

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

**Когерентные свойства излучения  
сильноточных наносекундных разрядов**И.Н. Тиликин, Н.В. Пестовский, С.Н. Цхай,  
Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз, С.Ю. Савинов

Рассмотрены когерентные свойства коротковолновых излучений, формируемых сильноточными наносекундными разрядами. Обсуждаются возможности применения плазменного источника мягкого рентгеновского излучения, X-пинча, предложенного в ФИАНе в конце 1970-х годов в рамках программы инерциального управляемого термоядерного синтеза на основе сильноточных наносекундных разрядов. Экспериментальные исследования X-пинча показали, что в нём образуется высокотемпературная плазма с экстремальными параметрами, излучающая мощный электромагнитный импульс в широком диапазоне длин волн, причём в рентгеновском излучении ( $1 < E < 10$  кэВ) источник излучения имеет уникальные параметры. Его размеры столь малы ( $< 1$  мкм), что испускаемое им излучение является пространственно-когерентным. При его использовании в проекционной рентгенографии наблюдался фазовый контраст на изображениях слабопоглощающих объектов. Представлены результаты оценки применимости волнового приближения при анализе изображений и расчёты распределения интенсивностей на изображениях с использованием интегралов Френеля. Проведён анализ нового физического явления, также открытого в ФИАНе и связанного с формированием в предпробойной стадии сильноточного разряда по поверхности феррита короткого ( $< 2$  нс) узконаправленного импульса электромагнитного излучения, 50 % энергетического спектра которого лежит в области рентгеновского излучения ( $h\nu > 1$  кэВ) с энергией  $\sim 0,6$  мДж и средней мощностью  $\sim 0,3$  МВт. Импульс распространяется параллельно поверхности феррита в сторону анода с малой угловой расходимостью,  $< 2^\circ$ . Высокая направленность излучения при отсутствии специальных оптических устройств и квадратичная зависимость плотности потока энергии, переносимой импульсом обнаруженного излучения, от длины рабочей части ферритовой призмы с высокой вероятностью указывают на его когерентный характер. Рассмотрен возможный механизм генерации излучения, основанный на возбуждении кратковременного намагничивания участков феррита в результате прохождения возбуждающего электромагнитного импульса над поверхностью ферритовой призмы в процессе формирования продольного электрического поля в межэлектродном промежутке и последующего когерентного сложения элементарных волн. Суммарное излучение от всей поверхности в результате интерференции сконцентрировано в малой пространственной области, что объясняет высокую интенсивность и направленность излучения.

**Ключевые слова:** X-пинч, сильноточные наносекундные разряды, мягкое рентгеновское излучение, пространственная и временная когерентность, фазовый контраст, короткий электромагнитный импульс с малой расходимостью, кратковременное намагничивание, феррит

PACS numbers: 52.58.Lq, **52.59**. – f, 52.80.QjDOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.02.039642>

И.Н. Тиликин<sup>(a)</sup>, Н.В. Пестовский<sup>(b)</sup>, С.Н. Цхай<sup>(c)</sup>,  
Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз<sup>(d)</sup>, С.Ю. Савинов<sup>(e)</sup>  
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
Ленинский просп. 53, 119991 Москва,  
Российская Федерация  
E-mail: <sup>(a)</sup> [tilikin@sci.lebedev.ru](mailto:tilikin@sci.lebedev.ru), <sup>(b)</sup> [pestovskii@sci.lebedev.ru](mailto:pestovskii@sci.lebedev.ru),  
<sup>(c)</sup> [tskhai@sci.lebedev.ru](mailto:tskhai@sci.lebedev.ru), <sup>(d)</sup> [pikuzsa@lebedev.ru](mailto:pikuzsa@lebedev.ru),  
<sup>(e)</sup> [savinov@sci.lebedev.ru](mailto:savinov@sci.lebedev.ru)

Статья поступила 9 октября 2023 г.,  
после доработки 1 февраля 2024 г.

**Содержание**

- X-пинч как источник пространственно-когерентного излучения (866).**
  - 1.1. Введение.
  - 1.2. Результаты экспериментов и их анализ.
- Генерация когерентного рентгеновского излучения в начальной стадии сильноточного поверхностного пробоя феррита (870).**
  - 2.1. Введение.
  - 2.2. Экспериментальная и диагностическая техника.
  - 2.3. Результаты экспериментов.
  - 2.4. Обсуждение экспериментальных результатов.
- Заключение (878).**  
Список литературы (879).

## 1. X-пинч как источник пространственно-когерентного излучения

### 1.1. Введение

В конце 1970-х гг. в ФИАНе были начаты исследования сильноточных наносекундных Z-пинчей как источников высокотемпературной плазмы для инерциального управляемого термоядерного синтеза (УТС). В рамках этих работ в 1982 г. в лаборатории Проблем новых ускорителей ФИАН была предложена оригинальная схема X-пинча, позволяющая эффективно передать энергию электрического накопителя в плазму в заданной точке пространства и получить вещество с экстремальными параметрами в заданный момент времени [1]. Первоначально конфигурация представляла собой два тонких проводника, перекрещённых в вакуумном диоде, на который подавался высоковольтный импульс от низкоимпедансного сильноточного генератора (рис. 1).

Амплитуда тока в первых экспериментах достигала 120 кА при скорости нарастания порядка  $5 \text{ кА нс}^{-1}$ . В дальнейшем, в ходе исследований X-пинча, который оказался чрезвычайно интересным физическим объектом, появились и другие его модификации, конфигурации которых часто определялись параметрами генераторов, питающих X-пинч как нагрузку. К настоящему времени X-пинч реализован на установках с током в нагрузке от 40 кА до 5 МА и скорости нарастания тока выше  $1 \text{ кА нс}^{-1}$  при сохранении его главных свойств — экстремальных параметров плазмы и её строгой локализации в пространстве и времени. Подробный обзор исследований X-пинча, которые продолжаются и в настоящее время в ряде лабораторий мира, дан в работах [2, 3].

Уже из первых результатов экспериментов с X-пинчем стало ясно, что размер области плазмы, излучающей мягкое рентгеновское излучение с энергией фотонов более 1 кэВ, может достигать очень малых размеров. Получение реальных значений этих размеров потребовало многолетних исследований, так как измерения неоднократно упирались в пределы возможностей используемых методик. Это потребовало не только совершенствования стандартных методик, но и создания и использования новых, таких как, например, рентгеновской рефракционной оптики и искусственных трёхмерных дифракционно-интерференционных структур. В конечном счёте было показано, что так называемая горячая точка (ГТ) X-пинча может иметь микрометровые размеры [4, 5]. При этом энергетический выход излучения находился на уровне долей или даже единиц джоулей при

длительности импульса, не превышающей наносекунды, и даже менее [6, 7]. Полученные экстремальные параметры X-пинча естественным образом привлекли к нему внимание как к источнику излучения для проекционной рентгенографии быстротекущих явлений в веществе с высокой плотностью энергии [8]. В частности, были проведены уникальные исследования наносекундного взрыва проволок и проволочных сборок, которые позволили получить достоверную информацию о процессах во время и после взрыва, недоступную ранее. Малая длительность зондирующего импульса позволяет исследовать даже такие быстрые процессы, как формирование перетяжки в самом X-пинче, где за время, меньшее 1 нс, образуется ГТ (рис. 2).

Ключевым параметром зондирующего источника в проекционной рентгенографии является его размер, который определяет пространственное разрешение изображаемого объекта. Контраст изображения в приближении геометрической (лучевой) оптики определяется разницей поглощения рентгеновского излучения в соседних областях изображаемого объекта. Во многих случаях изображения исследуемых объектов соответствовали этим предположениям. Однако в ряде случаев контраст изоб-

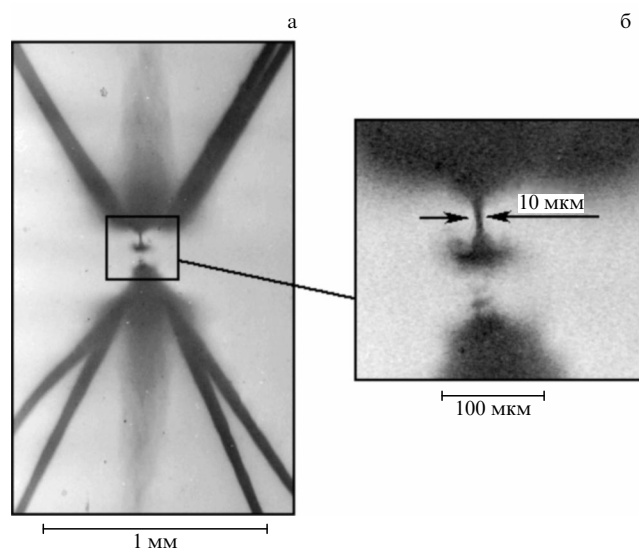


Рис. 2. (а) Рентгенограмма перетяжки X-пинча из четырёх вольфрамовых проволок диаметром 19,8 мкм в момент времени порядка 300 пс до образования ГТ. (б) Увеличенный фрагмент изображения в области перетяжки. Время экспозиции 20 пс, источник зондирующего излучения — такой же X-пинч, включённый в разрядную цепь параллельно исследуемому.

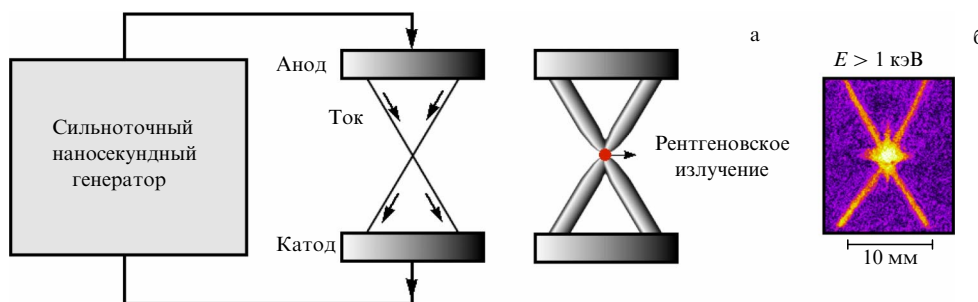


Рис. 1. (а) Схематическое изображение X-пинча, (б) времяинтегральное изображение X-пинча в рентгеновском излучении с энергией фотонов больше 1 кэВ, полученное с помощью камеры обскуры.

ражений в зоне резких перепадов плотности был значительно выше ожидаемого. Это свидетельствует о том, что в формировании изображения начинают играть роль факторы, связанные с волновыми свойствами зондирующего излучения. В предлагаемой работе проведён анализ формирования изображений с целью выяснения возможности использования X-пинча как источника пространственно-когерентного излучения.

**1.2. Результаты экспериментов и их анализ**

На рисунке 3 в качестве примера приведено изображение взорванной вольфрамовой проволоочки диаметром 25 мкм, которая в исходном состоянии была покрыта тонким слоем (5 мкм) полиимидной изоляции. Ширина линии на изображении полимерной оболочки в указанный момент времени соответствовала бы (в случае идеального точечного источника) её толщине, равной  $\Delta x = 5$  мкм. В любом случае ширина зарегистрированного изображения определённо говорит о том, что размер источника не превышает указанной величины. Сама же оболочка, с учётом её растяжения при расширении продуктов взрыва проволоочек, может быть гораздо тоньше. При этом расчёт поглощения излучения в веществе оболочки даёт изменение плотности почернения фотоплёнки существенно меньшее, чем наблюдается в эксперименте.

Рассмотрим простую модель (рис. 4) формирования изображения. Пусть источник с характерным размером  $D$  освещает объект с некоторой неоднородностью размером  $h$  излучением с длиной волны  $\lambda$ . Предположим также, что излучение, попадающее на детектор, создаёт на нём интерференционную картину. В данном случае мы не рассматриваем причину отклонения лучей на неоднородности и считаем, что фазовых искажений нет.

Согласно [9], критерий наблюдаемости интерференционных полос даётся условием

$$D \tan \omega \leq \frac{\lambda}{4}. \tag{1.1}$$

Для малых углов  $\omega = h/2a$  и условие будет иметь вид

$$D \leq \frac{a\lambda}{2h}. \tag{1.2}$$

Ширина интерференционных полос равна

$$w = \frac{b\lambda}{h}. \tag{1.3}$$

Размер изображения на детекторе в схеме точечного проецирования в лучевом приближении равен

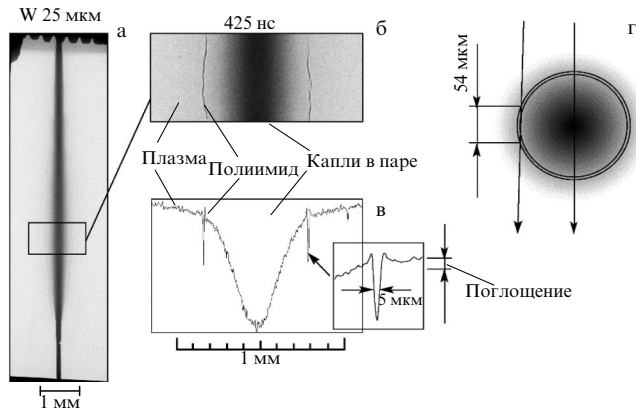
$$v = h \left( 1 + \frac{b}{a} \right) = \frac{hb}{a}, \quad \text{если } b \gg a. \tag{1.4}$$

Разумно положить  $v = w$ . Тогда, комбинируя (1.3) и (1.4), получаем:

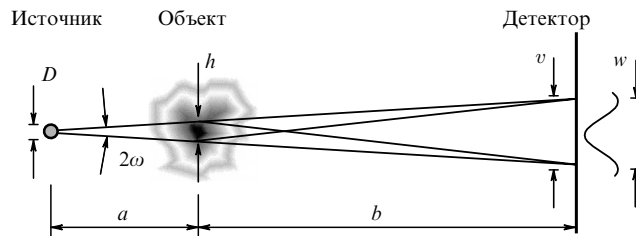
$$a\lambda = h^2. \tag{1.5}$$

Это соотношение точно соответствует критерию дифракционного разрешения  $\Delta x_{\text{дифр}} = h \sim \sqrt{a\lambda}$  [2]. Сопоставляя (1.1) и (1.5), получаем следующий критерий:

$$D \leq \frac{h}{2}. \tag{1.6}$$



**Рис. 3.** (а) Рентгенограмма взорванной W-проволочки диаметром 25 мкм в полиимидной изоляции в излучении  $2 \times 25$  мкм-Nb X-пинча; (б) увеличенный фрагмент изображения; (в) денситограмма изображения в радиальном направлении (показана величина скачка плотности почернения фотоплёнки в случае только поглощения излучения в расширившейся оболочке); (г) схема для расчёта поглощения.



**Рис. 4.** Схема интерференции и возникновения интерференционных полос при точечном проецировании.

Тот факт, что в использованном приближении критерий видности интерференционных полос в данном случае не зависит от длины волны, говорит о том, что наиболее важным параметром является размер источника, тогда как монохроматичность излучения существенной роли не играет. При выполнении критерия (1.6), по крайней мере, одна полоса должна быть видна даже при очень широком спектре. Однако не следует забывать, что ширина полосы должна быть экспериментально регистрируемой, т.е. характерный размер неоднородности объекта, на котором происходит отклонение интерферирующих лучей, должен быть достаточно малым.

Полный анализ изображений с учётом волновых свойств зондирующего излучения потребовал привлечения вычислений интегралов Френеля – Кирхгофа с учётом функций пропускания объекта и распространения волны в пространстве, а также постановки специальных экспериментов [2, 5]. В частности, исследовались изображения непрозрачных и полупрозрачных проволоочек и нитей с очень большим увеличением ( $> 50$ ), что позволило исключить фактор пространственного разрешения приёмника излучения (фотоплёнки). Схема эксперимента и пример полученного изображения показаны на рис. 5 и 6.

Результаты анализа экспериментальных изображений стеклянных нитей и вольфрамовых проволоочек приведены на рис. 7, 8. На рисунке 7 показаны распределения интенсивности излучения точечного источника в плоскости экрана для двух длин волн. В случае вольфрамовой проволоочки меняется практически только период осцил-

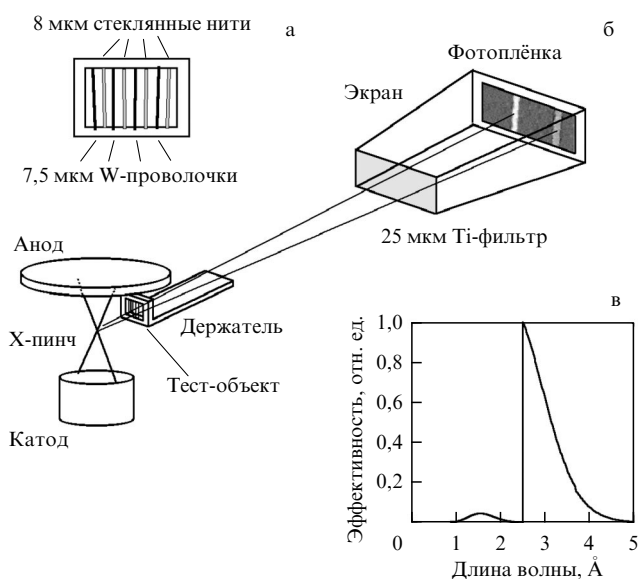


Рис. 5. Эксперимент по рентгенографии с большим увеличением; (а) конструкция тест-объекта, (б) схема эксперимента, (в) диапазон длин волн излучения, участвующего в формировании изображения.

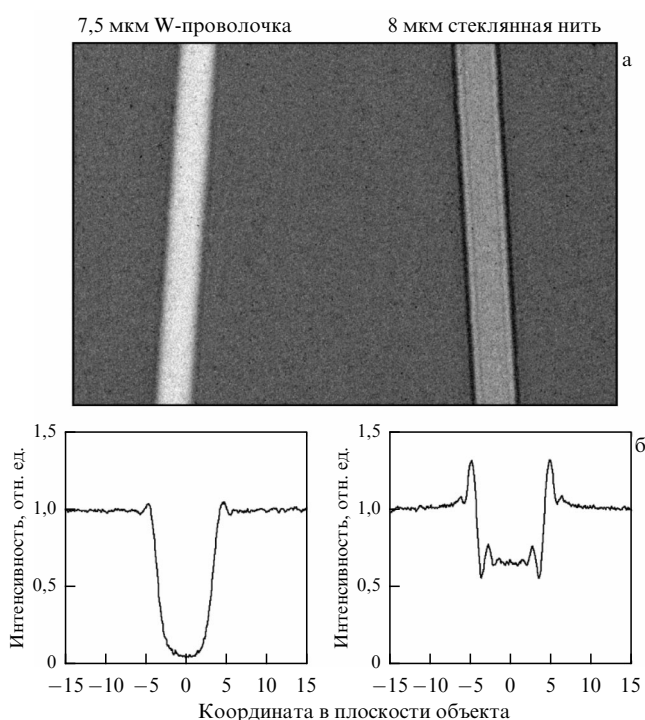


Рис. 6. Изображения (негативы) стеклянной нити и W-проволочки с увеличением  $\times 82$  в излучении  $2 \times 25$  мкм-Nb X-пинча.

ляций вблизи края изображения, тогда как в изображении стеклянной нити изменяется также их амплитуда и положения максимумов. Усреднение двух изображений приводит к быстрому затуханию осцилляций, однако, первый период виден достаточно отчетливо. Для сравнения теории и эксперимента проводились вычисления распределения интенсивностей излучения от источника с разными размерами для трёх значений длин волн (2,5, 3 и 3,5 Å) которые усреднялись с весовыми множителями, соответствующими кривой эффективности регистрации, показанной на рис. 5в.

Предполагалось, что распределение интенсивности излучения источника по пространству является гауссовым:

$$B(x_s) = \left( \frac{1}{s\sqrt{\pi}} \right) \exp \left( -\frac{x_s^2}{2s^2} \right). \quad (1.7)$$

Результаты вычислений показаны на рис. 8. Указанные значения параметра  $s$  связаны с размером источника соотношением

$$D_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{2} \ln 2s = 2,35s. \quad (1.8)$$

Жирными линиями показаны распределения, ближе всего соответствующие эксперименту.

В данном приближении добиться полного соответствия не удалось, особенно для стеклянных волокон, поэтому важным было использование критерия соответствия. Таким критерием было выбрано количество видимых на изображении осцилляций, что кажется более надёжным, чем, например, соотношение амплитуд, измерение которых требует тщательной калибровки всей изображающей системы. Кроме того, точный химический состав стекла нитей нам не был известен. Неизвестна была также функция распределения яркости по сечению источника. Тем не менее можно с уверенностью сказать, что размер светящейся области Nb X-пинча, который использовался в описанном эксперименте, не превышал 0,9–1 мкм.

Размер минимального разрешаемого элемента изображаемого объекта может быть оценён также из величины радиуса первой зоны Френеля для заданной геометрии эксперимента. Радиус первой зоны Френеля определяется формулой [9]

$$r_1 = \left( \frac{ab}{a+b} \right)^{1/2} \lambda^{1/2}. \quad (1.9)$$

При  $b \gg a$  формула даёт ту же хорошо известную оценку  $\Delta x = (a\lambda)^{1/2}$  дифракционного предела разрешения. Строгий расчёт интенсивности излучения при дифракции на прямолинейном крае экрана даёт зависимость, показанную на рис. 9. При этом расстояние от геометрического положения края экрана (0 по оси абсцисс) до первого максимума равно  $\Delta x = 0,85\lambda^{1/2}W$ , где  $W = (ab/(a+b))^{1/2}$ .

Подводя итоги, отметим, что на практике важными параметрами эксперимента являются увеличение  $M = (a+b)/a$  и расстояние от источника излучения до приёмника  $l = a+b$ , которое во многом определяет чувствительность системы. Формулу (1.9) можно переписать следующим образом:

$$r_1 = \Delta x = (\lambda l)^{1/2} K, \quad (1.10)$$

где

$$K = \frac{(M-1)^{1/2}}{M}.$$

Зависимость коэффициента  $K$  от увеличения приведена на рис. 9б. Указанная зависимость полезна при практическом использовании X-пинча как источника пространственно-когерентного рентгеновского излучения. Из неё видно, что волновые свойства излучения проявляются наиболее сильно (при прочих равных условиях) при расположении исследуемого объекта по-

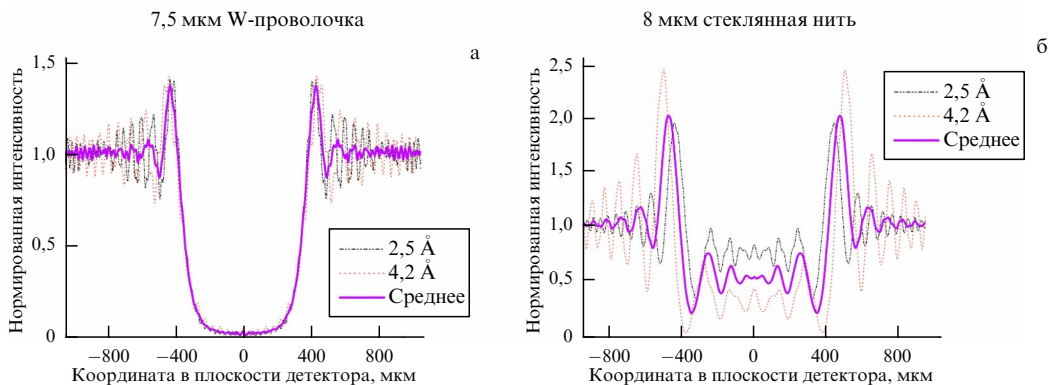


Рис. 7. Результаты расчёта распределения интенсивности излучения в плоскости детектора в зависимости от спектра зондирующего излучения.

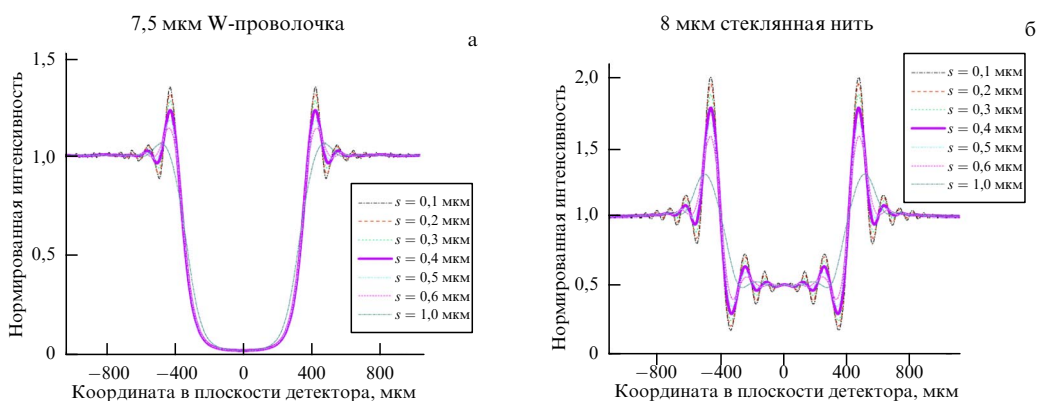


Рис. 8. Результаты расчёта распределения интенсивности излучения в плоскости детектора в зависимости от размера источника излучения. Параметр  $s$  связан с полушириной источника как  $D_{FWHM} = 2\sqrt{2} \ln 2s = 2,35s$ .

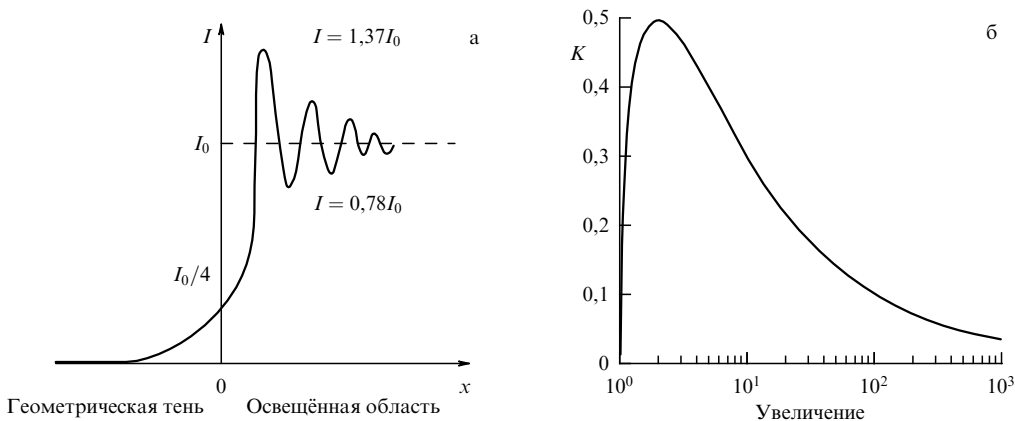


Рис. 9. (а) Интенсивность излучения при дифракции на краю щели; (б) зависимость коэффициента  $K$  от увеличения.

середине между источником и приёмником. В проекционной рентгенографии такое расположение соответствует двукратному увеличению. В этом случае наиболее сильно проявляется фазовый контраст изображений и на них хорошо определяются градиенты плотности исследуемых объектов даже тогда, когда сами перепады невелики. В тех же случаях, когда волновые свойства излучения являются мешающим фактором и необходимо получение наилучшего пространственного разрешения, следует использовать либо большие коэффициенты увеличения, либо контактный метод, когда объект "лежит" на детекторе и увеличение равно единице. В первом

случае пространственное разрешение приёмника не имеет большого значения, так как элемент изображения всегда может быть сделан больше элемента приёмника. Кроме того, объект не имеет физического контакта ни с источником, ни с приёмником, и, следовательно, может иметь динамический взрывной характер, присущий веществу с высокой плотностью энергии. В случае контактной радиологии пространственное разрешение определяется только параметрами приёмника, и получение изображений с хорошим разрешением представляет специальную задачу, а о регистрации быстропротекающих процессов вообще не может быть речи.

## 2. Генерация когерентного рентгеновского излучения в начальной стадии сильноточного поверхностного пробоя феррита

### 2.1. Введение

В ходе исследований ВУФ-излучения (вакуумный ультрафиолет) плазмы сильноточного разряда по поверхности феррита [10, 11] в его начальной стадии была обнаружена генерация короткого узконаправленного импульса достаточно жёсткого излучения ( $h\nu > 500$  эВ) [12]. Яркость этого излучения значительно (более чем на порядок) превышала яркость излучения поверхности феррита, измеренную в [10, 11].

Появление рентгеновского излучения от электрических разрядов в настоящее время хорошо известно. Так, в [13] при исследовании Formed-Ferrite-Flash Plasma (FFFP, начальное напряжение  $\sim 30$  кВ, длина разрядного промежутка 14,5 см) был зарегистрирован импульс рентгеновского излучения. Его формирование начиналось за  $\sim 2$  мкс до начала сильноточной фазы разряда, т.е. в режиме разогрева аморфного канала на феррите, и резко обрывалось с началом сильноточной фазы. В этом режиме происходила интенсивная электрон-ионная эмиссия: электроны, попадая в сильное электрическое поле, формировали пучки быстрых электронов, которые возбуждали высокоэнергетические состояния атомов и ионов с последующим испусканием рентгеновского излучения. Это излучение наблюдалось в [13] перпендикулярно поверхности феррита и не обладало резко выраженной направленностью.

Генерация рентгеновского излучения происходит не только при поверхностных пробоях. Так, в [14, 15] наблюдалось рентгеновское излучение в предпробойной стадии импульсных атмосферных разрядов, вызванное убегающими электронами. В [16] зарегистрировано интенсивное рентгеновское излучение в мегавольтном атмосферном разряде метровой длины и предложена модель электронного ускорения с последующей генерацией рентгеновских квантов за счёт тормозного излучения. В [17] впервые обнаружено, что рентгеновское тормозное излучение при мегавольтном наносекундном пробое атмосферного воздуха характеризуется достаточно высокой направленностью (угловая расходимость  $\sim 10^\circ$ ).

Заметим, что генерация рентгеновского излучения, наблюдаемая ранее в разрядах различного типа, была связана с образованием пучков быстрых электронов. В описываемом случае [12] мы обнаружили физическое явление иной природы, когда наблюдаемое рентгеновское излучение не обусловлено прохождением через разрядный промежуток высокоэнергетических электронов. В настоящей работе приведены первые результаты исследования этого явления и их возможная интерпретация.

### 2.2. Экспериментальная и диагностическая техника

Эксперименты выполнены на генераторе БИН (Большой импульсный накопитель) с амплитудой выходного тока до 270 кА и временем его нарастания 100 нс [2]. Импеданс формирующей линии генератора составлял  $\sim 1$  Ом, а напряжение на выходе генератора в экспериментах достигало 240 кВ при зарядном напряжении формирующей линии около 350 кВ. Нагрузкой генератора служила прямоугольная призма из феррита ( $\text{Ni-ZnFe}_2\text{O}_4$  марки М1000НН с поперечными размерами  $10 \times 20$  мм. Призма

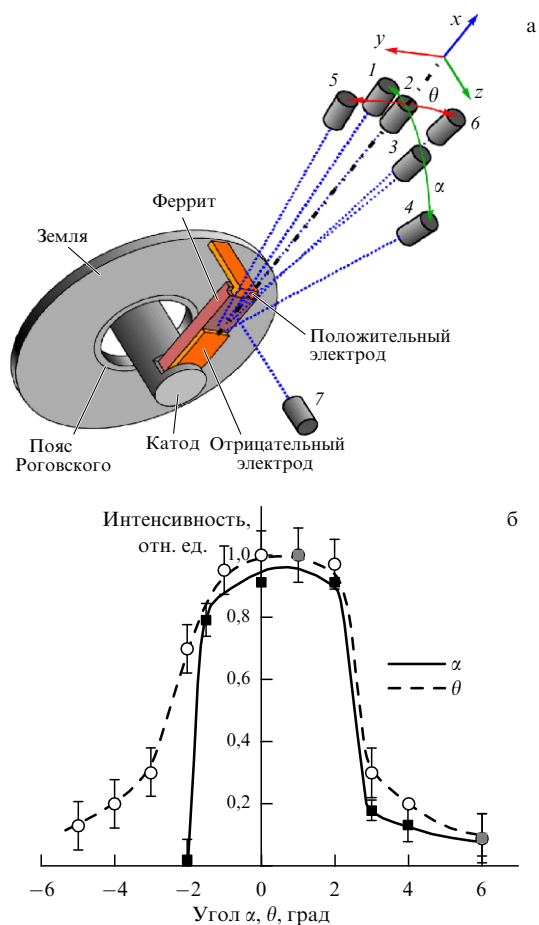


Рис. 10. (а) Схема эксперимента по исследованию излучения феррита. 1–7 — положения детекторов. (б) Угловые зависимости интенсивности излучения феррита.

устанавливалась ортогонально оси диода, как это показано на рис. 10а. За счёт изменения длины электрода со стороны катода можно было варьировать длину рабочей части ферритовой призмы от 1,5 до 7 см. Путь протекания тока по поверхности феррита задавался линией, проведённой графитовым карандашом. Этот путь в целом сохраняется при последовательной серии разрядов [10, 11]. Нагрузка генератора не согласована, и её импеданс сильно изменялся в течение импульса. Давление в разрядной камере не превышало  $10^{-4}$  Торр.

Интенсивность излучения разряда измерялась калиброванными алмазными фотопроводящими детекторами (Photo-Conductive Detectors — PCD), имеющими плоскую зависимость спектральной чувствительности от энергии квантов в диапазоне от 10 эВ до 10 кэВ, равную  $C = 5 \times 10^{-4}$  А Вт $^{-1}$ . В области больших энергий чувствительность плавно спадает в соответствии с кривой поглощения углерода [18]. Размеры кристаллов детекторов  $\sim 3 \times 1$  мм в поперечном направлении и 0,5 мм в направлении регистрации, что обеспечивало достаточную чувствительность детекторов вплоть до 10 кэВ при постоянной спектральной чувствительности в диапазоне 10 эВ–5 кэВ. Время отклика детекторов — менее 0,3 нс. Суммарное временное разрешение регистрирующего тракта с учётом полосы пропускания осциллографа Tektronix TDS 3104В и кабельных линий составляло  $\sim 2$  нс. Детекторы, как правило, располага-

лись на расстоянии 26 см от торца феррита под различными углами относительно направления разряда (ось  $x$  на рис. 10а).

Схема расположения детекторов показана на рис. 10а. Углы регистрации излучения менялись в плоскости поверхности феррита  $xy$  (азимутальный угол  $-8^\circ < \theta < +22^\circ$ ) и в плоскости  $xz$ , ортогональной поверхности феррита (полярный угол  $-1^\circ < \alpha < +5^\circ$ ). Для регистрации изображений поперечного сечения генерируемого излучения применялись запоминающие пластины Fuji BAS TR, чувствительные как к рентгеновскому, так и к УФ-излучению, располагавшиеся на расстоянии 26 см от торца феррита. Для устранения влияния УФ-излучения от плазмы сильноточного разряда по поверхности феррита [11] использовались фильтры из алюминиевой фольги. Зависимость тока в нагрузке от времени определялась численным интегрированием сигнала с пояса Роговского (полоса пропускания  $> 500$  МГц), а выходное напряжение на диоде измерялось резистивно-ёмкостным делителем.

### 2.3 Результаты экспериментов

Зависимости от времени напряжения, тока разряда и интенсивностей излучения, регистрируемого вдоль и перпендикулярно направлению поверхности феррита (PCD в положениях 2 и 7) приведены на рис. 11. Здесь же представлена зависимость первой производной напряжения от времени, характеризующей скорость нарастания напряжения. Условия проведения эксперимента: длина рабочей части ферритовой призмы  $l = 6,5$  см, один детектор располагался параллельно рабочей поверхности призмы на расстоянии  $L = 26$  см от её торца, другой — перпендикулярно рабочей поверхности на расстоянии  $L_{\perp} = 26$  см от неё.

Из рисунка 11 видно, что в начальной (предпробойной) стадии разряда, когда разрядного тока ещё нет, наблюдается короткий ( $\tau < 2$  нс) импульс ионизирующего излучения в направлении оси разряда, интенсивность которого более чем на порядок превышает интенсивность излучения, регистрируемого в те же моменты времени в перпендикулярном направлении. Заметим, что реальная длительность сигнала, возможно, составляет меньшую величину, так как измеренная длительность совпадает с величиной временного разрешения регистрирующего тракта. Обратим также внимание, что начало формирования указанного импульса излучения совпадает по времени с максимумом первой производной напряжения по времени, т.е. в точке, когда скорость нарастания напряжения максимальна (точка перегиба на кривой зависимости напряжения от времени). Разрядный ток в этот момент равен нулю, напряжение продолжает увеличиваться, наконец, в окрестности максимума приложенного напряжения появляется разрядный ток, и формируется пробой разрядного промежутка.

Были также изучены угловые зависимости интенсивностей излучения. Приёмники излучения располагались на расстоянии  $L = 15$  см от торца призмы длиной  $l = 2$  см. Результаты измерений представлены на рис. 10б. Видно, что исследуемое излучение сосредоточено в области с угловыми размерами  $\sim 4^\circ$  и  $\sim 5^\circ (\pm 2,5^\circ)$  в плоскости, перпендикулярной и параллельной рабочей поверхности ферритовой призмы соответственно. Учитывая, что в рассматриваемой геометрии проведения измерений угловое разрешение составляет  $\sim 2^\circ$ , представленные результаты следует рассматривать как оценочные.

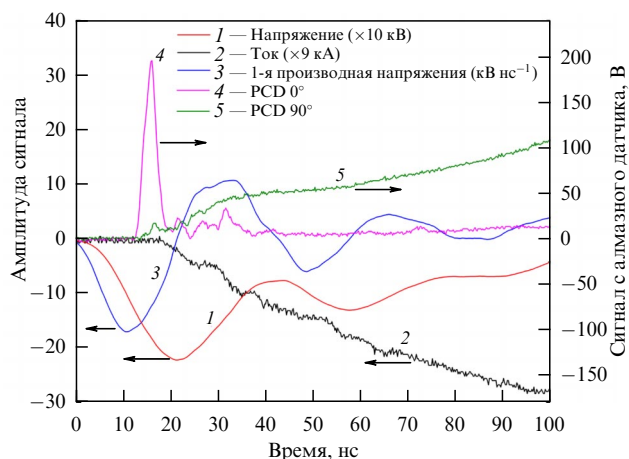


Рис. 11. Зависимости от времени напряжения (1), тока разряда (2), первой производной напряжения по времени (3) и интенсивности излучения, регистрируемого вдоль (4) и перпендикулярно (5) направлению поверхности феррита (положения детекторов 2 и 7 на рис. 10а). Один детектор располагался параллельно рабочей поверхности призмы на расстоянии  $L = 26$  см от её торца, другой — перпендикулярно рабочей поверхности на расстоянии  $L_{\perp} = 26$  см от неё.

В разрядных экспериментах, проводимых при столь высоких напряжениях (100–300 кВ), в принципе, возможно формирование пучков высокоэнергетических электронов [19, 20], оказывающих при взаимодействии с регистрирующими устройствами воздействие, схожее с тем, которое оказывают высокоэнергетические фотоны. Поэтому были проведены эксперименты, доказывающие, что наблюдаемые явления обусловлены именно жёстким электромагнитным излучением. Прежде всего было измерено пропускание 50 мкм фильтра из Al и 10 мкм-фильтра из Be (подробнее см. ниже). Такие измерения в случае электронного пучка позволяют оценить его среднюю энергию [21]. В исследуемом случае для Al ( $I_{Al} = 0,09 \times I_0$ , где  $I_0$  — интенсивность в отсутствие фильтров) энергия электронов должна быть на уровне  $E_c = 95$  кэВ, а для Be ( $I_{Be} = 0,56 \times I_0$ ) значение  $E_c = 55$  кэВ, т.е. обнаруживается заметное несоответствие.

Следующая серия экспериментов проведена в условиях, когда у торца ферритовой призмы располагался постоянный магнит с поперечными размерами  $10 \times 25$  мм, создающий постоянное магнитное поле с напряжённостью  $H = 700$  Гс. Оценки показывают, что при энергии электронов в пучке  $E_c = 100$  кэВ смещение пучка должно составить  $\Delta y \approx 20$  см, а при  $E_c = 50$  кэВ величина  $\Delta y \approx 32$  см. Проведённые нами измерения (см. рис. 10) с использованием алмазных детекторов показали, что в серии последовательных экспериментов от импульса к импульсу наблюдаются колебания амплитуды пика излучения до 20%. При появлении магнитного поля  $H = 700$  Гс эффекта, превосходящего это случайное колебание интенсивности, не наблюдается. Существование узконаправленного электромагнитного излучения при пробое над поверхностью феррита подтверждено нами также и при других параметрах прикладываемого напряжения: при его амплитуде  $\sim 300$  кВ и фронте нарастания  $\sim 1$  нс [22]. Таким образом, можно считать доказанным, что мы действительно имеем дело с достаточно жёстким электромагнитным излучением.

Проведена оценка спектрального состава импульса излучения. С этой целью измерены интегральные интенсив-

**Таблица.** Доля интенсивности излучения в различных диапазонах энергии. Погрешность измерения (электрические шумы и возможное фоновое излучение) не превышала 10 %

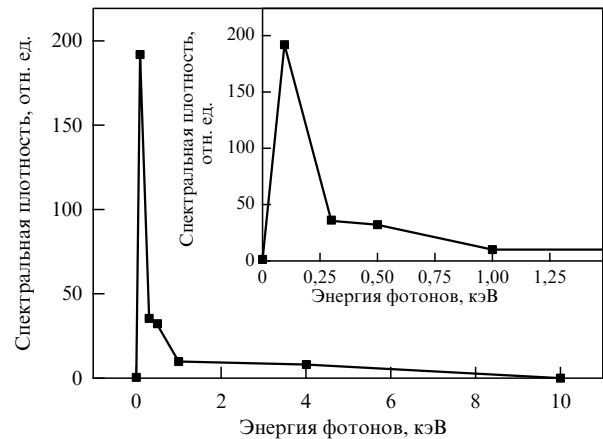
Энергия квантов $h\nu$	Интенсивность излучения
$h\nu > 10^{-2}$ кэВ ( $\lambda \leq 1240$ Å)	100 %
$10^{-2} \leq h\nu \leq 0,1$ кэВ ( $124 \leq \lambda \leq 1241$ Å)	10 %
$0,1 \leq h\nu \leq 0,293$ кэВ ( $42 \leq \lambda \leq 124$ Å)	22 %
$0,293 \leq h\nu \leq 0,5$ кэВ ( $25 \leq \lambda \leq 42$ Å)	7 %
$0,5 \leq h\nu \leq 1$ кэВ ( $12,4 \leq \lambda \leq 25$ Å)	10 %
$1 \leq h\nu \leq 4$ кэВ ( $3,1 \leq \lambda \leq 12,4$ Å)	26 %
$4 \leq h\nu \leq 10$ кэВ ( $1,2 \leq \lambda \leq 3,1$ Å)	25 %

ности  $I_{Al}$ ,  $I_{Be}$  и  $I_{PP}$  за алюминиевым, бериллиевым и полипропиленовым фильтрами; Al:  $d = 50$  мкм,  $h\nu > 4$  кэВ, ( $\lambda \leq 2,5$  Å),  $I_{Al} = 0,09 \times I_0$ ; Be:  $d = 10$  мкм,  $h\nu > 0,5$  кэВ,  $I_{Be} = 0,56 \times I_0$ ; PP ( $C_3H_6$ -полипропилен):  $d = 4$  мкм,  $0,1 \leq h\nu \leq 0,293$  кэВ ( $124 \leq \lambda \leq 42,4$  Å),  $I_{PP} = 0,66 \times I_0$ . Здесь  $I_0$  — интегральная интенсивность, регистрируемая детектором в отсутствие фильтров, т.е. интегральная интенсивность в диапазоне энергии квантов  $10^{-2} \leq h\nu \leq 10$  кэВ ( $1,24 \leq \lambda \leq 1241$  Å). Результаты измерений позволяют с использованием базы данных по пропусканию различных материалов [23] оценить спектральный состав исследуемого излучения. В таблице представлены результаты такой оценки, а на рис. 12 показаны зависимости спектральных плотностей интенсивности исследуемого излучения от энергии квантов в диапазоне  $10^{-2} \leq h\nu \leq 10$  кэВ.

Из таблицы следует, что 50 % энергетического спектра излучения лежит в рентгеновском диапазоне  $E > 1$  кэВ ( $\lambda < 12,4$  Å), а большая часть УФ-излучения имеет энергию выше 100 эВ. Отметим, что излучение от разряда, измеряемое в перпендикулярном направлении от поверхности феррита, лежит в диапазоне 10–800 эВ [10, 11].

Проверена независимая оценка углового распределения исследуемого излучения по изображению поперечного сечения сформированного пучка. Изображения в диапазонах энергий квантов, определяемых фильтрами из алюминия толщиной 4 и 15 мкм, регистрировались на запоминающие пластины Fuji BAS TR, помещённые на расстоянии  $L = 26$  см от торца ферритовой призмы с длиной рабочей части  $l = 4,5$  см.

Результаты представлены на рис. 13. Денситограммы изображения (рис. 13б–г) соответствуют поглощённой пластиной интегральной по времени энергии излучения, испущенного в данном направлении. Из рисунка видно, что продольное сечение пучка излучения за фильтром из Al ( $d = 15$  мкм) характеризуется угловым размером  $\Delta\theta \sim 2,2^\circ$  (линейный размер  $a \sim 1,2$  см), сопоставимым с поперечным размером феррита (2 см). Поперечный угловой размер пучка за фильтром из Al ( $d = 15$  мкм) составляет  $\Delta\alpha \sim 1,0^\circ$  (линейный размер  $b \sim 0,5$  см). При использовании фильтра из Al ( $d = 4$  мкм) размеры продольного сечения пучка практически не изменились, а поперечное — возросло (рис. 13г) и составило  $\Delta\alpha \sim 1,4^\circ$  (линейный размер  $b \sim 0,75$  см). Сопоставление спектральных плотностей излучения за фильтрами из Al с  $d = 4$  и 15 мкм (рис. 4д) показывает, что в прошедшем излучении при  $d = 4$  мкм доля низкоэнергетических квантов заметно больше, чем при  $d = 15$  мкм.



**Рис. 12.** Зависимость спектральной плотности интенсивности излучения от энергии квантов.

Были изучены энергетические характеристики исследуемого излучения. Полная энергия  $\varepsilon$ , регистрируемая детектором, определяется следующим образом:

$$\varepsilon = \frac{1}{CR} \int_{-\infty}^{\infty} V(t) dt. \quad (2.1)$$

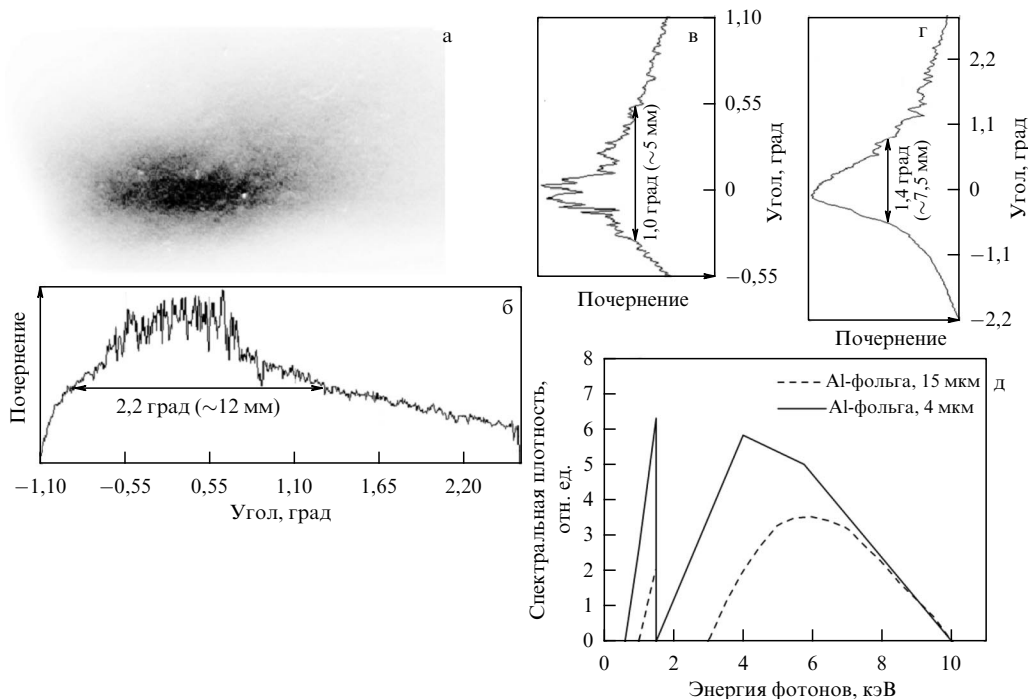
Здесь  $R$  — величина нагрузочного сопротивления детектора (в нашем случае  $R = 75$  Ом),  $V(t)$  — мгновенная величина сигнала, измеряемая в вольтах, в момент времени  $t$ ,  $C$  — чувствительность детектора (в нашем случае  $C = 5 \times 10^{-4}$  А Вт $^{-1}$ ). Длительность исследуемого излучения может оказаться существенно меньше, чем величина временного разрешения регистрирующего тракта  $\tau_r \sim 2$  нс, и только по электрическим измерениям невозможно определить длительность импульса и его форму. Тем не менее, поскольку спектральная ширина сигнала (см. таблицу) практически не превышает область спектральной чувствительности детектора (диапазон энергий квантов от 10 эВ до 10 кэВ), соотношение (2.1) может быть использовано для оценки полной энергии, попавшей на детектор. Величина  $\int_{-\infty}^{\infty} V(t) dt$  определялась как площадь под кривой  $V(t)$  (см. рис. 11). При измерениях менялась длина рабочей области феррита  $l$  в пределах от 1,5 до 7 см с помощью изменения размера отрицательного электрода. В нескольких сериях экспериментов длина рабочей области сначала увеличивалась (2; 3; 5; 6; 7 см), а затем уменьшалась (6,5; 5,5; 4,5; 3,5; 2,5; 1 см). Для каждой длины в каждой серии производились два-три последовательных выстрела. При этом общая длина образца феррита не менялась.

В исследуемых случаях размер кристаллов детекторов в поперечном направлении ( $r_D \sim 0,3$  см, площадь  $S_D = 3 \times 10^{-2}$  см $^2$ ) почти в два раза меньше, чем наименьший поперечный размер сечения пучка, зарегистрированный за фильтром из Al ( $d = 15$  мкм); соответственно сигнал, регистрируемый детектором, пропорционален плотности потока энергии  $P$ , переносимой импульсом исследуемого излучения:

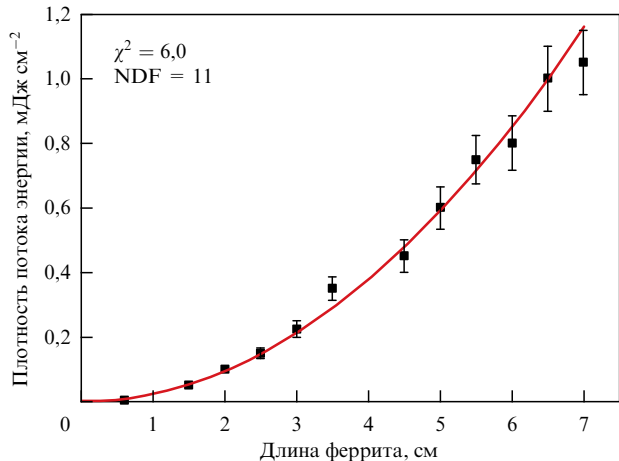
$$P = \frac{\varepsilon}{S_D}. \quad (2.2)$$

На рисунке 14 квадратами представлена измеренная зависимость плотности потока энергии  $P$  излучения от длины рабочей области феррита.





**Рис. 13.** (а) Изображение поперечного сечения пучка излучения на запоминающей пластине Fuji BAS TR, помещённой на расстоянии  $L = 26$  см от торца ферритовой призмы за фильтром из Al ( $d = 15$  мкм) с длиной рабочей части  $l = 4,5$  см. (б) Угловая зависимость почернения пластины вдоль изображения за фильтром из Al ( $d = 15$  мкм). (в) Угловая зависимость почернения пластины поперёк изображения за фильтром из Al ( $d = 15$  мкм). (г) Угловая зависимость почернения пластины поперёк изображения за фильтром из Al ( $d = 4$  мкм). (д) Спектральные плотности излучения за фильтрами из Al с  $d = 4$  мкм (сплошная кривая) и 15 мкм (пунктирная кривая).



**Рис. 14.** Зависимость плотности потока энергии излучения  $P$  от длины разрядного промежутка. Регистрация вдоль поверхности феррита (детектор излучения в положении 2 на рис. 10а).

Из рисунка 14 следует, что зависимость плотности потока энергии излучения  $P$  от длины феррита является нелинейно возрастающей, скорость роста с увеличением длины феррита растёт. Линия на рисунке соответствует аппроксимации экспериментальных данных квадратичной зависимостью плотности потока энергии от длины рабочей области феррита. Для рассматриваемого случая предложенная модель (квадратичная зависимость) достоверна с вероятностью  $W > 0,87$ . Максимальная величина плотности потока  $P$  при длине разрядного промежутка 7 см составляла  $\sim 1$  мДж см<sup>-2</sup>. Для оценок полной энергии  $\epsilon$ , переносимой импульсом исследуемого излуче-

ния, используем соотношение

$$\epsilon = PS, \tag{2.3}$$

где  $S$  — площадь поперечного сечения пучка. Поперечное сечение считалось прямоугольником с размерами  $a = 1,2$  см — ширина и  $b = 0,5$  см — высота (наименьший размер, зарегистрированный за фильтром из Al ( $d = 15$  мкм)). Максимальная энергия излучения при длине разрядного промежутка 7 см составляла  $\sim 0,6$  мДж, а средняя мощность — 0,3 МВт.

**2.4. Обсуждение экспериментальных результатов**

Какова физическая причина наблюдаемого излучения? Ввиду резкой асимметрии в угловом распределении интенсивности излучения при отсутствии фокусирующих и ограничивающих устройств можно предположить, что излучение когерентно, а асимметрия в пространственном распределении обусловлена интерференционными явлениями. Действительно, только в случае, если электромагнитное излучение когерентно, возможно получить его узконаправленный пучок в отсутствие специальных оптических элементов.

Интерференционные явления приводят к формированию преимущественного направления распространения излучения, а явления интерференции невозможны для некогерентного излучения. В качестве примера можно продемонстрировать простое рассуждение на основе теории частичной когерентности [24].

Рассмотрим некоторую поверхность  $\sigma$ , состоящую из одинаковых излучателей, излучающих электромагнитные волны одинаковой амплитуды, и некоторую точку наблюдения  $P$  (рис. 15). Предположим, что источник излучения стационарен и испускает излучение постоян-

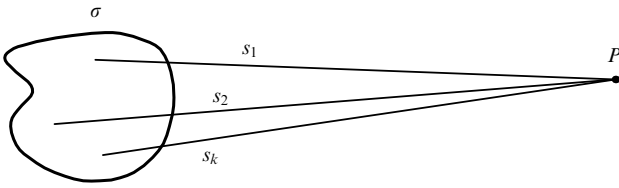


Рис. 15. Излучающая поверхность и точка наблюдения P.

ной во времени интенсивности. Пусть  $V(t)$  — комплексная амплитуда напряжённости электромагнитной волны  $E(t)$ , т.е.  $E(t) = 1/2(V(t) + V^*(t))$ , где  $V^*(t)$  — комплексно-сопряжённое к  $V(t)$ . Для простоты отвлечёмся, как это сделано в ряде случаев в [24], от поляризационных свойств излучения.

Разобьём поверхность  $\sigma$  на  $N$  малых областей. Пусть  $s_1, s_2, \dots, s_k, \dots, s_N$  — расстояния от этих областей до точки  $P$ . Пусть  $V_1(t), V_2(t), \dots, V_k(t), \dots, V_N(t)$  — значения амплитуд электрического поля в соответствующих малых областях. Тогда электрическое поле в этой точке по принципу суперпозиции может быть вычислено как

$$V(t) = \sum_{k=1}^{k=N} \frac{V_k(t - (s_k/c))}{s_k}. \tag{2.4}$$

Интенсивность  $I$  в точке  $P$  можно вычислить как

$$I = \langle V(t)V^*(t) \rangle, \tag{2.5}$$

где  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по времени. Из (2.5) следует, что

$$I = \left\langle \sum_{k=1}^{k=N} \frac{V_k(t - (s_k/c))}{s_k} \sum_{m=1}^{m=N} \frac{V_m^*(t - (s_m/c))}{s_m} \right\rangle. \tag{2.6}$$

В выражении (2.6) есть две составляющие:

$$I = \sum_{k=1}^{k=N} \frac{\langle |V_k(t - (s_k/c))|^2 \rangle}{s_k^2} + \sum_{k=1}^{k=N} \sum_{m=1}^{m=N} \frac{\langle V_k(t - (s_k/c))V_m^*(t - (s_m/c)) \rangle}{s_k s_m}. \tag{2.7}$$

Здесь и далее  $k \neq m$ .

Члены в (2.7), имеющие вид  $\langle |V_k(t - (s_k/c))|^2 \rangle / s_k^2$ , есть интенсивности излучения различных областей поверхности в точке  $P$ :  $I_k = \langle |V_k(t - (s_k/c))|^2 \rangle / s_k^2$ . Члены же вида  $\langle V_k(t - (s_k/c))V_m^*(t - (s_m/c)) \rangle / s_k s_m$  есть члены, описывающие интерференцию между волнами, испущенными разными участками поверхности. В случае, если волны из этих участков некогерентны, усреднение по времени даёт  $\langle V_k(t - (s_k/c))V_m^*(t - (s_m/c)) \rangle / (s_k s_m) = 0$ , и их вклад в (2.7) исчезает. Тогда

$$I = \sum_{k=1}^{k=N} I_k. \tag{2.8}$$

Может ли в этом случае возникнуть острая угловая анизотропия? Нет, так как по условию амплитуда излучения каждого участка поверхности одинакова и не меняется со временем, сдвиг по времени  $t - s_k/c$  не изменяет значение  $I_k$ . Разница может быть внесена из-за фактора  $1/s_k^2$ , но, если рассматривать геометрию нашего эксперимента, то расстояния отличаются друг от друга

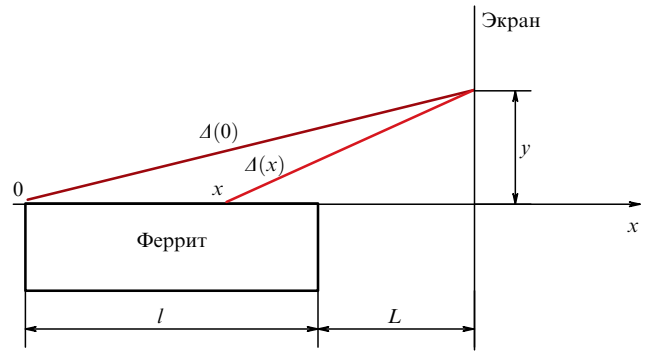


Рис. 16. Схема наблюдения.

незначительно. Следовательно, при некогерентном сложении волн должна наблюдаться в целом равномерная засветка в достаточно большой окрестности точки  $P$ .

Совершенно иная ситуация имеет место, если значителен вклад

$$\sum_{k=1}^{k=N} \sum_{m=1}^{m=N} \frac{\langle V_k(t - (s_k/c))V_m^*(t - (s_m/c)) \rangle}{s_k s_m}.$$

Он отвечает за интерференционные процессы [24], так как каждый член этой суммы зависит от разности хода лучей из разных областей поверхности. В случае, если фазы электромагнитных колебаний, испущенных разными участками данной поверхности, коррелированы, т.е. если волны когерентны, этот вклад (интерференционный член) обуславливает существенную перестройку картины в области экрана. Можно показать, что из-за разности хода когерентных лучей, испущенных разными частями феррита, наблюдается близкая к экспериментальной картина пространственного распределения интенсивности излучения. Видно, что ни в каком ином случае она не может возникнуть.

Рассмотрим для примера ситуацию, при которой поверхность феррита в нашей экспериментальной конфигурации излучает некогерентное излучение. Геометрия эксперимента приведена на рис. 16.

Согласно выражениям (2.7) и (2.8), в этом случае

$$I = \sum_{k=1}^{k=N} \frac{\langle |V_k(t - (s_k/c))|^2 \rangle}{s_k^2},$$

где

$$s_k = A(x) = [(L + l - x)^2 + y^2]^{1/2} \approx L + l - x + \frac{1}{2L} y^2$$

при условии  $l, x, y \ll L$ . Так как мы рассматриваем стационарный во времени источник, то зависимость от времени можно опустить, т.е.

$$\left\langle \left| V_k \left( t - \frac{s_k}{c} \right) \right|^2 \right\rangle = I_0 = \text{const}.$$

Таким образом,

$$I = I_0 \int_0^l \left( L + l - x + \frac{1}{2L} y^2 \right)^{-2} dx = \frac{I_0 l}{(L + l + (1/2L)y^2)(L + (1/2L)y^2)}. \tag{2.9}$$

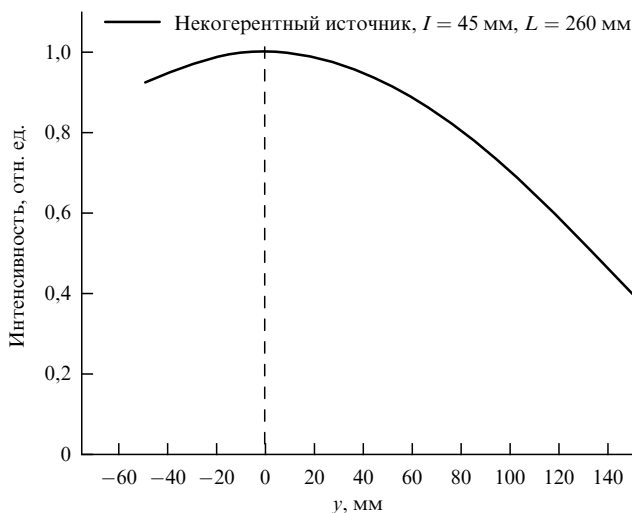


Рис. 17. Распределение интенсивности на экране, если излучение поверхности феррита некогерентное (2.9).

Результат вычисления по формуле (2.9) для  $l = 45$  мм и  $L = 260$  мм приведён на рис. 17. Из рисунка видно, что даже на расстоянии  $\sim 100$  мм от оси, вдоль которой проходит поверхность феррита, интенсивность изменяется не более, чем на 30%. Таким образом, в случае, если излучение с поверхности феррита было бы некогерентным, никакой узкой направленности не удалось бы получить.

С резкой асимметрией в угловом распределении интенсивности излучения при отсутствии фокусирующих и ограничивающих устройств мы сталкиваемся, например, при возникновении черенковского излучения — когерентного излучения оптически прозрачных сред, вызываемого заряженной частицей, движущейся в среде со скоростью, превышающей скорость распространения света в этой среде [25–27].

Что происходит в нашем случае? Выскажем следующее предположение. В предпробойной стадии разряда, когда на катод подаётся высокое напряжение, в межэлектродном промежутке формируется продольное электрическое поле  $\mathbf{E}$ , возникает ток смещения с плотностью  $\mathbf{J}_{\text{off}} = (1/4\pi)(\partial\mathbf{E}/\partial t)$ , который вызывает формирование магнитного поля в направлении, перпендикулярном  $\mathbf{J}_{\text{off}}$  и нормали к поверхности феррита  $\mathbf{n}$ . Тем самым через разрядный промежуток проходит мощный импульс магнитного поля. Этот импульс при своём прохождении через разрядный промежуток вызывает кратковременную намагниченность феррита — каждый малый участок поверхности феррита становится источником когерентных элементарных электромагнитных волн. Излучающие магнитные диполи ориентированы так же, как и формирующее их магнитное поле, т.е. перпендикулярны  $\mathbf{J}_{\text{off}}$  и нормали к поверхности феррита  $\mathbf{n}$ . С учётом геометрии эксперимента происходит излучение цилиндрических элементарных волн, которые интерферируют друг с другом, формируя результирующее излучение. Если намагниченность приповерхностного слоя феррита и фронты элементарных волн распространяются с одинаковой скоростью, то общая огибающая волновых фронтов элементарных волн существует в небольшой окрестности вблизи рабочей поверхности ферритовой призмы, где фазы элементарных волн, испущенных различными

участками поверхности феррита, совпадают. В соответствии с принципом Гюйгенса в результате интерференции элементарные волны гасят друг друга всюду, за исключением их общей огибающей, где их напряжённости складываются. Соответственно результирующее излучение распространяется с малой угловой расходимостью параллельно поверхности феррита в направлении анода. Когерентность излучения, как и в случае классического эффекта Вавилова – Черенкова [25–27], — следствие одинаковых условий возбуждения для всех излучателей. Указанное предположение может стать строгой моделью процесса генерации электромагнитного излучения в предпробойной стадии разряда по поверхности феррита при условии, что волна намагниченности распространяется в поверхностном слое феррита (диэлектрик с высоким значением магнитной проницаемости  $\mu$ ) с той же скоростью, что и электромагнитный импульс над поверхностью диэлектрика. В противном случае общей огибающей у элементарных волн формироваться не будет. Напомним, что при отсутствии поверхностных токов проводимости тангенциальные составляющие электромагнитного поля (т.е. составляющие, параллельные плоскости диэлектрика) у поверхности разрыва удовлетворяют условиям [28]:

$$E_{2t} = E_{1t}, \quad (2.10)$$

$$H_{2t} = H_{1t}, \quad (2.11)$$

где  $E_{1t}, H_{1t}$  — составляющие электрического и магнитного поля в поверхностном слое диэлектрика, а  $E_{2t}, H_{2t}$  — составляющие полей в поверхностном слое над диэлектриком.

Из соотношений (2.10), (2.11) следует, что электромагнитные импульсы в поверхностном слое диэлектрика и над его поверхностью двигаются с одинаковой скоростью. Отметим, что формирование намагниченности — это материальный процесс, связанный с упорядочением ориентации магнитных моментов атомов ферромагнетика, обусловленных спином электронов. Этот процесс может занимать некоторое время  $\tau$ , что в итоге приведёт к временному сдвигу  $\tau$  между прохождением электромагнитного импульса возбуждения и волны намагничивания. Тем не менее скорость волны намагничивания должна быть такой же, как и для возбуждающего электромагнитного импульса, соответственно фазы элементарных волн, испущенных различными участками поверхности феррита, должны совпадать.

Нами с помощью специальной компьютерной программы (Comsol Multiphysics 6.1.) были проанализированы электрофизические процессы, возникающие при прохождении импульсных электрических полей через диэлектрики с высокими значениями магнитной  $\mu$  и диэлектрической  $\epsilon$  проницаемостей [29]. Решалась нестационарная электродинамическая задача для векторного потенциала магнитного поля  $\mathbf{A}$  (запись в системе СИ):

$$\nabla \times \mu_r^{-1}(\nabla \times \mathbf{A}) + \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left( \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0, \quad (2.12)$$

где  $\epsilon_0$  и  $\mu_0$  — диэлектрическая и магнитная постоянные вакуума,  $\epsilon_r$  и  $\mu_r$  — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости образца. Расчётная область представлена на рис. 18. Сплошной ферритовый стержень длиной 10 см и диаметром 2 см располагался между

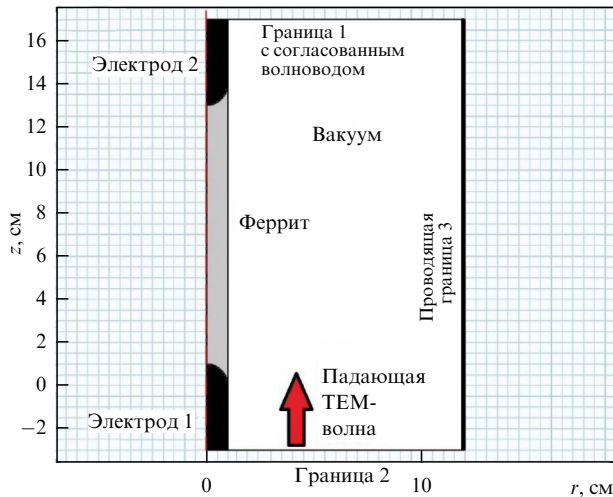


Рис. 18. Сечение коаксиального волновода с ферритовым стержнем диаметром 2 см полуплоскостью, проходящей через ось волновода. Диаметр центральной жилы волновода 2 см, внутренний диаметр оплётки 24 см.

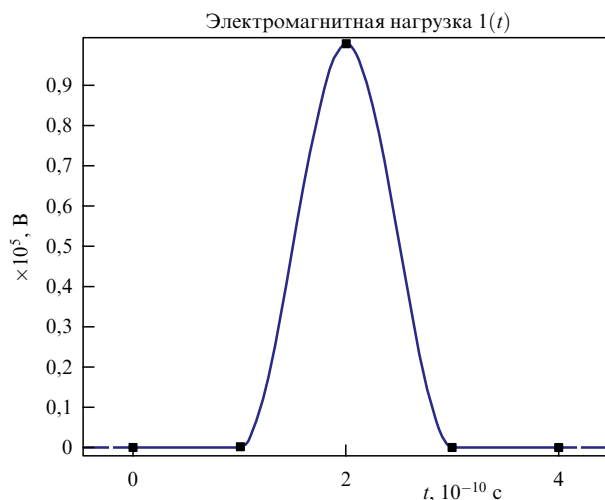


Рис. 19. Время нарастания напряжения 0,1 нс. Время спада напряжения 0,1 нс. Общая длительность импульса 0,2 нс.

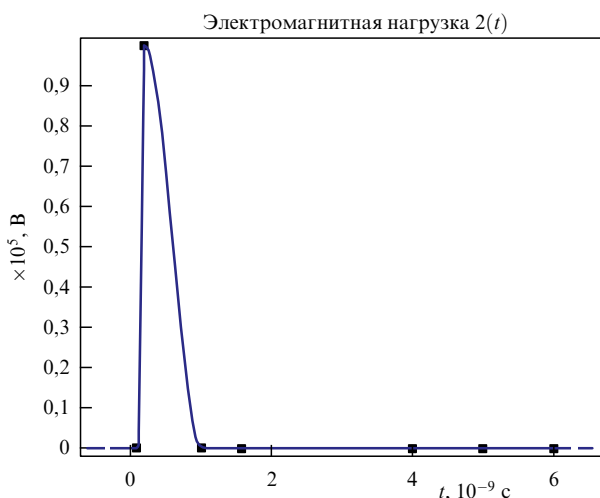


Рис. 20. Время нарастания напряжения 0,1 нс. Время спада напряжения 0,1 нс. Общая длительность импульса 1 нс.

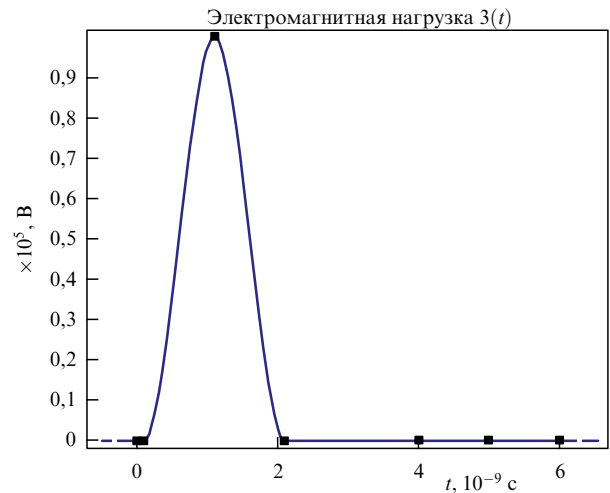


Рис. 21. Время нарастания напряжения 1 нс. Время спада напряжения 1 нс. Общая длительность импульса 2 нс.

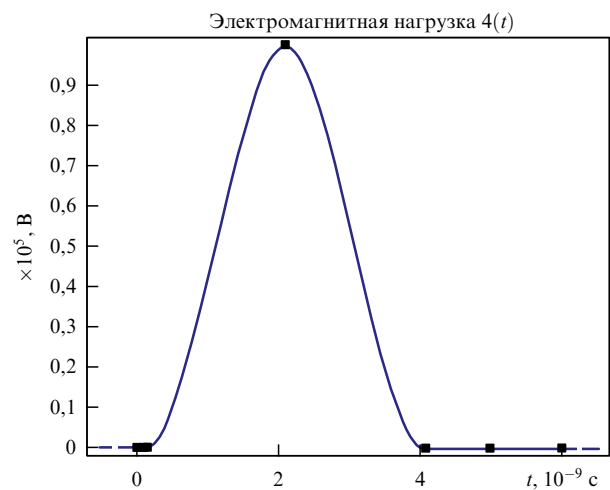


Рис. 22. Время нарастания напряжения 2 нс. Время спада напряжения 2 нс. Общая длительность импульса 4 нс.

двумя полусферическими электродами в разрыве центральной жилы коаксиального волновода с импедансом 149 Ом. Диаметр центральной жилы 2 см, внутренний диаметр оплётки 24 см. ТЕМ-волна проходила через границу 2 со стороны первого электрода (указано на рисунке). Граничное условие по 1-й и 2-й границе на рисунке — волновод с импедансом 149 Ом, по границе 3 — поверхность с нулевым сопротивлением.

Рассматривалось прохождение следующих электрических импульсов с амплитудой напряжения  $U_0 = 100$  кВ.

Анализировалась пространственно-временная зависимость  $\varphi$ -компоненты намагниченности  $I_\varphi$  (магнитный момент единицы объёма диэлектрика). Расчёты осуществлялись в цилиндрической системе координат (переменные  $\rho$ ,  $\varphi$ ,  $z$ ), ось  $z$  совпадает с осью цилиндра и волновода.

В качестве примера на рис. 23–25 проиллюстрирована картина формирования намагниченности при воздействии на ферритовый стержень длиной  $L = 10$  см и диаметром 2 см, с  $\varepsilon = 10$ ,  $\mu = 1000$  импульса напряжения (времена нарастания и спада напряжения  $\tau_r = \tau_f = 0,1$  нс; длительность импульса  $\tau_r + \tau_f = 0,2$  нс; амплитуда напряжения  $U_0 = 100$  кВ, временные параметры импульсов приведены на рис. 19–22). На рисунках 23–25

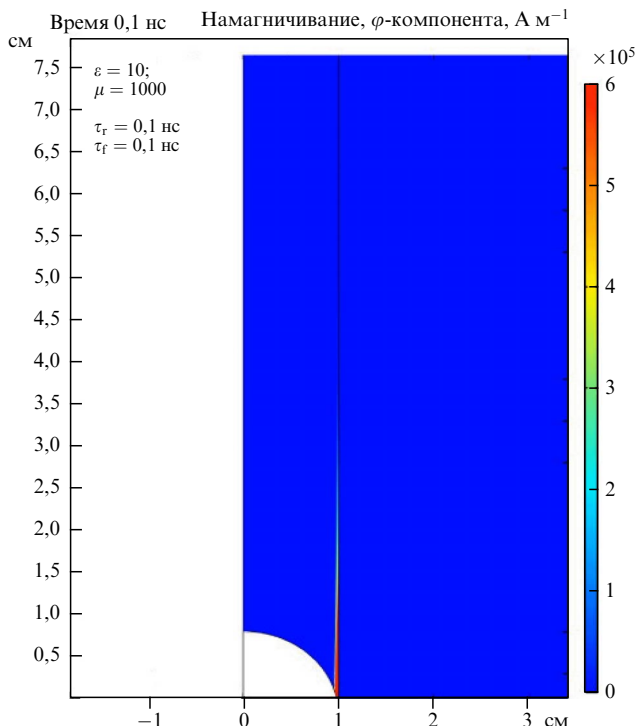


Рис. 23. Картина формирования намагниченности в момент времени  $t_1 = 0,1$  нс.

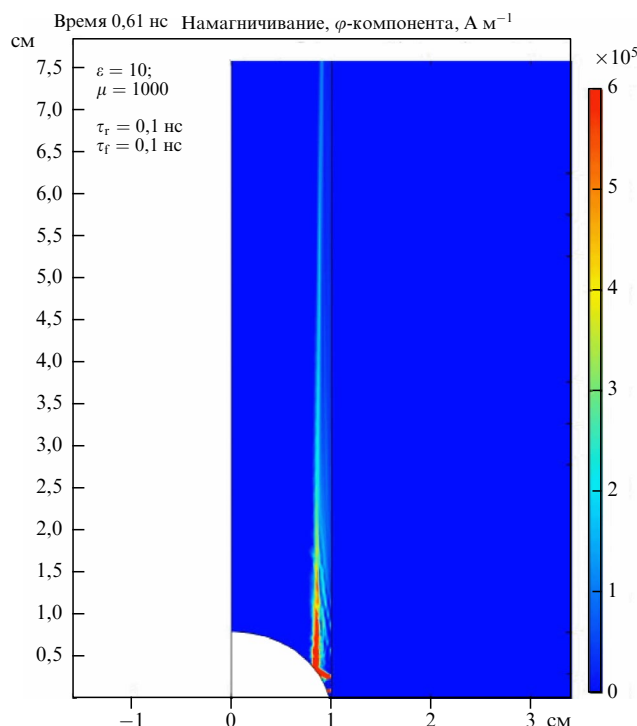


Рис. 25. Картина формирования намагниченности в момент времени  $t_3 = 0,6$  нс.

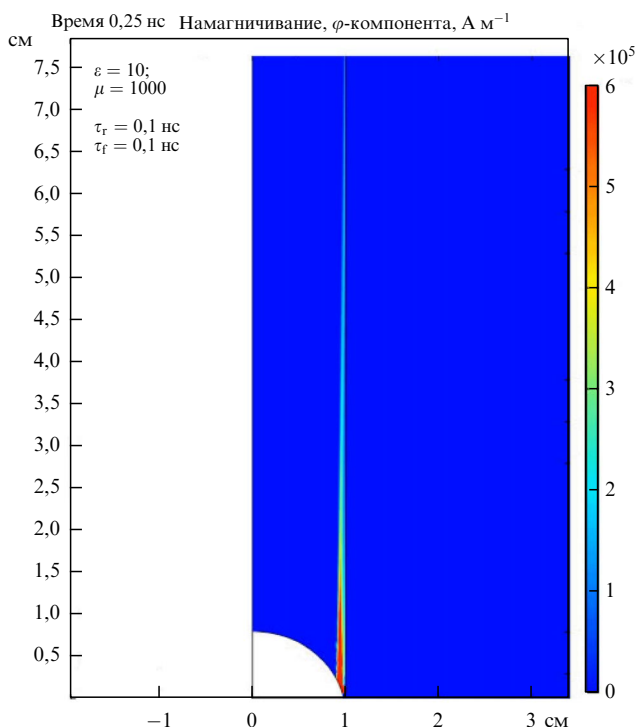


Рис. 24. Картина формирования намагниченности в момент времени  $t_2 = 0,25$  нс.

дано распределение  $\varphi$ -компоненты намагниченности  $I_\varphi$  в определённый момент времени по сечению ферритового стержня полуплоскостью, проходящей через ось цилиндра. Рисунок 23 соответствует времени после начала импульса  $t_1 = 0,1$  нс. Из рисунка видно, что за это время сформировался тонкий субмиллиметровый приповерхностный слой намагниченности длиной  $l(0,1 \text{ нс}) = 3$  см,

соответственно скорость распространения волны намагничивания  $v_m = c$ . Рисунок 24 соответствует моменту времени  $t_2 = 0,25$  нс. За это время сформировался приповерхностный тонкий слой намагниченности длиной  $l(0,25 \text{ нс}) = 7,5$  см, соответственно скорость распространения волны намагничивания  $v_m = c$ . И наконец, рис. 25 соответствует моменту времени  $t_3 = 0,61$  нс. За это время свет проходит расстояние  $l(0,61 \text{ нс}) = 18,3$  см, т.е. в случае стержня длиной  $L = 10$  см волна намагничивания заведомо достигла противоположного электрода. Видно, что слой с отличной от нуля намагниченностью как целое стягивается к оси ферритового цилиндра, соответственно излучение, которое в нём может формироваться, будет поглощаться внешним слоем феррита.

В итоге было установлено, что при прохождении всех рассмотренных импульсов напряжения намагниченность ферритового цилиндра формируется в узком цилиндрическом субмиллиметровом слое сначала у поверхности цилиндра, а по достижении волны намагничивания противоположного электрода слой как целое стягивается к оси цилиндра. Важно отметить, что фронт волны намагничивания в поверхностном слое движется со скоростью  $c$ . Для рассматриваемого образца феррита величины диэлектрической и магнитной проницаемостей составляют  $\epsilon \sim 10$  и  $\mu \sim 1000$ . И если бы скорость движения фронта волны намагничивания составляла  $v_m = c/\sqrt{\epsilon\mu} = 0,01c$ , то ни о каком когерентном сложении элементарных электромагнитных волн, испущенных различными участками поверхности феррита, не было бы речи.

Поскольку, как было показано, фронт волны намагничивания и фронты элементарных волн распространяются с одинаковой скоростью, общая огибающая волновых фронтов элементарных волн существует в небольшой окрестности вблизи рабочей поверхности ферритовой призмы, где фазы элементарных волн, испущен-

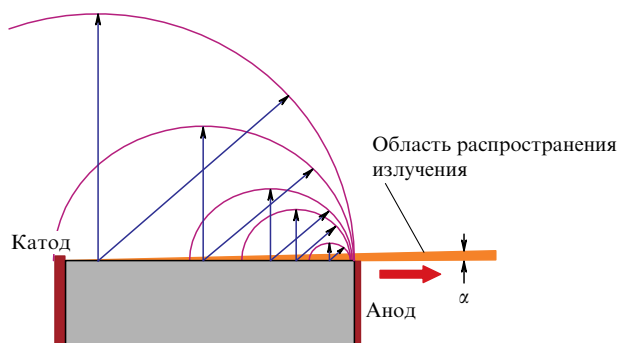


Рис. 26. Схема, поясняющая формирование области распространения когерентного излучения.

ных различными участками поверхности феррита, совпадают. На рисунке 26 представлена схема, поясняющая формирование области распространения излучения вследствие когерентного сложения элементарных электромагнитных волн. В соответствии с принципом Гюйгенса в результате интерференции элементарные волны гасят друг друга всюду, за исключением их общей огибающей, где их напряжённости складываются. Таким образом, результирующее излучение распространяется с малой угловой расходимостью параллельно поверхности феррита в направлении анода. Когерентность излучения — как и в случае классического эффекта Вавилова — Черенкова — следствие одинаковых условий возбуждения для всех излучателей.

В первом приближении можно положить, что напряжённость продольного электрического поля  $E$  пропорциональна приложенному напряжению  $U$ , соответственно узконаправленный импульс электромагнитного излучения формируется, когда ток смещения  $\mathbf{J}_{\text{off}} = (1/4\pi)(\partial\mathbf{E}/\partial t)$  достигает своего максимума (см. рис. 11, кривая 3). Можно показать, что для цилиндрических волн в случае когерентного сложения плотность потока энергии  $P$ , переносимой импульсом исследуемого излучения, выражается как

$$P(y, l, L) \sim \frac{l^2}{L} \left( \text{sinc} \left[ \frac{\pi y^2 l}{2\lambda L^2} \right] \right)^2, \quad (2.13)$$

где  $y$  — координата точки в плоскости наблюдения,  $l$  — длина рабочей части ферритовой призмы,  $L$  — расстояние от торца призмы до плоскости наблюдения. (Соотношение (2.13) получено при условии, что  $L \gg l, y$ .) Другими словами, зависимость плотности потока энергии  $P$  от длины рабочей части ферритовой призмы должна быть квадратичной, что мы и наблюдали экспериментально с достаточно высокой точностью.

### 3. Заключение

В заключении отметим, что в работе проведён анализ свойств излучений, формируемых сильноточными наносекундными разрядами. Первый раздел статьи посвящён возможностям применения плазменного источника мягкого рентгеновского излучения — X-пинча. Оказалось, что так называемая горячая точка X-пинча может иметь микрометровые размеры, а энергетический выход излучения находился на уровне долей или даже единиц джоулей при длительности импульса, не превышающей

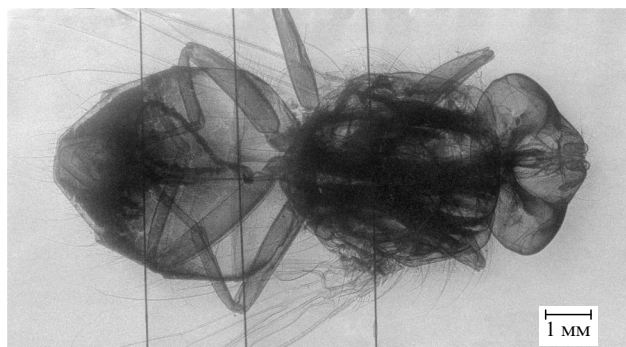


Рис. 27. Рентгенограмма домашней мухи, зарегистрированная в излучении X-пинча из четырёх проволок из Nb диаметром 25 мкм в излучении с энергией  $2,5 < E < 5$  кэВ.

наносекунды. Такие размеры ГТ в большом числе случаев позволяют рассматривать её как пространственно-когерентный (т.е. точечный) высокояркостный (с яркостной температурой  $T_{\text{я}} \sim 10^7$  К) источник мягкого рентгеновского излучения. Пространственная когерентность играет важную роль при формировании изображений несамосветящихся объектов. Если учесть высокую яркостную температуру ГТ, то любое плазменное образование с температурой до  $T_{\text{я}} \sim 10^6$  К можно рассматривать как несамосветящийся объект. Несамосветящиеся объекты наблюдаются в результате рассеяния волн, падающих на объект от посторонних источников света. Если источник точечный, то электромагнитные колебания во всех точках освещаемого предмета находятся в строго определённых фазовых соотношениях, т.е. когерентны. Соответственно, и в изображении следует складывать не интенсивности, а амплитуды электромагнитных колебаний, приходящих от различных точек объекта в данную плоскость изображения [9].

В качестве примера на рис. 27 представлено изображение домашней мухи, зарегистрированное в излучении X-пинча из четырёх проволок из Nb диаметром 25 мкм в излучении с энергией  $2,5 < E < 5$  кэВ. Расстояние от источника до плёнки равно 30 см, от источника до объекта — 7,5 см (увеличение  $\times 4$ ). Была реализована схема, представленная на рис. 4 [8].

На рентгенограмме отчётливо видны микрометровые детали внутреннего строения мухи, которые в излучении от 2,5 до 5 кэВ, применяемом в данных экспериментах, должны быть практически прозрачными. Таким образом, применение пространственно-когерентного источника мягкого рентгеновского диапазона позволило получить высококачественное изображение внутренней структуры слабо поглощающего биологического объекта с субмикрометровым разрешением без использования фокусирующих и ограничивающих оптических элементов.

Во втором разделе статьи описаны исследования нового физического явления, связанного с формированием в предпробойной стадии сильноточного разряда по поверхности феррита короткого ( $< 2$  нс) узконаправленного импульса электромагнитного излучения, 50 % энергетического спектра которого лежит в области рентгеновского излучения ( $h\nu > 1$  кэВ). Подчеркнём важную особенность и новизну наблюдаемого нами явления: здесь нет оптически прозрачной среды с показателем преломления  $n$  и нет заряда, двигающегося со скоростью

$v > c/n$ . Исследуемое излучение формируется в результате прохождения возбуждающего электромагнитного импульса над поверхностью ферритовой призмы в процессе формирования продольного электрического поля в межэлектродном промежутке. Этот процесс приводит к возникновению волны намагничивания, распространяющейся в субмиллиметровом поверхностном слое диэлектрика. Каждый малый участок поверхности феррита становится источником элементарных электромагнитных волн. Фронт волны намагничивания и возникающее излучение движутся в одном направлении с одинаковой скоростью, а область распространения формируется в результате когерентного сложения элементарных электромагнитных волн. Как результат, суммарное излучение от всей поверхности вследствие интерференции сконцентрировано в малой пространственной области, что объясняет высокую интенсивность и направленность излучения без каких-либо фокусирующих и ограничивающих устройств. Как и в случае черенковского излучения, оно когерентно, но не монохроматично. Каждый малый участок поверхности феррита испускает излучение с одинаковым энергетическим распределением (см. рис. 12) и строго фиксированным сдвигом фаз для каждой длины волны. При этом никаких ограничений на размер источника в отличие от случая, разобранный в разделе 1, не накладывается.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда 19-79-30086.

## Список литературы

- Захаров С М, Иваненков Г В, Коломенский А А, Пикуз С А, Самохин А И, Улшмид И "Проволочный X-пинч в сильноточном диоде" *Письма в ЖТФ* **8** 1060 (1982); Zakharov S M, Ivanenkov G V, Kolomenskii A A, Pikuz S A, Samokhin A I, Ulshmid I "Wire X-pinch in a high current diode" *Sov. Tech. Phys. Lett.* **8** 456 (1982)
- Пикуз С А, Шелковенко Т А, Хаммер Д А "X-пинч. Часть I" *Физика плазмы* **41** 319 (2015); Pikuz S A, Shelkovenko T A, Hammer D A "X-pinch. Part I" *Plasma Phys. Rep.* **41** 291 (2015)
- Пикуз С А, Шелковенко Т А, Хаммер Д А "X-пинч. Часть II" *Физика плазмы* **41** 483 (2015); Pikuz S A, Shelkovenko T A, Hammer D A "X-pinch. Part II" *Plasma Phys. Rep.* **41** 445 (2015)
- Shelkovenko T A, Sinars D B, Pikuz S A, Hammer D A "Radiographic and spectroscopic studies of X-pinch plasma implosion dynamics and X-ray burst emission characteristics" *Phys. Plasmas* **6** 1305 (2001)
- Song B M, Pikuz S A, Shelkovenko T A, Hammer D A "Determination of the size and structure of an X-pinch X-ray source from the diffraction pattern produced by microfabricated slits" *Appl. Opt.* **44** 2349 (2005)
- Sinars D B, Pikuz S A, Shelkovenko T A, Chandler K M, Hammer D A "Temporal parameters of the X-pinch X-ray source" *Rev. Sci. Instrum.* **72** 2948 (2001)
- Пикуз С А, Шелковенко Т А, Синарс Д Б, Хаммер Д А "Временные характеристики рентгеновского излучения X-пинча" *Физика плазмы* **32** 1106 (2006); Pikuz S A, Shelkovenko T A, Sinars D B, Hammer D A "Temporal characteristics of X-ray emission from X-pinch" *Plasma Phys. Rep.* **32** 1020 (2006)
- Шелковенко Т А, Пикуз С А, Хаммер Д А "Проекционная рентгенография плазменных и биологических объектов в излучении X-пинча (Обзор)" *Физика плазмы* **42** 234 (2016); Shelkovenko T A, Pikuz S A, Hammer D A "A review of projection radiography of plasma and biological objects in X-pinch radiation" *Plasma Phys. Rep.* **42** 226 (2016)
- Ландсберг Г С *Оптика* (М.: Физматлит, 2010)
- Tilikin I N, Tskhai S N, Shelkovenko T A, Savinov S Yu, Pikuz S A "Generation of intense UV radiation during high-current breakdown over a ferrite surface" *Plasma Phys. Rep.* **44** 600 (2018)
- Tilikin I N, Tzhai S N, Shelkovenko T A, Savinov S Yu, Pikuz S A, Mingaleev A R "A pulsed, high-intensity source of XUV radiation based on ferrite surface breakdown at high current" *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46** 3982 (2018)
- Tilikin I N, Savinov S Yu, Pestovskii N V, Pikuz S A, Tskhai S N, Shelkovenko T A, Dushkin G A "Coherent x-ray radiation induced by high-current breakdown on a ferrite surface" *J. Phys. D* **55** 405006 (2022)
- Watanabe K, Furusho K, Kashiwabara S, Fujimoto F "Characteristics of x-ray radiation by a nonequilibrium electron flow emerged from a formed ferrite filament" *J. Appl. Phys.* **68** 5059 (1990)
- Козырев А В и др. "Генерация мягкого рентгеновского излучения и его роль в развитии пробоя воздушного промежутка при повышенных давлениях" *Письма в ЖТФ* **37** (22) 26 (2011); Kozyrev A V et al. "Soft X-ray generation and its role in breakdown of air gap at elevated pressures" *Tech. Phys. Lett.* **37** 1054 (2011)
- Sorokin D A et al. "X-ray radiation and runaway electron beams generated during discharges in atmospheric-pressure air at rise times of voltage pulse of 500 and 50 ns" *Laser Part. Beams* **36** (2) 186 (2018)
- Kochkin P et al. "Analyzing x-ray emissions from meter-scale negative discharges in ambient air" *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 044002 (2016)
- Agafonov A V et al. "Anisotropy in hard bremsstrahlung from a high-voltage laboratory simulation of an atmospheric discharge" *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 095014 (2019)
- Spielman R B, Ruggles L E, Pepping R E, Breeze S P, McGurn J S, Struve K W "Fielding and calibration issues for diamond photoconductive detectors" *Rev. Sci. Instrum.* **68** 762 (1997)
- Месяц Г А, Коровин С Д, Шарыпов К А, Шпак В Г, Шунайлов С А, Яландин М И "О динамике формирования субнаносекундного электронного пучка в газовом и вакуумном диоде" *Письма в ЖТФ* **32** (1) 35 (2006); Mesyats G A, Korovin S D, Sharypov K A, Shpak V G, Shunailov S A, Yalandin M I "Dynamics of subnanosecond electron beam formation in gas-filled and vacuum diodes" *Tech. Phys. Lett.* **32** 18 (2006)
- Месяц Г А, Яландин М И "Пикосекундная электроника больших мощностей" *УФН* **175** 225 (2005); Mesyats G A, Yalandin M I "High-power picosecond electronics" *Phys. Usp.* **48** 211 (2005)
- Katz L, Penfold A S "Range-energy relations for electrons and the determination of Beta-ray end-point energies by absorption" *Rev. Mod. Phys.* **24** 28 (1952)
- Андреев С Н, Бернацкий А В, Душкин Г А, Цхай С Н, Пикуз С А, Тиликин И Н, Шелковенко Т А, Савинов С Ю "Пространственные характеристики излучения, инициируемого разрядом по поверхности феррита" *Краткие сообщения по физике ФИАН* **48** (10) 43 (2021); Andreev S N, Bernatskiy A V, Dushkin G A, Tskhai S N, Pikuz S A, Tilikin I N, Shelkovenko T A, Savinov S Yu "Spatial characteristics of radiation initiated by a discharge over the ferrite surface" *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **48** 321 (2021)
- "Filter Transmission", The Center for X-Ray Optics at Lawrence Berkeley National Laboratory, [https://henke.lbl.gov/optical\\_constants/filter2.html](https://henke.lbl.gov/optical_constants/filter2.html)
- Born M, Wolf E *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference, and Diffraction of Light* 2nd rev. ed. (London: Pergamon Press, 1964); Пер. на русск. яз.: Борн М, Вольф Э *Основы оптики* (М.: Наука, 1970)
- Черенков П А *ДАН СССР* **2** 451 (1934); Cerenkov P A *C.R. Acad. Sci. USSR* **2** 451 (1934); Черенков П А *УФН* **93** 385 (1967)

26. Čerenkov P A "Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light" *Phys. Rev.* **52** 378 (1937)
27. Тамм И Е, Франк И М *ДАН СССР* **14** 107 (1937); Tamm I E, Frank I M *C.R. Acad. Sci. USSR* **14** 109 (1937); Тамм И Е, Франк И М *УФН* **93** 388 (1967)
28. Тамм И Е *Основы теории электричества* 11-е изд., испр. и доп. (М.: Физматлит, 2003) с. 425–426; Пер. на англ. яз. с русск. 9-го изд.: Tamm I E *Fundamentals of the Theory of Electricity* (Moscow: Mir Publ., 1979)
29. Петров А А, Климович С М, Пестовский Н В, Тиликин И Н, Савинов С Ю "Формирование волны намагниченности в предпробойной стадии разряда по поверхности феррита" *Краткие сообщения по физике ФИАН* **50** (11) 73 (2023); Petrov A A, Klimovich S M, Pestovskii N V, Tilikin I N, Savinov S Yu "Formation of the magnetization wave in the prebreakdown discharge stage over the ferrite surface" *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **50** (11) 503 (2023)

### Coherent properties of high-current nanosecond discharge radiation

I.N. Tilikin<sup>(a)</sup>, N.V. Pestovskii<sup>(b)</sup>, S.N. Tskhai<sup>(c)</sup>, T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz<sup>(d)</sup>, S.Yu. Savinov<sup>(e)</sup>

*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation*

*E-mail:* <sup>(a)</sup> [tilikin@sci.lebedev.ru](mailto:tilikin@sci.lebedev.ru), <sup>(b)</sup> [pestovskii@sci.lebedev.ru](mailto:pestovskii@sci.lebedev.ru), <sup>(c)</sup> [tskhai@sci.lebedev.ru](mailto:tskhai@sci.lebedev.ru),

<sup>(d)</sup> [pikuzsa@lebedev.ru](mailto:pikuzsa@lebedev.ru), <sup>(e)</sup> [savinov@sci.lebedev.ru](mailto:savinov@sci.lebedev.ru)

We consider the coherent properties of short-wavelength radiation generated by high-current nanosecond discharges. The first part of the paper is concerned with the feasibility of using a plasma soft X-ray radiation source, the X-pinch, proposed at the Lebedev Physical Institute in the late 1970s as part of the inertial thermonuclear fusion program based on high-current nanosecond discharges. Experimental studies of the X-pinch suggest that a high-temperature plasma with extreme parameters is produced in it, which emits a high-power electromagnetic pulse in a broad wavelength range, with the X-ray radiation source ( $1 \text{ keV} < E < 10 \text{ keV}$ ) possessing unique parameters. Its dimensions are so small ( $< 1 \mu\text{m}$ ) that the radiation it emits is spatially coherent. When it was used in projection radiography, phase contrast was observed in images of low-absorbing objects. The results of assessing the applicability of the wave approximation in image analysis and simulations of the intensity distribution in images using Fresnel integrals are presented. In the second part of the paper, we analyze a new physical phenomenon, also discovered at the Lebedev Physical Institute, related to the production of a short ( $< 2 \text{ ns}$ ), narrowly directed electromagnetic radiation pulse in the pre-breakdown stage of a high-current discharge on the surface of a ferrite, 50% of the energy spectrum of which lies in the X-ray region ( $h\nu > 1 \text{ keV}$ ) with an energy of  $\sim 0.6 \text{ mJ}$  and average power of  $\sim 0.3 \text{ MW}$ . The pulse propagates parallel to the ferrite surface towards the anode with a low angular divergence of  $< 2^\circ$ . The high radiation directivity in the absence of special optical devices and the quadratic dependence of the energy flux density transferred by a detected radiation pulse on the length of the working part of the ferrite prism indicate with a high probability its coherent nature. We discuss the possible mechanism for generating radiation, which involves the excitation of short-term magnetization of ferrite sections as a result of the passage of an exciting electromagnetic pulse over the surface of a ferrite prism during the formation of a longitudinal electric field in the interelectrode gap and subsequent coherent addition of elementary waves. The total radiation from the entire surface as a result of interference is concentrated in a small spatial region, which explains the high intensity and directionality of the radiation.

**Keywords:** X-pinch, high-current nanosecond discharges, soft X-rays, spatial and temporal coherence, phase contrast, low-divergence short electromagnetic pulses, short-term magnetization, ferrites

PACS numbers: 52.58.Lq, **52.59**–f, 52.80.Qj

Bibliography — 29 references

*Received 9 October 2023, revised 1 February 2024*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **194** (8) 865–880 (2024)

*Physics – Uspekhi* **67** (8) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.02.039642>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.02.039642>