

На правах рукописи



Дубов Александр Викторович

**Резонансное спонтанное тормозное излучение
ультрарелятивистских электронов при рассеянии на ядрах в
сильных электромагнитных полях**

1.3.3. Теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург
2025

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»

Научный руководитель:

Рощупкин Сергей Павлович, доктор физико-математических наук, профессор.

Официальные оппоненты:

Шабаев Владимир Моисеевич, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой «Квантовая механика» Физического факультета федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет», г. Санкт-Петербург.

Пронин Владимир Петрович, доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры «Теоретическая физика и астрономия» федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена», г. Санкт-Петербург.

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук», г. Санкт-Петербург.

Защита состоится «04» февраля 2026 года, в 16.00 часов на заседании диссертационного совета У.1.3.3.09 федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» (г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29, корпус 2, аудитория 265).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»: <https://www.spbstu.ru>

Автореферат разослан «___» 20__ г.

Ученый секретарь диссертационного совета У.1.3.3.09

доктор физико-математических наук, профессор  Елена Владимировна Орленко.

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Одним из фундаментальных направлений современной квантовой теории поля является изучение резонансов Олейника [1, 2], которые проявляются в процессах квантовой электродинамики (КЭД), стимулированных и модифицированных сильным лазерным полем [3-8]. Возникновение резонансов Олейника в процессах КЭД высших порядков по постоянной тонкой структуры связано с тем, что в лазерных полях промежуточные виртуальные частицы могут выйти на массовую оболочку. В результате этого, например, процесс второго порядка КЭД по постоянной тонкой структуры в поле волны эффективно распадается на два процесса первого порядка. В силу этого, а также вследствие особой резонансной кинематики и ширине резонанса, вероятность резонансного процесса резко возрастает и может превышать соответствующую вероятность процесса без лазерного поля на несколько порядков величины [3-6]. В ближайшие годы планируется создание мощных источников лазерного излучения с интенсивностями вплоть до $10^{24} \div 10^{26}$ Вт/см² (смотри международные лазерные установки: SLAC, FAIR, XFEL, ELI, XCELS). В таких лазерных полях резонансы высших порядков КЭД могут быть основными каналами соответствующих реакций. В условиях резонанса существенным образом меняются кинематические и энергетические условия, что может иметь большое прикладное значение [5, 6]. В связи с этим несомненный интерес представляют резонансные процессы с высокоэнергетичными гамма-квантами и ультраквантами и ультраквантами. Следует также отметить, важность резонансных процессов спонтанного тормозного излучения (СТИ) в сильных рентгеновских полях вблизи пульсаров и магнетаров для объяснения потоков высокоэнергетических гамма-квонтов. Поэтому теоретическое изучение резонансного спонтанного тормозного излучения ультраквантов при рассеянии на малые углы на ядрах в сильных электромагнитных является актуальным, как с общефизической, так и с прикладной точек зрения.

Целью данной работы является теоретическое исследование и решение ряда фундаментальных проблем, связанных с резонансным спонтанным тормозным излучением ультрарелятивистских электронов на ядрах в сильных электромагнитных полях вплоть до 10^{27} Вт/см². Проведенные теоретические исследования позволяют предсказать новые физические эффекты, которые могут быть подтверждены в международных научных проектах, таких как ELI (Extreme Light Infrastructure, Czech Republic) и ЦИЭС (Международный центр исследований экстремальных световых полей, ИПФ РАН, Нижний Новгород) и др.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

1. Теоретически изучен резонансный процесс СТИ ультрарелятивистских электронов на ядрах в поле слабой монохроматической волны для первого резонанса. В рамках данной задачи решены ряд задач:
 - a. Детально исследована резонансная кинематику процесса в поле слабой монохроматической волны.
 - b. Получено общее релятивистское выражение для резонансного дифференциального сечения для каналов А и В реакции.
 - c. Проведены необходимые интегрирования в дифференциальном сечении. Получены аналитические выражения для резонансных дифференциальных сечений с одновременной регистрацией частоты и угла вылета спонтанного гамма-кванта для каналов А и В.
 - d. Проведён анализ полученных резонансных дифференциальных сечений для конкретных частот и интенсивностей лазерной волны.
2. Теоретически изучен резонансный процесс СТИ ультрарелятивистских электронов на ядрах в поле слабой квазимонохроматической волны для первых трех резонансов. В рамках данной задачи были решены ряд задач:
 - a. Детально исследована резонансная кинематика процесса в поле слабой квазимонохроматической волны для первых трех резонансов.

- b. Получено общее релятивистское выражение для резонансного дифференциального сечения для каналов А и В реакции для первых трех резонансов.
- c. Проведены необходимые интегрирования в дифференциальном сечении. Получены аналитические выражения для резонансных дифференциальных сечений с одновременной регистрацией частоты и угла вылета спонтанного гамма-кванта для каналов А и В для первых трех резонансов.
- d. Проведен анализ полученных резонансных дифференциальных сечений для конкретных частот оптического и рентгеновского диапазонов и интенсивностей электромагнитной волны.
3. Теоретически изучен резонансный процесс СТИ ультрарелятивистских электронов на ядрах в поле сильной монохроматической волны для интенсивностей волны вплоть до $10^{27} \text{ Вт}/\text{см}^2$. В рамках данной задачи решены ряд задач:
- a. Детально исследована резонансная кинематика процесса в поле сильной электромагнитной волны.
- b. Определены характерные параметры задачи в поле сильных электромагнитных полей.
- c. Получено общее релятивистское выражение для резонансного дифференциального сечения для каналов А и В реакции в сильном поле.
- d. Проведены необходимые интегрирования в дифференциальном сечении. Получены аналитические выражения для резонансных дифференциальных сечений с одновременной регистрацией частоты и угла вылета спонтанного гамма-кванта для каналов А и В в сильном электромагнитном поле.
- e. Проведен анализ полученных резонансных дифференциальных сечений для конкретных частот оптического и рентгеновского диапазонов и интенсивностей сильной электромагнитной волны.
- f. Предложена возможность экспериментальной проверки полученных результатов.

Научная новизна:

1. Впервые построена теория первого резонанса для процесса спонтанного тормозного излучения ультраквазимохроматических электронов на ядрах в поле слабой монохроматической волны. Получены аналитические выражения для резонансного дифференциального сечения СТИ. Показано, что резонансное дифференциальное сечение может значительно (на 19 порядков величины) превышать соответствующее дифференциальное сечение без внешнего поля.
2. Впервые построена теория первых трех резонансов для процесса спонтанного тормозного излучения ультраквазимохроматических электронов на ядрах в поле слабой квазимохроматической волны. Получены аналитические выражения для резонансного дифференциального сечения СТИ. Показано, что резонансное дифференциальное сечение в поле фемтосекундного импульсного лазера с интенсивностью $\sim 10^{17} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ может значительно (на 19 порядков величины) превышать соответствующее дифференциальное сечение без внешнего поля.
3. Впервые построена резонансная теория спонтанного тормозного излучения ультраквазимохроматических электронов на ядрах в поле сильной монохроматической волны с интенсивностью вплоть до $\sim 10^{27} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$. Получены аналитические выражения для резонансного дифференциального сечения СТИ с одновременной регистрацией частоты и угла вылета спонтанного гамма-кванта. Определены характерные параметры резонансного процесса СТИ в сильном поле. Показано, что резонансное дифференциальное сечение может значительно превышать соответствующее дифференциальное сечение без внешнего поля.

Теоретическая значимость работы

Резонансное спонтанное тормозное излучение ультраквазимохроматических электронов на ядрах во внешнем сильном электромагнитном поле является одним из доминирующих эффектов взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом. Экспериментальная проверка формул нелинейной квантовой

электродинамики в сильных лазерных полях стала возможна в связи с созданием компактных лазеров оптических частот мощностью в импульсе до $\sim 10^{24} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$.

Достижение релятивистских интенсивностей стало возможным за счет использования сверхкоротких (пика- и фемтосекундных) и жестко сфокусированных (размер пятна в фокусе имеет порядок нескольких длин волн) импульсов. С начала 1996 года серия экспериментов по проверке квантовой электродинамики в таких полях проводится группой Макдональда на ускорителе SLAC (Princeton Rochester, SLAC, Tennessee collaboration), а также в Брукхевенской национальной лаборатории (Brookhaven National Laboratory, USA, 2005). Отметим также международные проекты FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research, Darmstadt, Germany), Vulcan10 (Central Laser Facility, United Kingdom), ELI (Extreme Light Infrastructure, Czech Republic) и ЦИЭС (Международный центр исследований экстремальных световых полей, ИПФ РАН, Нижний Новгород), где в том числе планируются эксперименты по проверке квантовой электродинамики в сильных импульсных лазерных полях. В связи с этим, теоретическое изучение резонансных процессов КЭД, модифицированных и стимулированных сильными и сверхсильными электромагнитными полями является актуальным и имеет как общефизическое, так и прикладное значение.

Практическая значимость работы

Результаты научных исследований могут быть экспериментально проверены в ведущих международных лазерных центрах (SLAC, FAIR, XFEL, ELI, XCELS). Полученные результаты также важны для объяснения потоков высокоэнергетических гамма-квантов, возникающих вблизи пульсаров и магнетаров в сильных рентгеновских полях.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Релятивистская теория резонансного спонтанного тормозного излучения ультрарелятивистских электронов, рассеивающихся на малые углы на ядрах в поле слабой монохроматической электромагнитной волны.

2. Релятивистская теория резонансного спонтанного тормозного излучения ультрарелятивистских электронов, рассеивающихся на малые углы на ядрах в поле слабой квазимонохроматической электромагнитной волны.
3. Релятивистская теория резонансного спонтанного тормозного излучения ультрарелятивистских электронов, рассеивающихся на малые углы на ядрах в поле сильной монохроматической электромагнитной волны.

Достоверность полученных результатов обеспечивается:

1. Использованием в диссертации общих методов квантовой электродинамики и квантовой теории поля в сильных электромагнитных полях.
2. Переходом полученных аналитических выражений в предельных случаях в известные результаты.
3. Апробацией работы на международных и Всероссийских конференциях и большим объемом публикаций в реферируемых журналах, семь статей из которых относятся к 1 и 2 квартилям.

Апробация работы. Основные результаты докладывались на: межрегиональная конференция «Неделя науки» (Санкт-Петербург, Россия, 2018); международная конференция «International Conference Laser Optics (ICLO)» (Санкт-Петербург, Россия, 2018); международная конференция «Emerging Trends in Applied and Computational Physics 2019 (ETACP-2019)» (Санкт-Петербург, Россия, 2019); международная конференция «PhotonIcs & Electromagnetics Research Symposium-Spring (PIERS-Spring)» (Рим, Италия, 2019); международная конференция «IEEE 8th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL)» (Созополь, Болгария, 2019); международная конференция «Friedmann.10 — Tenth Alexander Friedmann International Seminar on Gravitation and Cosmology and Fourth Symposium on the Casimir Effect» (Санкт-Петербург, Россия, 2019); международная конференция «Advances and Applications in Plasma Physics (AAPP 2019)» (Санкт-Петербург, Россия, 2019); международная конференция «International conference on gravitation, cosmology and astrophysics (RUSGRAV-17)» (Санкт-Петербург, Россия, 2020); международная конференция «SPIE Optics + Optoelectronics» (Прага, Чехия,

2021); межрегиональная конференция «Неделя науки» (Санкт-Петербург, Россия, 2022);

Личный вклад. Автор внес определяющий вклад в проведении аналитических выкладок и использовании математических программ для численных расчетов дифференциальных сечений, а также определению физического смысла основных параметров задач.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 16 печатных изданиях, индексируемых Scopus и Web of Science, и рекомендованных ВАК.

Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы. Выделяются основные цели и задачи. Показывается научная новизна полученных результатов диссертационного исследования. Представлены основные положения, выносимые на защиту. Отражается личное участие автора в получении результатов исследования. Кратко изложено содержание разделов диссертационной работы.

В первой главе представлен литературный обзор резонансных процессов квантовой электродинамики во внешнем электромагнитном поле (резонансы Олейника). При этом, детально описаны работы, в которых ранее изучался процесс резонансного спонтанного тормозного излучения электронов на ядрах в поле плоской электромагнитной волны. Рассмотрено решение уравнения Дирака в поле плоской электромагнитной волны (функции Волкова), а также функция Грина электрона в поле плоской электромагнитной волны. Представлены выражения для 4-потенциала плоской циркулярно-поляризованной монохроматической $A_{\text{mon}}(\varphi)$ и квазимонохроматической $A(\varphi)$ волн, распространяющихся вдоль оси z :

$$A_{\text{mon}}(\varphi) = (F_0 c / \omega)(e_x \cos \varphi + \delta e_y \sin \varphi), \quad A(\varphi) = g(\varphi / \omega \tau) \cdot A_{\text{mon}}(\varphi). \quad (1)$$

Здесь F_0 и ω — амплитуда напряженности и частота электрического поля волны; $e_x = (e_{x,0}, \mathbf{e}_x)$, $e_y = (e_{y,0}, \mathbf{e}_y)$ — 4-вектора поляризации, которые удовлетворяют следующим соотношениям: $(e_x e_y) = (k e_{x,y}) = 0$, $e_x^2 = e_y^2 = -1$; $\varphi = (kx) = \omega(t - z/c)$ — фаза волны; $\delta = \pm 1$; функция $g(\varphi/\omega\tau)$ — огибающая потенциала, которая позволяет учесть импульсный характер поля лазера. Величина τ — характерная длительность лазерного импульса. Показано, что в исследуемой задаче основным параметром, определяющим взаимодействие электронов с полем волны является классический релятивистски-инвариантный параметр

$$\eta_0 = eF_0\lambda/mc^2. \quad (2)$$

Физический смысл параметра η_0 определяется работой поля на длине волны к энергии покоя электрона. В дальнейшем везде используется релятивистская система единиц: $\hbar = c = 1$.

Во второй главе рассмотрено резонансное спонтанное тормозное излучение ультрарелятивистских электронов при рассеянии на ядрах в поле плоской монохроматической волны $A_{\text{mon}}(\varphi)(1)$ слабой интенсивности (см. Рисунок 1). На Рисунке 1 обозначено: $p_{i,f} = (E_{i,f}, \mathbf{p}_{i,f})$ — 4-импульсы начального и конечного электронов, $k' = (\omega', \mathbf{k}')$ — 4-импульс спонтанного гамма-кванта, $q_{i,f}$ — 4-импульсы промежуточных электронов для каналов А и В, $q = (q_0, \mathbf{q})$ — 4-импульс отдачи ядра с зарядом Ze . В условиях резонанса промежуточные электроны выходят на массовую оболочку. В этом случае для каналов А и В выполняются соотношения:

$$q_i^2 = m^2, \quad q_f^2 = m^2. \quad (3)$$

В дальнейшем рассматривается случай, когда начальный и конечный электроны ультрарелятивистские. В этом случае все частицы (спонтанный гамма-квант,

начальный и конечный электроны) движутся в узком конусе вдоль направления импульса начального электрона:

$$E_{i,f} \gg m, \quad \theta'_{i,f} = \alpha(\mathbf{k}', \mathbf{p}_{i,f}) \ll 1, \quad \theta_{if} = \alpha(\mathbf{p}_i, \mathbf{p}_f) \ll 1, \quad \theta_i = \alpha(\mathbf{k}, \mathbf{p}_i) \sim 1. \quad (4)$$

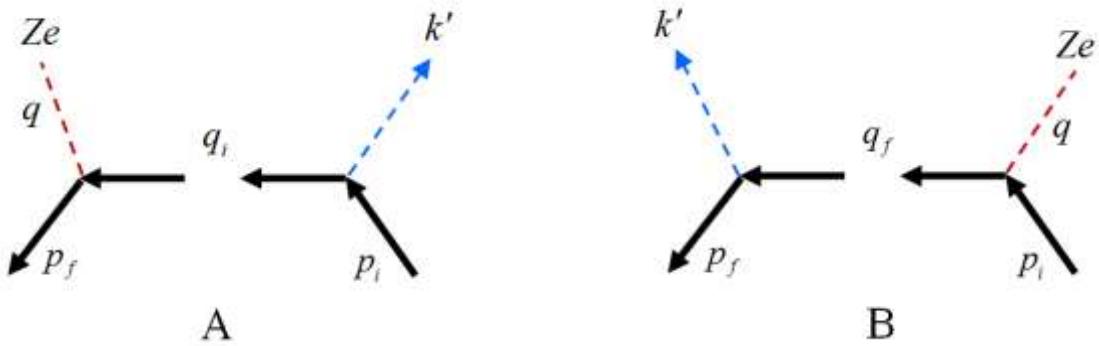


Рисунок 1. Диаграммы Фейнмана для двух каналов резонансного спонтанного тормозного излучение электрона в поле ядра и плоской электромагнитной волны. Входящие и выходящие сплошные линии отвечают функциям Волкова начального и конечного электронов, внутренние линии отвечают функциям Грина электрона в поле плоской волны, пунктирные линии отвечают волновым функциям спонтанного гамма-кванта.

Также будет предполагать, что внешнее электромагнитное поле слабое:

$$\eta_0 \ll 1. \quad (5)$$

Учитывая условия (4), (5) из резонансных соотношений (3) следуют резонансные частоты спонтанного гамма-кванта для каналов А и В:

$$x'_i (\delta'^2_i) = \frac{\varepsilon_i}{1 + \varepsilon_i + \delta'^2_i}, \quad x'_i = \frac{\omega'_i}{E_i}, \quad \delta'_i = \frac{E_i \theta'_i}{m}, \quad (6)$$

$$\delta'^2_f x'^3_f - 2\delta'^2_f x'^2_f + (1 + \delta'^2_f + \varepsilon_i) x'_f - \varepsilon_i = 0, \quad x'_f = \frac{\omega'_f}{E_i}, \quad \delta'_f = \frac{E_i \theta'_f}{m}. \quad (7)$$

Здесь ε_i - характерный параметр процесса, равный отношению начальной энергии электрона E_i к характерной энергии процесса E_* . Данная энергия определяется энергией покоя электрона, частотой волны, а также углом между импульсом начального электрона и направлением распространения волны.

$$\varepsilon_i = E_i/E_*, \quad E_* = m^2/[4\omega \sin^2(\theta_i/2)]. \quad (8)$$

Из соотношений (6) и (7) следует, что резонансная частота спонтанного гамма-кванта зависит от его угла вылета (ультрапрелиativистских параметров δ'_i и $\delta'_{i,f}$), а также от характерного параметра задачи ε_i . При этом, для канала b имеем кубическое уравнение для резонансной частоты спонтанного гамма-кванта (7). Анализ данного уравнения показывает, что существуют области углов вылета спонтанного гамма-кванта, в которых имеется одно или три решения (смотри Рисунок 2).

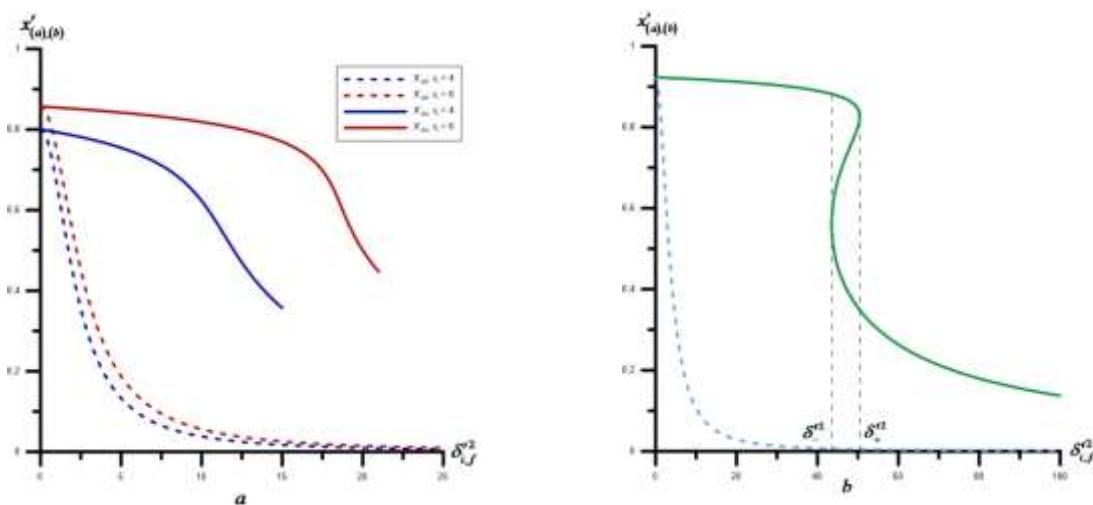


Рисунок 2. Зависимость резонансной частоты спонтанного фотона от его угла вылета. Случай а - для области значений параметра $\varepsilon_i \leq 8$. Случай б – для области значений параметра $\varepsilon_i > 8$. Пунктирные линии отвечают резонансным частотам канала А, сплошные кривые отвечают резонансным частотам канала В.

В отсутствии интерференции каналов А и В получено резонансное дифференциальное сечение, которое зависит от углов вылета спонтанного гамма-кванта относительно начального и конечного электронов (ультрагрелятивистских параметров δ'_i и δ'_f), а также от угла φ'_- между плоскостями $(\mathbf{k}', \mathbf{p}_i)$ и $(\mathbf{k}', \mathbf{p}_f)$.

Важно подчеркнуть, что в кинематической области, когда выполняются условия

$$\varphi'_- \lesssim \left(\frac{m}{E_i}\right), \quad |\delta'_i - \tilde{\delta}'_f| \lesssim \left(\frac{m}{E_i}\right), \quad \tilde{\delta}'_f = (1 - x')\delta'_f, \quad (9)$$

резонансные дифференциальные сечения имеют резкий максимум, причем данный эффект имеет место для данного процесса и без внешнего электромагнитного поля. Устранение резонансной бесконечности в каналах А и В проводится процедурой Брейта-Вигнера, когда к массе промежуточного электрона добавляется мнимая добавка, которая определяется полной вероятностью (в единицу времени) стимулированного лазерным полем Комптон-эффекта на промежуточном электроне. После интегрирования по углу φ'_- резонансное дифференциальное сечение $d\sigma'_{ires}$ и соответствующее дифференциальное сечение без внешнего лазерного поля $d\sigma'_0$ будут иметь следующий порядок величины:

$$d\sigma'_0 \sim Z^2 \alpha r_e^2 \left(\frac{E_i}{m}\right) dx' d\delta'^2_i d\delta'^2_f, \quad d\sigma'_{ires} \lesssim Z^2 \alpha r_e^2 \left(\frac{E_i}{m}\right)^3 (\alpha\eta)^{-2} dx'_i d\delta'^2_i d\delta'^2_f. \quad (10)$$

Отсюда видно, что резонансное дифференциальное сечение значительно превышает соответствующее сечение без внешнего поля. В силу того, что для канала А резонансная частота зависит только от угла вылета спонтанного гамма-кванта относительно импульса начального электрона (δ'_i), а для канала В – только от угла вылета относительно импульса конечного электрона (δ'_f), резонансное сечение для канала А можно проинтегрировать по углам вылета спонтанного гамма-кванта относительно конечного электрона, а для канала В – по углам вылета

относительно начального электрона. В результате этого, резонансные дифференциальные сечения для каналов А и В примут вид:

$$R'_{jres}^{\max} = \left(\frac{d\sigma'_{jres}^{\max}}{dx'_j d\delta_j'^2} \right) / \left(\frac{d\sigma'_0}{dx' d\delta_j'^2} \right) = g_* \cdot H_j(d\delta_j'^2, \varepsilon_i), \quad j=i, f. \quad (11)$$

Здесь $H_f < H_i \sim 1$ - функции спектрально-углового распределения, а функция g_* определяется характерной энергией процесса и интенсивностью волны

$$g_* = \frac{2(4\pi)^3}{(\alpha\eta)^2} \left(\frac{E_*}{m} \right)^2 \approx 0.74 \cdot 10^8 \left(\frac{E_*}{\eta m} \right)^2 \gg 1 \quad (12)$$

Отсюда следует, что величина максимального резонансного сечения (11), (12), в основном, определяется функцией g_* (12), которая в области оптических частот для интенсивности лазерной волны $\eta_0 = 0.1$ ($I \sim 10^{16} \div 10^{17} \frac{W}{cm^2}$) и характерной энергии процесса $E_* = 41.7 \text{ GeV}$ равна $g_* \approx 5 \cdot 10^{19}$. Отметим, что достаточно большая величина резонансного дифференциального сечения (в единицах соответствующего сечения СТИ без лазерного поля) связана не только с малой радиационной шириной резонанса, которая вносит вклад порядка $\sim 10^6 \div 10^8$, но и с очень малыми переданными импульсами в кинематической области (9), вклад которой является определяющим.

В третьей главе рассмотрено резонансное СТИ ультраквантитативистских электронов в поле квазиймпульсной ($\omega\tau \gg 1$) электромагнитной волны слабой интенсивности $A(\varphi)$ (смотри соотношения (1), (5)). В условиях резонанса для канала А и В выполняются следующие условия:

$$\beta_j = \frac{(q_j^2 - m^2)}{4(kq_j)}(\omega\tau) \lesssim 1 \rightarrow |q_j^2 - m^2| \lesssim \frac{4(kq_j)}{\omega\tau} \ll 1, \quad (\omega\tau) \gg 1, \quad j = i, f$$

(13)

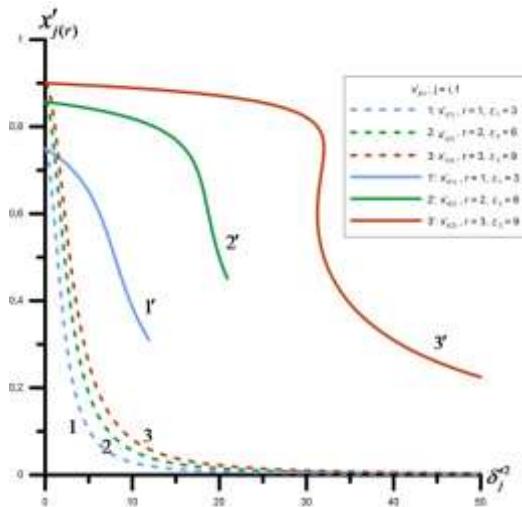


Рисунок 3. Зависимость резонансной частоты спонтанного гамма-кванта от его угла вылета. Пунктирные линии отвечают первым трем резонансным частотам канала А ($j = i$), сплошные кривые отвечают первым трем резонансным частотам канала В ($j = f$). Характерный параметр $\varepsilon_i = 3$ (характерная энергия $E_* = 41.7 \text{ GeV}$, энергия начального электрона $E_i = 125.1 \text{ GeV}$).

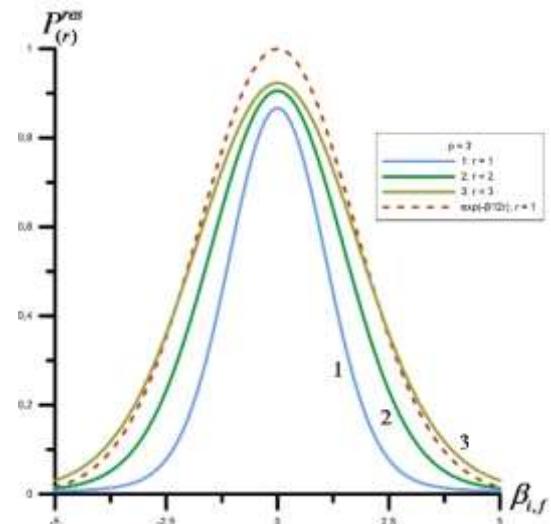


Рис. 4. Зависимость функции резонансного профиля $P_{(r)}^{res}$ (15) от резонансного параметра $\beta_{i,f}$ (13), при $\rho = 3$. Кривые 1, 2, 3 соответствуют первому, второму и третьему резонансам. Штриховая линия отвечает функции Гаусса.

Учитывая соотношения (4), (5) из условий (13) следуют уравнения для определения резонансных частот каналов А и В (смотри уравнения (6) и (7), соответственно, в которых необходимо сделать замены: $x'_i \rightarrow x'_{i(r)} = \omega'_{i(r)}/E_i$, $x'_f \rightarrow x'_{f(r)} = \omega'_{f(r)}/E_i$, $\varepsilon_i \rightarrow \varepsilon_{i(r)} = r\varepsilon_i$). Здесь $r = 1, 2, 3, \dots$ - номер резонанса (число фотонов волны, поглощенных электроном в процессе стимулированного лазерным полем Комптон-эффекта). Зависимости резонансных частот от соответствующих углов вылета

спонтанного гамма-кванта для каналов А и В в случае трех первых резонансов показаны на Рисунке 3. В отсутствии интерференции каналов А и В получено резонансное дифференциальное сечение, которое зависит от углов вылета спонтанного гамма-кванта относительно начального и конечного электронов (ультрапрелиativистских параметров δ'_i и δ'_f), а также от угла φ'_- между плоскостями $(\mathbf{k}', \mathbf{p}_i)$ и $(\mathbf{k}', \mathbf{p}_f)$. Структура резонансного сечения для каналов А и В имеет вид:

$$d\sigma_{j(r)} = (\alpha r_e^2 Z^2) P_{(r)}^{res}(\beta_j) \cdot M_{j(r)} dx'_{j(r)} d\delta'^2_i d\delta'^2_f d\varphi'_-, \quad j = i, f, \quad (14)$$

где $P_{(r)}^{res}(\beta_j)$ - функция резонансного профиля, которая определяется резонансным параметром β_j (13) и имеет следующий вид:

$$P_{(r)}^{res}(\beta_j) = \exp\left(-\frac{\beta_j^2}{2r}\right) \frac{1}{2\rho} \int_{-\rho}^{\rho} \left| \operatorname{erf}\left(2\sqrt{r}\phi + \frac{i\beta_j}{2\sqrt{r}}\right) \right|^2 d\phi, \quad j = i, f, \quad \rho = T/\tau. \quad (15)$$

Важно отметить, что если параметр $|\beta_j| \ll 1$, то функция резонансного профиля приобретает максимальное значение и структуру формулы Брейта-Вигнера: $P_{(r)}^{res}(\beta_j \ll 1) \approx P_{\max(r)}^{res}$ (смотри рис.4). При этом, необходимо учитывать, что резонансная ширина, связанная с импульсным характером волны должна превышать соответствующую радиационную ширину. Это накладывает дополнительное условие на время импульса лазера: $\omega\tau \ll 10^3 \eta_0^{-2}$. Например, для $\eta_0 = 10^{-1}$ получим $\omega\tau \ll 10^5$. Резонансное сечение (14) в кинематической области (9) имеет острый максимум. Проводя интегрирования резонансного сечения методом перевала в области данного максимума по углу φ'_- и параметру δ'^2_f (для канала А), а также по параметру δ'^2_i (для канала В), получим резонансные дифференциальные сечения с одновременной регистрацией частоты и угла вылета

спонтанного гамма-кванта относительно импульса начального электрона (канал А) или конечного электрона (канал В):

$$d\sigma'^{\max}_{j(r)} = (\alpha r_e^2 Z^2) g_r F_{j(r)}^{\max} dx'_{j(r)} d\delta_j'^2, \quad g_r = \left(\frac{E_*}{rm} \right)^2 \left(\eta_0^r \omega \tau \right)^2. \quad (16)$$

Здесь $F_{i(r)}^{\max}$ и $F_{f(r)}^{\max}$ - функции, определяющие спектрально-угловое распределение.

На рис. 5 показаны графики функций $F_{i(r)}^{\max}$ и $F_{f(r)}^{\max}$. Из рисунков 5А и 5В видно, что во всей области изменения параметров $\delta_i'^2$ и $\delta_f'^2$ функция $F_{i(r)}^{\max}$ примерно на два порядка величины превышает функцию $F_{f(r)}^{\max}$. Это означает, что излучение спонтанного фотона через канал В подавлено по сравнению с каналом А. В резонансных условиях спонтанные фотоны, в основном, излучаются через канал А. При этом, резонансное сечение для первого резонанса может достигать величины порядка $g_1 F_{i(1)}^{\max} \sim 10^{12}$ при $\eta_0 = 0.1$. С уменьшением интенсивности волны данная величина уменьшается степенным образом как $\sim \eta_0^{2r}$.

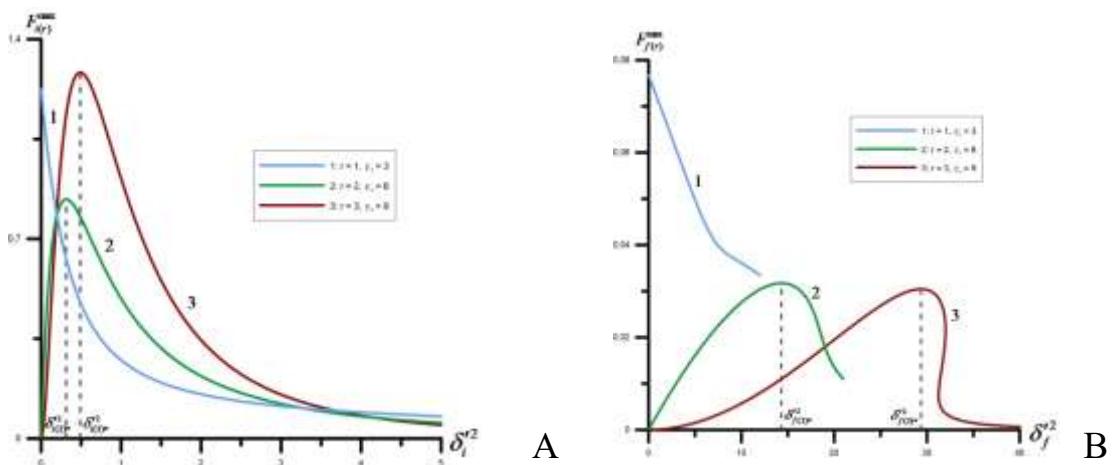


Рисунок 4. Зависимости функций $F_{i(r)}^{\max}$ (для канала А) и $F_{f(r)}^{\max}$ (для канала В) от соответствующих параметров $\delta_i'^2$ и $\delta_f'^2$ для первого, второго и третьего резонансов.

Характерный параметр $\varepsilon_i = 3$ (характерная энергия $E_* = 41.7 \text{ GeV}$, энергия начального электрона $E_i = 125.1 \text{ GeV}$).

В четвёртой главе рассмотрено резонансное спонтанное тормозное излучение ультрарелятивистских электронов (смотри условия (4)) при рассеянии на ядрах в поле сильной плоской монохроматической электромагнитной волны $A_{\text{mon}}(\varphi)$ (1) (с интенсивностью до $I \lesssim 10^{27} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$). При этом, классический параметр η_0 (2) ограничен сверху условием:

$$\eta_0 \ll \eta_{\max} = (E_i/m) \gg 1 \quad (17)$$

При этом, напряженность поля не должна быть близка к полю Швингера $F_* \approx 1.3 \cdot 10^{16} \text{ V/cm}$. Резонансные условия для сильных полей принимают вид:

$$\tilde{q}_j^2 = m_*^2, \quad \tilde{q}_j = q_j + \eta_0^2 \left[m^2 / 2(kq_j) \right] k, \quad m_* = m\sqrt{1+\eta_0^2}, \quad j = i, f. \quad (18)$$

Здесь \tilde{q}_j - 4-квазимпульс промежуточных электронов, m_* - эффективная масса электрона в поле циркулярно-поляризованной волны. Учитывая соотношения (4), (17) и (18), для каналов А и В получим соотношения для определения резонансной частоты спонтанного гамма-кванта (также, уравнения (6) и (7), в которых необходимо сделать следующие замены: $x'_j \rightarrow x'_{\eta j(r)} = \omega'_{\eta j(r)} / E_i$, $\delta'_j \rightarrow \delta'_{\eta j}$, $j = i, f$; $\varepsilon_i \rightarrow \varepsilon_{\eta i(r)}$). Здесь обозначено:

$$\delta'_{\eta j} = \frac{E_i \theta'_j}{m_*} = \frac{E_i \theta'_j}{m\sqrt{1+\eta^2}}, \quad \varepsilon_{\eta i(r)} = r \varepsilon_{\eta i}, \quad \varepsilon_{\eta i} = \frac{E_i}{E_{\eta*}}, \quad E_{\eta*} = \frac{m^2(1+\eta^2)}{4\omega \sin^2(\theta_i/2)}. \quad (19)$$

Важно подчеркнуть, что если параметр $\varepsilon_{\eta i(r)} \gg 1$, тогда излучается узкий пучок высокоэнергетических спонтанных гамма-квантов с энергией близкой энергии начальных электронов:

$$x'_{\eta j(r)} \approx 1 - \left(1 + \delta'^2_{\eta j}\right) / \varepsilon_{\eta i(r)} \rightarrow 1, \quad j = i, f \quad \left(\varepsilon_{\eta i(r)} \gg 1\right). \quad (20)$$

Получено резонансное дифференциальное сечение в области сильных полей. Резонансная бесконечность устранилась процедурой Брейта-Вигнера. После проведения методом перевала соответствующих интегрирований в кинематической области (9) были получены резонансные дифференциальные сечения с одновременной регистрацией частоты и угла вылета спонтанного гамма-кванта для каналов А и В.

$$R_{\eta j(r)}^{\max} = \frac{d\sigma_{\eta i(r)}^{\max}}{dx'_{\eta j(r)} d\delta'^2_{\eta j}} = (Z^2 \alpha r_e^2) c_{\eta i} \Psi_{\eta j(r)}, \quad j = i, f, \quad (21)$$

где $\Psi_{\eta j(r)}$ - функции спектрально-углового распределения, а $c_{\eta i}$ - коэффициент, который определяется параметрами лазерной установки и энергией электронов.

$$c_{\eta i} = \pi \left(\frac{8\pi^2 E_i}{\alpha m_* K(\varepsilon_{\eta i})} \right)^2 \approx 3.67 \cdot 10^8 \left[\frac{E_i}{m_* K(\varepsilon_{\eta i})} \right]^2 \gg 1, \quad (22)$$

здесь функция $K(\varepsilon_{\eta i})$ определяется полной вероятностью стимулированного лазерным полем Комптон-эффекта на промежуточном электроне.

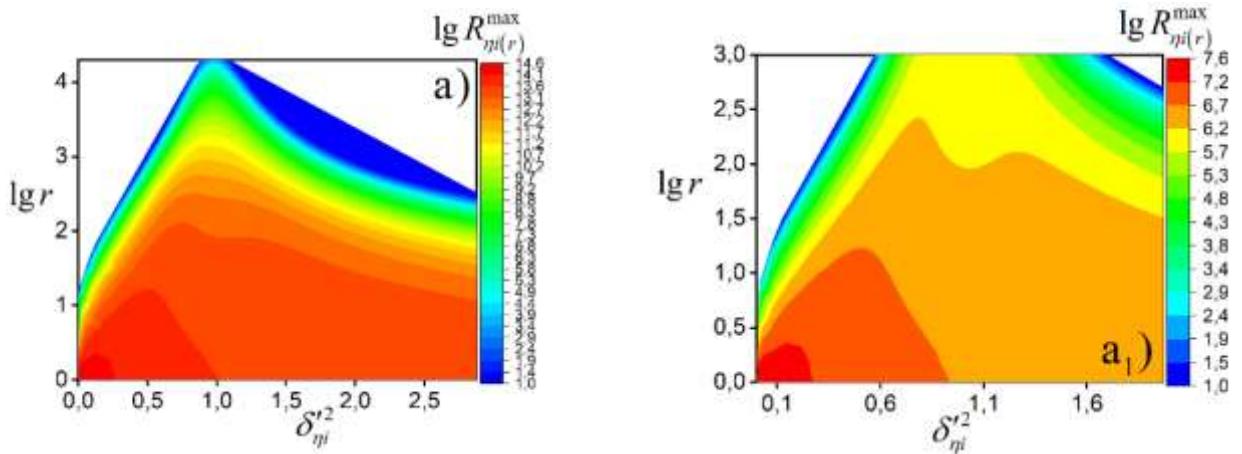


Рисунок 5. Максимальное резонансное дифференциальное сечение (в единицах $Z^2 \alpha r_e^2$) (21) для канала А, как функция угла вылета и числа поглощенных фотонов волны. Рисунки а), а₁) отвечают интенсивностям волны $I = 1.86 \cdot 10^{20}; 1.86 \cdot 10^{24} (\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2})$.

Из Рисунка 6 видно, что с ростом интенсивности волны, величина резонансного дифференциального сечения убывает, тем не менее, значительно превышая обычное сечение СТИ. Так, для интенсивностей волны $I \sim 10^{18}, 10^{20}, 10^{22}, 10^{24} (\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2})$ резонансное сечение $R_{\eta i(r)}^{max} \sim 10^{19}, 10^{15}, 10^{11}, 10^7$ (в единицах $Z^2 \alpha r_e^2$).

В **заключении** приведены основные результаты работы:

1. Впервые построена теория первого резонанса для процесса спонтанного тормозного излучения ультраквазимохроматических электронов на ядрах в поле слабой монохроматической волны.
2. Впервые построена теория первых трех резонансов для процесса спонтанного тормозного излучения ультраквазимохроматических электронов на ядрах в поле слабой квазимохроматической волны.
3. Впервые построена резонансная теория спонтанного тормозного излучения ультраквазимохроматических электронов на ядрах в поле сильной монохроматической волны с интенсивностью вплоть до $\sim 10^{27} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$.

По результатам работы сделаны следующие выводы:

1. В условиях резонанса процесс СТИ электронов на ядрах в поле электромагнитной волны эффективно распадается на два процесса первого порядка по постоянной тонкой структуре: стимулированный лазерным полем Комpton-эффект и модифицированный лазерным полем процесс рассеяния электронов на ядрах.
2. Для ультраквазимохроматических начальных электронов все конечные частицы вылетают в узком конусе вдоль направления импульса начального электрона.

При этом, резонансная частота спонтанного гамма-кванта зависит от его угла вылета (параметра $\delta'_{\eta i}$ - для канала А или параметра $\delta'_{\eta f}$ - для канала В), а также от характерного квантового параметра процесса $\varepsilon_{\eta i(r)} = r E_i / E_{\eta^*}$ (19). Важно отметить, что если $\varepsilon_{\eta i(r)} \gg 1$, то практически вся энергия начальных электронов переходит в энергию спонтанного гамма-кванта ($\omega' \rightarrow E_i$) (20).

3. Получены резонансные дифференциальные сечения СТИ с одновременной регистрацией частоты и угла вылета спонтанного гамма-кванта для слабой монохроматической волны, для слабой квазимонохроматической волны, а также для сильной монохроматической волны. Показано, что резонансное дифференциальное сечение существенно превышает (на несколько порядков величины) соответствующее дифференциальное сечение без внешнего поля. При этом, максимальная величина резонансного сечения имеет место для слабых полей и может превышать обычное сечение на 19 порядков величины для интенсивности поля $\eta_0 = 0.1$ ($I \sim 10^{16} \div 10^{17} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$). С ростом интенсивности волны резонансное сечение убывает. Так, для интенсивностей волны $I \sim 10^{20}, 10^{22}, 10^{24} \left(\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \right)$ резонансное дифференциальное сечение $R_{\eta i}^{max} \sim 10^{15}, 10^{11}, 10^7$ (в единицах $Z^2 \alpha r_e^2$), соответственно.

4. Основной вклад в величину резонансного дифференциального сечения вносят малые переданные ядру импульсы в особой кинематике углов (9), а также малая резонансная ширина. При этом, для монохроматической волны радиационная ширина определяется полной вероятностью стимулированного Комpton-эффекта на промежуточном электроне, а для импульсной волны – пролетной шириной, определяемой временем импульса, частотой волны и резонансной кинематикой процесса. Отметим, что резонансная ширина увеличивается с ростом напряженности лазерной волны.

5. Полученные результаты позволяют получать с высокой вероятностью узкие пучки высокоэнергетичных спонтанных гамма-квантов, вылетающих вдоль

импульса начальных или конечных электронов, а также объяснить рождение высокоэнергетичных гамма-квантов вблизи нейтронных звезд и магнетаров.

Список использованной литературы

1. Олейник В. П. Резонансные эффекты в поле интенсивного лазерного луча. Ч. 1 / Олейник В. П.. // ЖЭТФ. — 1967. — Т. 52, № 4. — С. 1049—1067.
2. Олейник В. П. Резонансные эффекты в поле интенсивного лазерного луча. Ч. 2 // Олейник В. П.. // ЖЭТФ. — 1967. — Т. 53, № 6. — С. 1997—2011.
3. Рощупкин С.П. Резонансные и когерентные эффекты квантовой электродинамики в сильных световых полях / Рощупкин С.П., Ворошило А.И. — К.: Наукова думка, 2008. — 398 с.
4. Рощупкин С.П. Эффекты квантовой электродинамики в сильных импульсных лазерных полях / Рощупкин С.П., Лебедь А.А. — К. : Наукова думка, 2013. — 192 с.
5. Roshchupkin S.P. Resonant Effect in Collisions of Relativistic Electrons in the Field of Light Wave / Roshchupkin S. P. // Laser Physics. —1996. — V. 6, № 5.—P. 837—858.
6. S. P. Roshchupkin, A. A. Lebed', E. A. Padusenko, and A. I. Voroshilo. Quantum Electrodynamics Resonances in a Pulsed Laser Field. Laser Physics, 2012, Vol. 22, No. 6, pp. 1113–1144.
7. A. A. Lebed', E. A. Padusenko, S. P. Roshchupkin, and V. V. Dubov. Resonant parametric interference effect in spontaneous bremsstrahlung of an electron in the field of a nucleus and two pulsed laser waves. Physical Review A 97, 043404 (2018).
8. Florescu A. Laser-modified electron bremsstrahlung in a Coulomb field / Florescu A., Florescu V. // Phys. Rev. A. — 2000. — V. 61, № 3. — P. 033406 (12 pages).

Список статей, опубликованных по теме диссертации

- A1. Dubov A. The possibility of creating narrow beams of high-energy gamma quanta in the process of resonant spontaneous bremsstrahlung radiation of

ultrarelativistic electrons on nuclei in strong electromagnetic fields / Dubov A., Dubov V.V., Roshchupkin S.P., Starodub S.S. // *Physica Scripta*, 105302 — 2022, V. 9, № 10. — (Scopus, WoS).

- A2. Dubov A. Radiation of High-Energy Gamma Quanta by Ultrarelativistic Electrons on Nuclei in Strong X-ray Fields / Dubov A., Dubov V.V., Roshchupkin S.P., Starodub S.S. // *Universe* — 2022. V. 8, № 4. P. 218. — (Scopus, WoS).
- A3. Dubov A. Fundamental physical features of resonant spontaneous bremsstrahlung radiation of ultrarelativistic electrons on nuclei in strong laser fields / Dubov A., Dubov V.V., Roshchupkin S.P., Starodub S.S. // *New Journal of Physics*, 013020 — 2022. V. 24, № 1. — (Scopus, WoS).
- A4. Dubov A. Resonant effects in the spontaneous bremsstrahlung process of ultrarelativistic electrons in the fields of a nucleus and a pulsed light wave / Dubov A., Dubov V.V., Roshchupkin S.P. // *Laser Physics Letters*, 045301 — 2021. V. 18, № 4. — (Scopus, WoS).
- A5. Dubov A. Resonant high-energy bremsstrahlung of ultrarelativistic electrons in the field of a nucleus and a weak electromagnetic wave / Dubov A., Dubov V.V., Roshchupkin S.P. // *Laser Physics Letters*, 045301 — 2020. — V. 17, — № 4. — (Scopus, WoS).
- A6. Dubov A. The Resonant Bremsstrahlung of Ultrarelativistic Electrons on a Nucleus with Radiation of Hard Gamma-Quanta in the Presence of a Pulsed Field of the X-ray Pulsar / Dubov A., Dubov V.V., Roshchupkin S.P. // *Universe* — 2020. V. 6, № 9 — P. 143. — (Scopus, WoS).
- A7. Dubov A. Resonant emission of hard gamma-quanta at scattering of ultrarelativistic electrons on a nucleus within the external light field / Dubov A., Dubov V.V., Roshchupkin S.P. // *Modern Physics Letters A*, 2040024 — 2020. — V. 35, — № 03. — (Scopus, WoS).
- A8. Dubov A. Resonant Laser-Assisted Process of Ultrarelativistic Electrons Bremsstrahlung in the Field of a Nucleus / Dubov A., Dubov V.V., Roshchupkin S.P. // *Plasma Physics Reports* — 2020, — V. 46, — № 3, — P. 252-258. —

(Scopus, WoS, ВАК, РИНЦ).

- A9. Dubov A. Resonant spontaneous bremsstrahlung in the scattering of ultrarelativistic electrons on nuclei in a strong light field / Dubov A., Dubov V.V., Roshchupkin S.P., Starodub S.S. // Journal of Physics: Conference Series, 012003 — 2022, V. 2249, № 1. — (Scopus, WoS).
- A10. Dubov A. Resonant production of high-energy electron-positron pairs and gamma quanta in the quantum electrodynamics processes in strong laser fields / Roshchupkin S.P., Dubov V.V., Dubov A., Doroshenko D.V., Larin N.R., Sizykh G.K., Serov V.D. // High Power Lasers and Applications 11777, — 2021, — P. 40 - 55. — (Scopus, WoS).
- A11. Dubov A. Spontaneous bremsstrahlung of ultrarelativistic electrons within the resonant conditions in the field of a nucleus and external electromagnetic field / Dubov A., Dubov V.V., Roshchupkin S.P. // 2019 IEEE 8th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL) — 2019. — P. 207 - 211. — (Scopus, WoS, РИНЦ).
- A12. Dubov A. The appearances of the resonant spontaneous emission of ultrarelativistic electrons in the field of a nucleus and a laser / Dubov A., Dubov V.V., Roshchupkin S.P. // Journal of Physics: Conference Series, 012073 — 2019. V. 1236, — № 1. — (Scopus, WoS).
- A13. Dubov A. Resonant Spontaneous Bremsstrahlung of Ultrarelativistic Electrons in the Field of a Nucleus and a Laser Wave / Dubov A., Roshchupkin S.P. // Photonics & Electromagnetics Research Symposium-Spring (PIERS-Spring) — 2019, — P. 4226 - 4232. — (Scopus, WoS).
- A14. Dubov A. Resonant Parametric Interference Effect at Quantum Electrodynamics Processes in the Field of Two Pulsed Laser Waves / Dubov A., Dubov V.V., Roshchupkin S.P. // International Conference Laser Optics (ICLO) — 2018, — P. 243 - 243. — (РИНЦ, WoS).
- A15. Дубов А. Резонансный спонтанный тормозной эффект ультрарелятивистских электронов на ядрах в сильном рентгеновском поле /

Дубов А., Рошупкин С.П., Дубов В.В., Стародуб С.С. // В сборнике: Неделя науки СПбПУ. — 2022. — С. 22. — (РИНЦ).

А16. Дубов А. Резонансная кинематика в процессе спонтанного тормозного излучения электрона на ядре в плоской электромагнитной волне / Дубов А., Рошупкин С.П. // В сборнике: Неделя науки СПбПУ. — 2018. — С. 352 - 355. — (РИНЦ).