентированных частиц эффективно формируют что-то вроде распределённого рентгеновского «зеркала», напоминающего кольцевые рентгеновские отражатели [2] или распределённые Брэгговские структуры [23]. Многочисленные исследования последних лет малоуглового рассеяния рентгеновских лучей скользящего падения (GISAXS) на 3D массивы наночастиц (см., например, [24, 25]) также показывает, что такого рода массивы могут быть заметными брэгговскими отражателями, и это косвенно подтверждает возможность наличия такого же свойства у плотного межэлектродного облака нанокристаллов Pd.

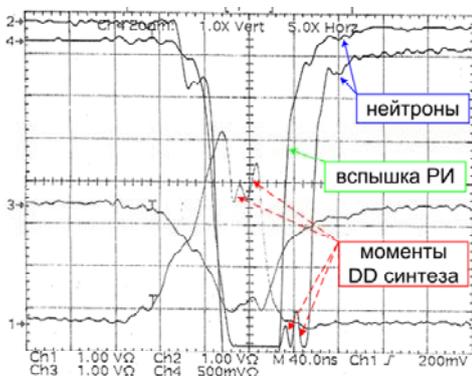
**О вспышках жёсткого рентгеновского излучения. Диффузионная модель**

В 1967 г. В. С. Летохов предложил лазерную схему с многократным рассеянием в стохастическом резонаторе [3]. В этой схеме роль отражателей и рассеивателей должны играть большое число разупорядоченных микрочастиц, погружённых в некое «облако» активной среды. Когда наработка диффузного излучения по объёму превысит поверхностные потери, будет иметь «лазерная» вспышка. В литературе этот эффект иногда называют фотонной бомбой Летохова (в силу практически цепной реакции наработки фотонов) [18], а такую схему в целом принято называть как

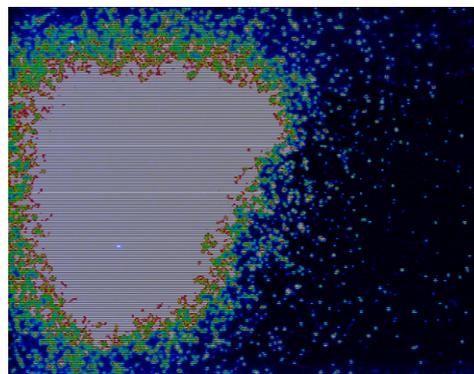
стохастический лазер (СЛ) [3–6, 16–20]. Отметим заметно возросший интерес к данной схеме в последние два десятилетия и её весьма различные реализации (см. обзор и ссылки в [17–28]), но, в основном, лишь для видимой области спектра.

С другой стороны, возвращаясь к НВР, отметим, что в полидисперсных межэлектродных ансамблях, помещённых в поле ВК, есть все условия для перевода  $K$ -электрона Pd в континуум (24,350 кэВ), а именно – быстрые электроны, протоны или дейтроны, и жёсткие кванты с энергиями до 70 кэВ [11–13]. Последующая рекомбинация в «непрозрачном» межэлектродном объёме с диффузией фотонов может переполнить объём частично самоорганизованного ансамбля большим количеством жёстких квантов  $K_{\alpha}$ -Pd (21,177 кэВ). Чем плотнее возникнет стохастический межэлектродный ансамбль в конкретном выстреле, тем, с одной стороны, будет больше генерация РИ в объёме ансамбля из-за торможения пучков электронов, с другой – длина рассеяния квантов уменьшится. В результате, жёсткое РИ может оказаться «запертым» в межэлектродном ансамбле наночастиц, а потери будут иметь место, в основном, лишь с поверхности. Это означает, что, начиная с некоторого критического объёма ансамбля (или при  $R > R_{cr}$  в случае сферы), может иметь место вспышка РИ [13], лишь внешне похожая на СЛ [3].

На рис. 4 представлен следующий выстрел в НВР со вспышкой РИ. Важно отметить, что данный выстрел последовал сразу же за режимом, приведенным выше на рис. 3, где всё РИ было практически заперто (каналы 1–4).



а



б

**Рис. 4.** Динамика выхода рентгена в режиме 4: а) – осциллограммы со вспышкой жёсткого РИ (каналы 2, 4) для б) – межэлектродного кластерного ансамбля (CCD изображение) с объёмом, возможно, превышающим как объём ансамбля в режиме 3 (рис. 3, б), так и критический объём (см. текст).

Режим, приведенный на рис. 4 соответствовал большему давлению в разрядной камере ( $\sim 7 \times 10^{-3}$  мбар), при котором, как показывает эксперимент, образование кластеров идет более интенсивно, чем для режима, приведенного на рис. 3 ( $\sim 5 \times 10^{-6}$  мбар). Кроме того, из качественного сравнения ССД изображений следует, что в одном случае объем ансамбля был, по-видимому, меньше критического, рис. 3, б, а в другом – чуть больше, рис. 4, б, что, возможно, и привело к необычной вспышке жесткого рентгена (рис. 4)  $\geq 10$  кэВ. Подобные вспышки, хотя и напоминают вспышку СЛ соотношением генерации РИ в объеме и его потерь с поверхности, таковыми всё же не являются. Действительно, межэлектродная среда в случае НВР пока не обладает усиливающими свойствами, что приводило бы к наработке излучения и цепной реакции роста числа фотонов в процессе диффузии квантов по объёму среды [3].

В соответствии с концепцией В. С. Летохова [3], в объеме, заполненном средой со случайно расположенными элементарными отражателями (атомами, молекулами, кластерами), происходит диффузное перерассеяние потока фотонов, излучаемых в объеме. При достаточно высокой концентрации отражателей происходит «запирание» фотонов внутри этого объема, что можно интерпретировать как формирование эффективного стохастического резонатора. Эта концепция нашла широкое применение для объяснения эффектов лазерной генерации в астрофизике [16] и в волоконных лазерных системах с распределенной стохастической обратной связью [5, 25, 26].

Следуя [3], мы будем описывать распространение потока рентгеновских квантов в плазме НВР в рамках диффузионного приближения (1) [27], которое для условий нашего эксперимента может быть записано в следующем виде

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \nabla(D \nabla \Phi) - \alpha \Phi + S. \quad (2)$$

Здесь  $\Phi(\vec{r}, t)$  – плотность потока рентгеновских квантов в среде НВР,  $\alpha$  и  $S$  – распределенные по объёму разряда потери и источник, соответственно,  $D$  – коэффициент

диффузии рентгеновских квантов в многокомпонентной мелкодисперсной среде плазмы НВР. Мы полагаем вынужденное излучение в рассматриваемых экспериментальных условиях незначительным, так что источник  $S$  учитывает главным образом спонтанное излучение рентгеновских квантов и, таким образом, не зависит от плотности потока  $\Phi$ .

Исходя из сечений упругого рассеяния и поглощения фотонов атомами палладия [28, 29], получим, что при плотности атомов в плазме НВР менее  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> соответствующая длина свободного пробега фотонов  $K_\alpha$  – Pd на 2–3 порядка превышает характерный размер  $R_0$  плазмы. В условиях НВР, однако, разрядная плазма представляет собой многокомпонентную полидисперсную среду, содержащую не столько отдельные атомы палладия, но также кластеры и кристаллизованные наночастицы палладия с размерами в диапазоне 10–100 нм, вплоть до нескольких сот нанометров [30, 31]. Анализ рассеяния рентгеновского излучения на малые углы кластерами показывает (как теоретически, так и экспериментально [32]), что, фактически, кластер рассеивает как одна большая частица: сечение этого процесса  $\sim \sigma_s N_c^2$  возрастает по сравнению с сечением рассеяния на одном атоме в  $\sim N_c^2$  раз, где  $N_c$  – число атомов в кластере. Полагая плотность кластеров в плазме  $n_c$  такой, что  $n_c N_c \leq 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, длина свободного пробега может быть оценена как  $\Lambda_s = ((8\pi/3)r_e^2 |f|^2 n_c N_c^2)^{-1}$ , что при числе атомов в кластере  $N_c \sim 10^4$ – $10^5$  соответствует  $\Lambda_s \sim 60$ – $600$  мкм. Таким образом, условия (1) применимости диффузионного приближения (2) можно считать выполненными в условиях нашего эксперимента. При этом коэффициент диффузии имеет оценку  $D \approx \Lambda_s / (3(1 - \langle \cos \theta \rangle)) \sim \Lambda_s$  ( $\langle \cos \theta \rangle$  – среднее значение косинуса угла рассеяния кванта).

Перейдем к качественному анализу решений (2) и определим, насколько эти решения воспроизводят соотношение интенсивности наблюдавшихся вспышек РИ в НВР. Для наглядности, мы ограничимся рассмотрением сферически симметричной задачи, полагая потери распределенными равномерно по объёму

плазмы а источник фотонов – стационарным. Тогда уравнение (2) принимает вид

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi(r, t)}{\partial t} = D \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} - \frac{\alpha}{D} \Phi \right) + S(r). \quad (3)$$

Это уравнение должно быть дополнено начальным и граничным условием. Естественно полагать, что в момент зажигания НВР плотность рентгеновских квантов в объеме взаимодействия равна нулю,  $\Phi(r, t = 0) \equiv 0$ . На границе плазмы при  $r = R_0$  будем предполагать конвекционный обмен потока рентгеновских квантов [22].

Решение уравнения (3) с нулевым начальным условием и граничным условием [22] в общем виде может быть представлено как

$$\Phi(r, t) = \sum_n \frac{a_n}{D\lambda_n} (1 - \exp[-cD\lambda_n t]) \frac{\sin(\mu_n r)}{r}. \quad (4)$$

Здесь  $\lambda_n = \mu_n^2 + \alpha/D$ ,  $a_n$  являются коэффициентами разложения функции источника  $S$  по собственным пространственным функциям задачи. Опуская детали (см. [22]), из решения (4) можно получить максимальное значение (реализующееся при  $r = 0$ ) соответствующей амплитуды  $\Phi$ , которое составляет

$$\Phi_0 \sim a_0 \frac{c\tau_d}{R_0} \sqrt{3h}. \quad (5)$$

Это соотношение отражает экспериментально наблюдавшийся факт снижения выхода рентгеновских квантов с увеличением плотности плазмы НВР (эффект «запирания»). Безразмерный параметр  $h$  характеризует проницаемость границы плазмы для рентгеновского излучения:  $h \rightarrow 0$  соответствует пределу непрозрачной границе, в то время как  $h \gg 1$  отвечает пределу практически прозрачной границы плазмы [22].

Для регистрировавшихся в эксперименте вспышек РИ, когда под действием энергичных электронов одновременно накопленное в объёме большое число диффузных жёстких квантов превысит потери с поверхности межэлектродного ансамбля, из решения (4) получим

$$\Phi_0 \sim a_0 \frac{R_0}{D} \frac{1}{\sqrt{3h}} \quad (6)$$

что соответствуют реализации режима, когда амплитуда  $\Phi_0$  резко возрастает.

Отметим, что изложенная модель запирания спонтанного рентгеновского излучения принципиально отличается от модели СЛ прежде всего по характеру решения. Действительно, в модели СЛ [3] происходит вынужденная генерация фотонов, так что  $S = g\Phi$ , где  $g$  есть коэффициент усиления среды (вообще говоря, зависящий от величины потока  $\Phi$ ). При нулевом граничном условии (условие формирования стохастического резонатора)  $\Phi(t, r = R_0) = 0$  собственные числа задачи

определяются как  $\chi_n = \frac{\pi}{R_0} n$ ,  $n = 1, 2, 3 \dots$

В результате, решение уравнения диффузии для потока фотонов (3) принимает вид

$$\Phi \sim \sum_n c_n \exp[\kappa_n t] \frac{\sin(\chi_n r)}{r} \quad (7)$$

где инкременты нарастания мод определяются соотношением  $\kappa_n = (g - \alpha)D^{-1} - \chi_n^2$ . При превышении порога генерации  $g > D \left( \frac{\pi}{R_0} \right)^2 + \alpha$

решение (7) носит экспоненциально нарастающий характер (вплоть до значений потока, при которых вследствие эффекта насыщения коэффициента усиления инкремент  $\kappa$  становится равным нулю). Как видим, экспоненциально нарастающее решение (7) для СЛ [3] качественно отличается от выходящей на плато временной зависимости (4) в случае стохастической вспышки накопленного в объёме межэлектродного ансамбля НВР спонтанного РИ.

### Заключительные замечания

Диффузионная модель В. С. Летохова стохастического запирания излучения в объёме случайно расположенных отражающих частиц позволяет качественно описать результаты экспериментов по регистрации вспышек рентгеновского излучения в НВР. В отличие от концепции стохастического лазера (СЛ) В. С. Летохова [3], где рост плотности фотонов при превышении порога генерации происхо-

дит экспоненциально, в нашей модели в соответствии с соотношением (4) рост числа фотонов имеет предел насыщения, определяемый функцией источника  $S$ .

Несмотря на то, что в нашем эксперименте с НВР пока нет СЛ, такие наблюдаемые особенности как наличие запираания РИ (рис. 2, рис. 3), наличие источников накачки (энергичные электроны и жёсткое РИ), а также появление вспышек РИ (типа режима, приведенного на рис. 4), в целом, можно рассматривать как важные предпосылки к реализации СЛ в рентгеновском диапазоне. Природа вспышек в НВР и в СЛ также оказывается по-своему близка – это проявление заметно большей генерации РИ в объёме межэлектродных ансамблей наночастиц в НВР, или, для гипотетического случая СЛ, – наработке РИ в объёме среды, чем потери РИ с поверхности в обоих случаях. В случае СЛ идёт цепная реакция роста числа фотонов в усиливающей среде, аналогично ядерным цепным реакциям [27]. В нашем случае, межэлектродный объём НВР оказывается без усиления, но с объёмной генерацией РИ за счёт торможения энергичных электронов в полидисперсной межэлектродной среде, и мгновенного наполнения всего объёма среды флуоресцентными линиями  $K_{\alpha}$ -Pd (21,177 кэВ) и тормозными фотонами. Добавим, что разряды с Pd анодом из 3 трубок отличаются наличием чёткого ВК, довольно редкими режимам запираания (рис. 3) и большой интенсивностью РИ во вспышках (рис. 4). В случае анода из 13 трубок мы легко получаем довольно плотные межэлектродные ансамбли (рис. 2, а)) и, соответственно, имеем хорошее запираание РИ и его малый выход с поверхности (рис. 2, б)), но плохо выраженный ВК из-за большого числа анодных Pd трубок, не позволяющих пучкам электронов свободно проникать внутрь анодного пространства, и, как следствие, – отсутствие вспышек РИ.

Выход РИ в разряде с Pd анодом в трёх спектральных интервалах, измеренный недавно с использованием метода фильтров Росса [33], приведен в работе [34]. Из гистограмм выхода рентгена [34] видно, что в спектрах присутствует как  $K_{\alpha}$ -Pd, так и переходы с более высоких уровней для меньших энергий (типа  $L_{\alpha}$  – Pd), а также заметная часть тормоз-

ного излучения с энергиями в интервале 30–55 кэВ. Отметим, что выше описаны наблюдавшиеся вспышки РИ для палладиевого анода [13], но, в принципе, выбор материала анода в НВР позволит реализовать вспышку с флуоресцентной линией  $K_{\alpha}$  любого элемента, из которого сделан анод, в соответствующей ему плотной эрозионной межэлектродной полидисперсной среде.

Как сделать межэлектродную среду в НВР усиливающей для реализации СЛ – это задача на будущее. В целом, наши результаты на сегодняшний день, как нам кажется, показывают, что идея В. С. Летохова о «самоудержании света» [35] в среде с распределенным усилением и рассеянием, по-видимому, при определённых условиях может быть распространена и на не слишком жесткую (~ 10 кэВ) часть рентгеновского диапазона [16], но это лишь первые шаги по продвижению схемы СЛ в рентгеновскую область спектра.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Schoenlein R., Elsaesser Th., Holldack K., et al. *Philos. Trans. A: Math. Phys. Eng. Sci.* 2019. Vol. 377. P. 20180384.
2. Elton C. *X-rays lasers*. – New York: Academic Press, 1990.
3. Летохов В. С. // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. С. 1442.
4. Wiersma D. S. // *Nat. Phys.* 2008. Vol. 4 (5). P. 359.
5. Cao H. // *J. Phys.-Math. Gen.* 2005. Vol. 38 (49). P. 10497.
6. Noginov M. “Solid State Random Laser”. – Springer, 2005.
7. Miley G. H., Murali S. K. *Inertial Electrostatic Confinement (IEC) Fusion*. – Springer, 2014.
8. Lavrent'ev O. A. *On the history of thermonuclear synthesis in USSR*, 2-nd edition. – Ukraine: Kharkov Phys.-Tech. Inst. 2012.
9. Elmore W. C., Tuck J. L., Watson K. M. // *Phys. Fluids.* 1959. Vol. 2. P. 239.
10. Kurilenkov Yu. K., Skowronek M., Dufty J. // *J. Phys. A: Math&Gen.* 2006. Vol. 39. P. 4375.
11. Kurilenkov Yu. K., Tarakahov V. P., Gus'kov S. Yu., et al. // *J. Phys. A: Math & Theor.* 2009. Vol. 42. P. 214041; [Kurilenkov Yu. K., Tarakahov V. P., Gus'kov S. Yu. // *Plasma Physics Reports.* 2010. Vol. 36. № 13. P. 1227].
12. Kurilenkov Yu. K., Tarakanov V. P., Karpukhin V. T., Gus'kov S. Yu., Oginov A. V. // *Journal of Physics: Conf. Series.* 2015. Vol. 653. P. 012025.
13. Kurilenkov Yu. K., Tarakanov V. P., Gus'kov S. Yu., et al. // *J. Physics: Conf. Series.* 2015. Vol. 653. P. 012026.
14. Kurilenkov Y. K., Tarakanov V. P., Gus'kov S. Yu., Oginov A. V., Karpukhin V. T. // *Contributions to Plasma Physics.* 2018. Vol. 58. № 10. P. 952.

15. Kurilenkov Yu. K., Tarakanov V. P., Gus'kov S. Yu., Oginov A. V., Samoylov I. S. // Journal of Physics: Conf. Series. 2019. Vol. 1147. P. 012103.
16. Летохов В. С. // Квантовая Электроника. 2002. Т. 32 (12). P. 1065.
17. Lavandy N. M., Balachandran R. M., Gomes A. S. L., Sauvain E. // Nature. 1994. Vol. 368. P. 436.
18. Cao H. // Opt. Photon. News. 2005. Vol. 16. P. 24.
19. Wiersma D. S. // Nat. Phys. 2008. Vol. 4 (5). P. 359.
20. Cao H. Random Laser – Physics & Application. Workshop on Coherent Phenomena in Disordered Optical Systems 26–30 May 2014.
21. Suleiman M., Borchers C., Guerdane M., Jisrawi N. M., Fritsch D., Kirchheim R., Pundt A. // Z. Phys. Chem. 2009. Vol. 223. P. 169.
22. Smetanin I. V., Kurilenkov Yu. K., Oginov A. V., Samoylov I. S. // J. Russian Laser Res. 2020. Vol. 41. № 6 (в печати).
23. Huang J., Morshed M. M., Zuo Z., Liu J. // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 104. P. 131107.
24. Vegso K., Siffalovic P., Benkovicova M., et al. // Nanotechnology. 2012. Vol. 23. P. 045704.
25. Chitu L., Siffalovic P., Majkova E., et al. // Measurement Science Review. 2010. Vol. 10. № 5. P. 162.
26. Turitsyn S. K., Babin S. A., Churkin D. V., et al. // Physics Reports. 2014. Vol. 542. P. 133.
27. Xueyuan Du., Hanwei Zhang., Hu Xiao., et al. // Ann. Phys. 2016. Vol. 52. P. 649.
28. Weinberg A. M., Wigner E. P. The physical theory of neutron chain reactors. – USA: Chicago, Illinois. The Univ. of Chicago press, 1958.
29. Henke B. L., Gullikson E. M., Davis J. C. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1993. Vol. 54. P. 181.
30. Blokhin M. A., Schweizer I. G. Rentgenospekttralniy spravochnik (Handbook of X-ray spectra). – M.: Nauka Publishers, 1982.
31. Halperin L. // Rev. Mod. Phys. 1986. Vol. 58 (3). P. 533.
32. Петров Ю. П. Кластеры и малые частицы. – M.: Наука, 1986.
33. Mohammed A. S. A., Carino A., Testino A. // J. Appl. Cryst. 2019. Vol. 52 (2). P. 344.
34. Ross P. A. // Phys. Rev. 1926. Vol. 28. P. 425.
35. Oginov A. V., Kurilenkov Yu. K., Samoylov I. S., et al. // Journal of Physics: Conf. Series. 2019. Vol. 1147. P. 012081.
36. Предисловие В. Летохова к книге: М. Noginov “Solid State Random Laser”. – Springer, 2005.

PACS: 52.58.Ei, 52.58 Qv

## X-ray trapping and bursts in a complex plasma of nanosecond vacuum discharge

Yu. K. Kurilenkov<sup>1</sup>, I. V. Smetanin<sup>2</sup>, A. V. Oginov<sup>2</sup>, and I. S. Samoylov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences  
Bd. 2, 13 Izhorskaya st., Moscow, 125412, Russia

<sup>2</sup> Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences  
53 Leninskii Prospect, Moscow 119991, Russia

Received June 23, 2020

*The paper discusses the effect of partial “trapping” of X-ray quanta with energies less than or of the order of 10 keV by the interelectrode polydisperse medium of a nanosecond vacuum discharge (NVD) with a virtual cathode, which is sometimes accompanied by high-intensity bursts of X-ray radiation. A model of diffusion and release of X-ray in an NVD based on the solution of the equation for the flux of quanta in a scattering and absorbing interelectrode medium is proposed. The results of the presented model are compared with the scheme of a stochastic laser by V. S. Letokhov.*

*Keywords:* virtual cathode, polydisperse medium, diffusion of X-ray quanta, stochastic laser.

## REFERENCES

1. R. Schoenlein, Th. Elsaesser, K. Hollmack, et al., *Philos. Trans. A: Math. Phys. Eng. Sci.*, **377**, 20180384 (2019).
2. C. Elton, *X-rays lasers* (Academic Press, New York, 1990).
3. V. S. Letohov, *JETP* **53**, 1442 (1967).
4. D. S. Wiersma, *Nat. Phys.* **4** (5), 359 (2008).
5. H. Cao, *J. Phys.-Math. Gen.* **38** (49), 10497 (2005).
6. M. Noginov, “*Solid State Random Laser*” (Springer, 2005).
7. G. H. Miley and S. K. Murali, *Inertial Electrostatic Confinement (IEC) Fusion* (Springer, 2014).
8. O. A. Lavrent'ev, *On the history of thermonuclear synthesis in USSR, 2-nd edition (in Russ.)* (Kharkov, Ukraine: Kharkov Phys.-Tech. Inst., 2012).
9. W. C. Elmore, J. L. Tuck, and K. M. Watson, *Phys. Fluids* **2**, 239 (1959).
10. Yu. K. Kurilenkov, M. Skowronek, and J. Dufty, *J. Phys. A: Math&Gen* **39**, 4375 (2006).
11. Yu. K. Kurilenkov, V. P. Tarakahov, and S. Yu. Gus'kov, *Plasma Physics Reports* **36** (13), 1227 (2010).
12. Yu. K. Kurilenkov, V. P. Tarakanov, V. T. Karpukhin, S. Yu. Gus'kov, and A. V. Oginov, *Journal of Physics: Conf. Series* **653**, 012025 (2015).
13. Yu. K. Kurilenkov, V. P. Tarakanov, S. Yu. Gus'kov, et al., *J. Physics: Conf. Series* **653**, 012026 (2015).
14. Y. K. Kurilenkov, V. P. Tarakanov, S. Y. Gus'kov, A. V. Oginov, and V. T. Karpukhin, *Contributions to Plasma Physics* **58** (10), 952 (2018).
15. Yu. K. Kurilenkov, V. P. Tarakanov, S. Yu. Gus'kov, A. V. Oginov, and I. S. Samoylov, *Journal of Physics: Conf. Series* **1147**, 012103 (2019).
16. V. S. Letohov, *Quantum Electron.* **32** (12), 1065 (2002).
17. N. M. Lavandy, R. M. Balachandran, A. S. L. Gomes, and E. Sauvain, *Nature* **368**, 436 (1994).
18. H. Cao, *Opt. Photon. News* **16**, 24 (2005).
19. D. S. Wiersma, *Nat. Phys.* **4** (5), 359 (2008).
20. H. Cao, *Random Laser – Physics & Application. Workshop on Coherent Phenomena in Disordered Optical Systems 26–30 May* (2014).
21. M. Suleiman, C. Borchers, M. Guerdane, N. M. Jisrawi, D. Fritsch, R. Kirchheim, and A. Pundt, *Z. Phys. Chem.* **223**, 169 (2009).
22. I. V. Smetanin, Yu. K. Kurilenkov, A. V. Oginov, and I. S. Samoylov, *J. Russian Laser Res.* **41** (6), (2020) (in print).
23. J. Huang, M. M. Morshed, Z. Zuo, and J. Liu, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 131107 (2014).
24. K. Vegso, P. Siffalovic, M. Benkovicova, et al., *Nanotechnology* **23**, 045704 (2012).
25. L. Chitu, P. Siffalovic, E. Majkova, et al., *Measurement Science Review* **10** (5), 162 (2010).
26. S. K. Turitsyn, S. A. Babin, D. V. Churkin, et al., *Physics Reports* **542**, 133 (2014).
27. Du Xueyuan, Zhang Hanwei, Xiao Hu, et al., *Ann. Phys.* **52**, 649 (2016).
28. A. M. Weinberg and E. P. Wigner, *The physical theory of neutron chain reactors* (The Univ. of Chicago press, Chicago, Illinois, USA, 1958).
29. B. L. Henke, E. M. Gullikson, and J. C. Davis, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **54**, 181 (1993).
30. M. A. Blokhin and I. G. Schweizer, *Rentgenospektralnyi spravochnik (Handbook of X-ray spectra)*, (Nauka Publishers, Moscow, 1982) [in Russian].
31. L. Halperin, *Rev. Mod. Phys.* **58** (3), 533 (1986).
32. Yu. P. Petrov, *Klastery i malye chasticy*, (Nauka, Moscow, 1986).
33. A. S. A. Mohammed, A. Carino, and A. Testino, *J. Appl. Cryst.* **52** (2), 344 (2019).
34. P. A. Ross, *Phys. Rev.* **28**, 425 (1926).
35. A. V. Oginov, Yu. K. Kurilenkov, I. S. Samoylov, et al., *Journal of Physics: Conf. Series* **1147**, 012081 (2019).
36. Predislovie V. Letohova k knige: M. Noginov “*Solid State Random Laser*”, (Springer, 2005).