

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В СИНТЕТИЧЕСКОМ ТУРБУЛЕНТНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

П. К. Батраков¹, В. О. Юровский², И. А. Кудряшов³

В данной работе представлен метод моделирования синхротронного излучения релятивистских электронов в условиях пространственной турбулентности неоднородного модельного галактического магнитного поля. Разработанный в рамках исследования программный пакет позволяет строить поляризованные спектры моделируемого синхротронного излучения. Кроме того, была создана модельная визуализация неба, демонстрирующая пространственную неоднородность распределения мощности синхротронного излучения, воспринимаемого наблюдателем. Такой подход открывает возможность детального изучения поведения межзвездного турбулентного магнитного поля по картам синхротронного излучения, что особенно важно для исследований в области физики космических лучей.

Ключевые слова: синхротронное излучение, релятивистские электроны, турбулентное магнитное поле.

Введение. Исследование галактических космических лучей является актуальным направлением в современной астрофизике, так как их изучение расширяет представление о природе высокоэнергетических процессов в космосе и динамике магнитных полей. Несмотря на современные достижения, по-прежнему остаются ключевыми вопросами: особенности степенной формы энергетического спектра, плотность энергии, химический

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: pavel.batrakov100@mail.ru.

² МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, 119991 Россия, Москва, Ленинские горы, 1.

³ МГУ им. М. В. Ломоносова, НИИЯФ МГУ им. Д. В. Скобельцына.

состав первичных и вторичных космических лучей, стабильность интенсивности во времени и их слабая анизотропия. Эти аспекты связаны как с источниками космических лучей, так и с их транспортом. Особенности транспорта космических лучей напрямую связаны со структурой галактического магнитного поля.

Основным подходом в данном направлении исследований является моделирование транспорта космических лучей в синтетических магнитных полях. Для создания самосогласованной теории транспорта космических лучей существенное значение имеют измерения в радио- и гамма-диапазонах. Поэтому в рамках данной работы была поставлена и реализована задача разработки программного пакета, предназначенного для моделирования и расчетов синхротронного излучения в структурах модельного галактического магнитного поля.

Общепринятым инструментом, позволяющим моделировать крупномасштабную структуру галактического магнитного поля, локальные структуры турбулентной составляющей магнитного поля и строить карты неба в синхротронном спектре излучения с учётом поляризации и меры вращения Фарадея, является программный пакет “HammurabiX”, описанный в работе (Wang et al.) [1]. Однако разработанный в рамках данного исследования программный пакет существенно отличается от “HammurabiX” методами расчёта интенсивности синхротронного излучения и генерацией синтетического магнитного поля.

Авторами разработана методика, позволяющая рассчитывать наблюдаемую структуру пространственных неоднородностей синхротронного излучения галактических космических лучей (ГКЛ) в турбулентном магнитном поле. В рамках исследования был проведён анализ генерируемых картин неба и интенсивности линейно-поляризованного синхротронного излучения.

Синхротронное излучение. Более 90% частиц космических лучей составляют атомы водорода, на гелий приходится около 7% и менее 1% – на более тяжелые элементы, вклад электрон-позитронной компоненты падает с энергией, и составляет 1% при энергиях порядка ГэВ и 0.1% при энергиях порядка нескольких ТэВ. Несмотря на низкую концентрацию электронов и позитронов в космических лучах, изучение данной компоненты очень важно для построения самосогласованных моделей ускорения и транспорта космических лучей (Р. К. Vatrakov et al.) [2].

В астрофизических исследованиях впервые было предложено использовать синхротронное излучение для того, чтобы объяснить происхождение диффузного радиоизлучения, наблюдаемого в галактике, что стало важным этапом в изучении космических

лучей и их взаимодействия с магнитными полями (В. С. Березинский, С. В. Буланов, В. Л. Гинзбург и др.) [3]. Последние открытия – например, выявленные с помощью поляризованного радиоизлучения локальные магнитные структуры в Млечном Пути, – подчеркивают значимость синхротронного излучения в понимании природы галактического магнитного поля (Zhang, HS., et al.) [4].

За наблюдаемое синхротронное излучение отвечают преимущественно электроны и позитроны в силу их малой массы, но не ядра космических лучей, хоть ядер в космических лучах куда больше электронов. Транспорт релятивистских электронов в межзвёздной среде обусловлен сложной и неоднородной структурой магнитного поля. В условиях высокой степени замагниченности электроны вынуждены двигаться преимущественно вдоль силовых линий магнитного поля, что существенно влияет на их кинематику и механизмы переноса. При этом релятивистские заряженные частицы теряют энергию за счёт магнитотормозного (синхротронного) излучения. Спектр этого излучения охватывает широкий диапазон от радиоволнового излучения до мягкого рентгеновского излучения. Излучение концентрируется вдоль траектории движения частиц и характеризуется узким угловым распределением, определяемым выражением $\theta = \arcsin \frac{1}{\gamma}$, где γ – лоренцовский фактор электронов.

Для электрон-позитронной компоненты космических лучей спектр может быть описан степенной зависимостью $N(E) \propto E^{-\delta}$, где спектральный индекс $\delta \approx 2.7 - 3.2$ согласно современным экспериментальным данным [5]. Такое значение δ отражает особенности распределения энергии электронов и позитронов, включая влияние механизмов ускорения и взаимодействий с межзвёздной средой.

Генерация синтетического магнитного поля. На первом этапе работы была реализована генерация синтетического магнитного поля, имитирующего поведение турбулентной составляющей галактического магнитного поля. Метод, реализованный в рамках данной работы, отличается от подхода, используемого в программном пакете “HammurabiX”. В “HammurabiX” для генерации соленоидального магнитного поля ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$) применяется тройное преобразование Фурье, из которых два прямых и одно обратное. В отличие от “HammurabiX” в данной работе реализация магнитного поля была выполнена с помощью гармонического метода (Y. O. Yurovsky and I. A. Kudryashov) [6]. Данный метод позволяет сгенерировать магнитное поле $\mathbf{B}$ в произвольных точках пространства, имеющих радиус-векторы $\mathbf{r}$, за счёт суперпозиции N плоских волн со случайными амплитудами A_n , фазами ϕ и поляризациями $\mathbf{p}(n)$:

$$B(\vec{r}) = \sum_{i=0}^N A_n p_n \cos(\vec{r} \cdot \vec{k}_n + \phi_n). \quad (1)$$

Данный подход для генерации магнитного поля в литературе именуется “синтетическим” и является классическим методом в задачах изучения диффузии космических лучей в турбулентных магнитных полях и подробно разобран в работе (Tautz, C. and Dosch, A.) [7]. В реализованной модели синтетического магнитного поля учитывается вклад только турбулентной компоненты магнитного поля, поскольку вклад регулярного поля вносит несущественный вклад в локальные области пространственной неоднородности. Но данная особенность поля будет учитываться в дальнейшем для моделирования реалистичных концентраций частиц в модельных галактических полях.

Колмогоровский спектр описывает распределение энергии в турбулентном потоке в зависимости от масштаба. Согласно теории Колмогорова в инерционном диапазоне спектра турбулентности энергия распределяется по законам с отношением:

$$E(k) \propto k^x, \quad (2)$$

где $\vec{k}$ – волновое число, обратное масштабу турбулентных вихрей, переменная x – это показатель степени, определяющий, как энергия турбулентных вихрей распределяется по волновым числам $\vec{k}$. Этот спектр характерен для развитой турбулентности в жидкости и плазме, в том числе в межзвездной среде [8]. В данной работе, в соответствии с теорией Колмогорова, показатель степени был задан как $x = -\frac{5}{3}$, при этом минимальный и максимальный масштабы выбраны равными $l_{\min} = 100$ а.е. и $l_{\max} = 100$ пк, соответственно.

Расчет интенсивности синхротронного излучения. Метод, реализованный в разработанном программном пакете для вычисления интенсивности синхротронного излучения, основан на учёте вклада различных частот в излучение заряженной частицы, движущейся с околосветовой скоростью в магнитном поле. Интенсивность синхротронного излучения может быть рассчитана путём интегрирования спектрального распределения мощности по частотам и энергиям релятивистских частиц. Формула для расчёта выглядит следующим образом:

$$P = \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} \left(\frac{\gamma_0}{\gamma} \right)^{-3} \mathcal{P} \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right) d\omega d\gamma, \quad (3)$$

где

$$\mathcal{P}\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{e^3 B \sin \alpha}{mc^2} f\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right), \quad (4)$$

где

$$f\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) = \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\frac{\omega}{\omega_c}}^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(z) dz. \quad (5)$$

В выражении (2) $\omega_{\min}$ и $\omega_{\max}$ – это минимальная и максимальная частоты интегрирования, определяющие диапазон частот синхротронного излучения, e – заряд электрона, B – напряжённость магнитного поля, α – питч-угол, m – масса заряженной частицы, c – скорость света, ω_c – критическая частота синхротронного излучения, пределы интегрирования по энергиям частицы обозначены как $\gamma_{\min}$ и $\gamma_{\max}$, определяющие диапазон возможных значений лоренцовского фактора, функция $K_{5/3}(z)$ представляет собой функцию Макдональда (модифицированную функцию Бесселя второго рода), которая описывает форму спектра синхротронного излучения. Данные формулы выписаны в предположении, что спектр электронов пропорционален E^{-3} . Методика расчета интенсивности синхротронного излучения более детально описана в статье (Р. К. Batrakov et al.) [2].

В программном пакете “NammurabiX” расчет интенсивности синхротронного излучения выполнен аналитически в приближении монотонного спектра с постоянным коэффициентом наклона и с неограниченными пределами интегрирования по энергии частиц. В рамках нашей работы расчет производится численным методом, что позволяет ввести ограничение в диапазон интегрирования по энергиям частиц.

Поляризация синхротронного излучения. В ходе исследования был проведен анализ изменения моделируемых спектров синхротронного излучения при вращении вектора поляризации, а также рассмотрено спектральное распределение мощности излучения релятивистских заряженных частиц, движущихся по круговой орбите вдоль магнитного поля. Это распределение, впервые описанное Шоттом, позволяет глубже понять, как поляризация изменяет характеристики излучения в зависимости от углов наблюдения и частотных диапазонов.

Синхротронное излучение характеризуется выраженной двойной линейной поляризацией, которая делится на компоненты σ и π . При этом $\frac{7}{8}P$ полного излучения соответствует компоненте P_σ , для которой электрический вектор поля излучения лежит в плоскости орбиты вращения и направлен перпендикулярно внешнему магнитному полю. Вторая компонента P_π составляет $\frac{1}{8}P$ полной интенсивности излучения, и элек-

трический вектор в этом случае направлен вдоль внешнего магнитного поля (И. М. Тернов) [9].

Для учета особенностей углового распределения двойного поляризованного излучения была осуществлена поправка в формуле (3) за счет модифицированной функции Бесселя $K_{\frac{2}{3}}\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)$. Эта формула позволяет более точно описать угловую зависимость излучения, что способствует лучшему пониманию структуры спектров синхротронного излучения и его поведения в различных моделируемых условиях в рамках исследования (В. А. Бордовицын) [10]. Итоговые формулы принимают следующий вид:

$$f_{\sigma}\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) = \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\frac{\omega}{\omega_c}}^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(z) dz + K_{\frac{2}{3}}\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right), \quad (6)$$

$$f_{\pi}\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) = \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\frac{\omega}{\omega_c}}^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(z) dz - K_{\frac{2}{3}}\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right). \quad (7)$$

Данные формулы служат инструментом для анализа поляризации синхротронного излучения и позволяют проводить сравнительный анализ вкладов различных компонент, что имеет важное значение для построения теоретических моделей.

Результаты. Результатом применения метода расчета магнитного поля и излучения релятивистских электронов стала сгенерированная модельная картина синхротронного фона неба в радиодиапазоне с произвольной точкой отсчета угловых координат. Модель включает спектральные распределения интенсивности синхротронного излучения, проинтегрированные по гамма-фактору для различных точек пространства, находящихся в синтетическом магнитном поле. Основная идея модели заключается в изотропной генерации N точечных источников синхротронного излучения, что соответствует численному интегрированию. Глубина моделирования составляет 2000 пк, что соответствует толщине галактического диска Млечного Пути. В каждом источнике предполагается изотропный поток релятивистских электронов, нормированный на единицу с учетом их распределения по гамма-факторам согласно степенному закону. Расчет синхротронных потерь выполнялся с учетом угла между лучом зрения на источник и вектором магнитного поля в данной точке, а также величины самого магнитного поля.

В результате моделирования было получено изображение проекции трёхмерного пространства в виде двумерной развёртки на небесную сферу. Данная проекция представляет собой визуализацию распределения синхротронного фона в радиодиапазоне, сформированного путём интегрирования по всем направлениям луча зрения (рис. 1).

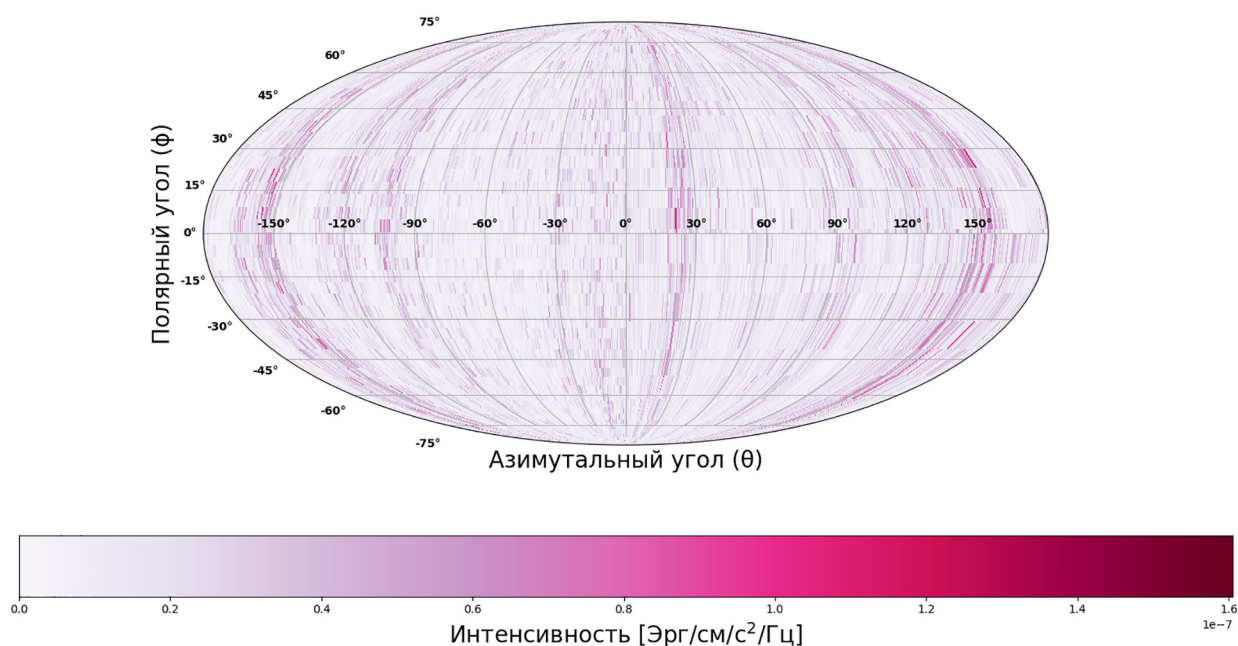


Рис. 1: Интенсивность наблюдаемого синхротронного излучения электронов, рассчитанная в синтетическом магнитном поле, представлена в сферических координатах. Наблюдение осуществляется из центра генерируемого объема, при этом радиус области генерации составляет 2000 парсек.

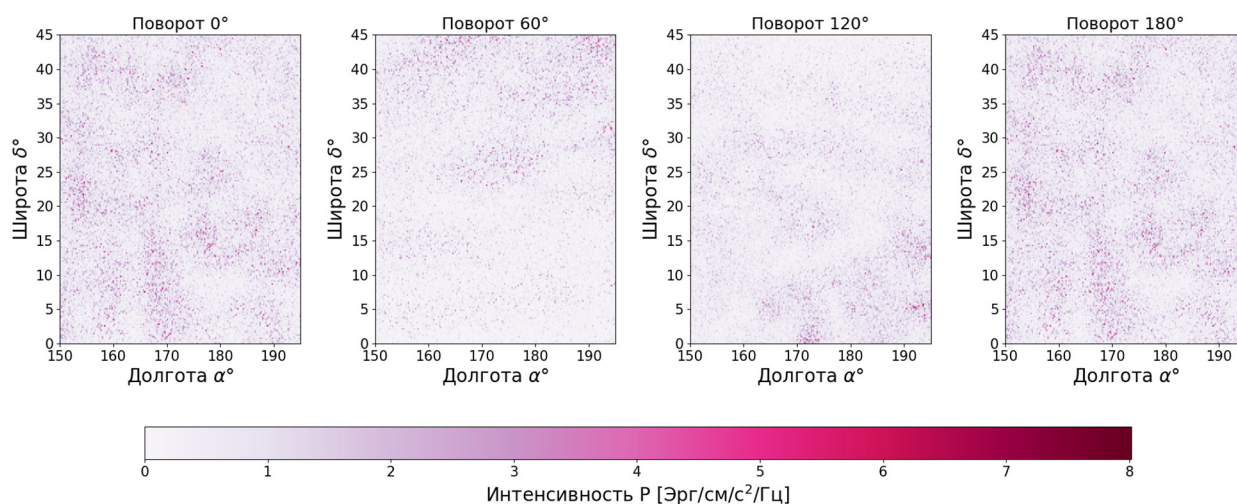


Рис. 2: Участок модельной картины неба в синхротронном спектре в зависимости от поворота модельного поляризатора.

Такой подход существенно отличается от метода, реализованного в программном пакете “HammurabiX”. “HammurabiX” интегрирован с библиотекой “HEALPix” (Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelization) – стандартным инструментом в астрофизике для работы с данными на сфере.

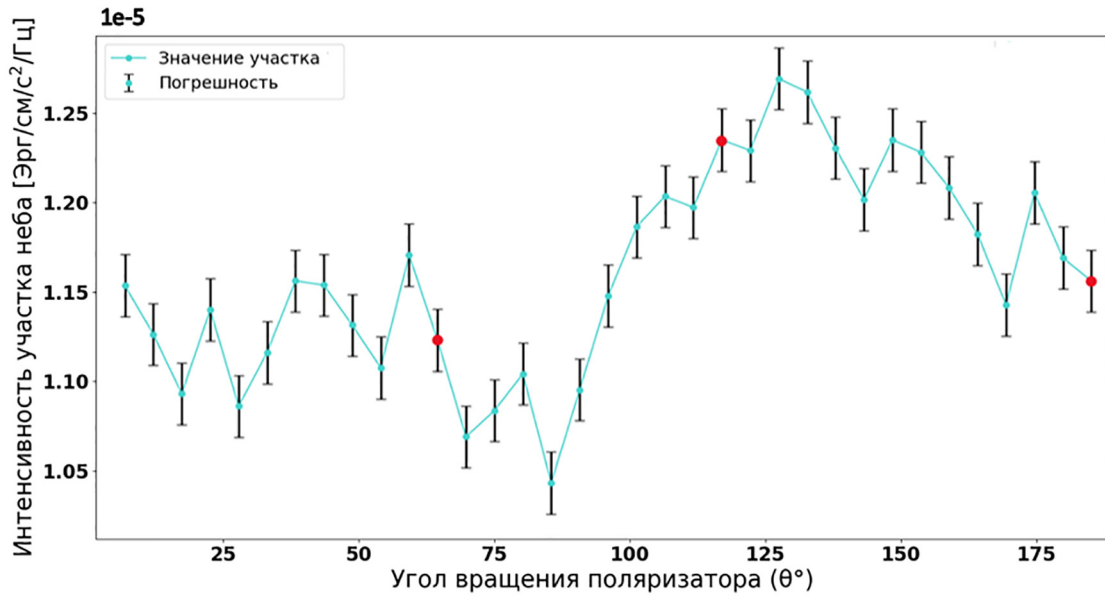


Рис. 3: Интенсивность синхротронного излучения от направления линейной поляризации, наблюдаемая в участке модельной картины неба. Красными точками обозначены углы поворота поляризатора, для которых построены картины неба, представленные на рис. 2.

Методика, реализованная в данном исследовании, заключается в анализе отдельных участков модельной картины неба. Разработанный в рамках исследования программный пакет обеспечивает возможность моделирования каждого участка в малом телесном угле, что позволяет детально исследовать структуры турбулентных неоднородностей. Модельные картины участка неба удобно представлять в координатах галактической долготы δ и широты α , что имитирует реальные наблюдательные данные.

Для расчёта интенсивности поляризованного синхротронного излучения релятивистских электронов в синтетическом магнитном поле применялась формула Малюса (I. Damian) [11]:

$$P = P_0 \cdot \cos^2(\theta), \quad (8)$$

P – интенсивность света после прохождения через поляризующий фильтр, P_0 – интенсивность падающего поляризованного света, θ – угол между направлением поляризации света и осью фильтра.

В рамках данной работы был осуществлен расчет наблюдаемого синхротронного излучения с учетом вклада двух компонент плоской поляризации в итоговую наблюдаемую интенсивность излучения в участке модельной картины неба (рис. 2). Расчеты производились с использованием следующей формулы:

$$P = P_\sigma \cdot \cos^2(|\theta - \sigma|) + P_\pi \cdot \cos^2(|\theta - \pi|). \quad (9)$$

Здесь θ – σ и θ – π учитывают ориентацию плоскости поляризации в источнике излучения относительно точки наблюдателя, угол θ имитирует вращение поляризатора в точке наблюдения. Итоговый спектр (рис. 3) демонстрирует изменение интенсивности синхротронного излучения в исследуемом участке неба в процессе вращения модельного поляризатора. Наблюдаемые максимумы могут свидетельствовать о наличии отчетливо выраженных структур турбулентных неоднородностей.

Заключение. Авторами был разработан программный пакет, обладающий отличиями в подходе генерации излучения и моделировании структуры магнитного поля по сравнению с “NammurabiX”. Методика, реализованная в программном пакете, позволяет выполнять расчёты наблюдаемой структуры пространственных неоднородностей синхротронного излучения релятивистских электронов в условиях синтетического турбулентного магнитного поля, а также строить спектры синхротронного излучения с учётом поляризации. Важной особенностью спектров поляризации является их высокая чувствительность к локальным условиям магнитного поля, что даёт возможность исследовать турбулентные неоднородности галактического магнитного поля. Следующим шагом работы станет анализ изображений методом двумерного анизотропного вейвлет-анализа для выделения пространственных неоднородностей и сравнение теоретической модели с экспериментальными данными с целью оценки её точности и определения параметров, таких как корреляционная длина и спектральная плотность магнитного поля.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Wang et al., The Astrophysical Journal Supplement Series, 247:18 (19pp), (2020).

- [2] P. K. Batrakov, V. O. Yurovsky, I. A. Kudryashov, Study of spatial inhomogeneities of cosmic rays in a synthetic turbulent magnetic field // arXiv:2411.03868 (2024).
- [3] В. С. Березинский, С. В. Буланов, В. Л. Гинзбург и др., *Астрофизика космических лучей*. Под ред. В. Л. Гинзбурга (М., Наука, 1990).
- [4] H. S. Zhang, G. Ponti, E. Carretti, et al., Nat. Astron. **8**, 1416 (2024).
- [5] DAMPE Collaboration. Nature **552**, 63 (2017).
- [6] Y. O. Yurovsky, I. A. Kudryashov, Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, (2023).
- [7] C. Tautz, A. Dosch, Phys. Plasmas **20**(2), 022302 (2013).
- [8] A. Lazarian, S. Xu, The Astrophysical Journal **923**(1), IOP (2021).
- [9] И. М. Тернов, Успехи физических наук **165**(4), (1995).
- [10] В. А. Бордовицын, *Теория излучения релятивистских частиц* (2002).
- [11] I. Damian Malus', *Law for a Real Polarizer* (University "Politehnica" Timisoara, Romania, 2006).

Поступила в редакцию 11 ноября 2024 г.

После доработки 29 апреля 2025 г.

Принята к публикации 29 апреля 2025 г.