

ДИАГНОСТИКА РАСХОДИМОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ПО ОПТИЧЕСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ВАВИЛОВА–ЧЕРЕНКОВА

Б. А. Алексеев¹, А. В. Вуколов, А. П. Потылицын², М. В. Шевелев

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

В работе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований излучения Вавилова–Черенкова (ИВЧ) в оптическом диапазоне, которые показывают возможность использования данного излучения для определения расходимости пучков заряженных частиц. ИВЧ генерируется в процессе прохождения электронного пучка, имеющего кинетическую энергию 6 МэВ, через наклонную плоскую кварцевую мишень. Начальная расходимость пучка определялась из ориентационной зависимости выхода ИВЧ, которая получена при вращении мишени. Результаты экспериментов, проведенных на мишенях с толщинами 0,3, 0,7 и 1 мм, хорошо согласуются с теоретическими расчетами.

In this article, we present results of theoretical and experimental investigations of the Cherenkov radiation in the optical wavelength range. Our results show the possibility of using the Cherenkov radiation for determination of a charged particle beam divergence. In this experiment, the Cherenkov radiation is produced when 6 MeV electron beam passes through a tilted flat quartz target. The initial beam divergence was determined from the orientation dependence of the Cherenkov radiation, which was obtained from rotation of the target. The experimental results performed for targets with thicknesses of 0.3, 0.7 and 1 mm are in good agreement with theoretical calculations.

PACS: 44.25.+f; 44.90.+c

ВВЕДЕНИЕ

Методам измерения расходимости пучков посвящено множество работ. Один из самых простых — метод, в котором расходимость определяется из информации о размерах пучка в двух разных положениях, между которыми пучок дрейфует. Одной из модификаций такого метода является метод «pepper pot» [1], в котором электронный пучок проходит через коллиматор с большим количеством отверстий, что приводит к разделению пучка на множество более мелких, для которых влияние кулоновского отталкивания значительно ниже. Для определения расходимости за коллиматором устанавливается экран, из которого по зарегистрированной интенсивности извлекают информацию об изменении размера пучка в пространстве дрейфа.

¹E-mail: boris19912204@mail.ru

²E-mail: potylitsyn@tpu.ru

В последнее время растет интерес к определению расходимости пучков по вторичному излучению, такому как излучение Вавилова–Черенкова (ИВЧ) и переходное излучение (ПИ). В работе [2] угловая расходимость электронного пучка с энергией $E = 6$ МэВ определяется из оптического ПИ (ОПИ), генерируемого от одиночной мишени, где расходимость определяется из асимметрии кривой, характерной для малых энергий заряженных частиц (лоренц-фактор $\gamma \lesssim 10$), полученной вращением мишени. Работы [3, 4] посвящены измерению расходимости пучка произвольной энергии с помощью анализа ОПИ, генерируемого от двух оптических мишеней. Недостатками методов, основанных на ПИ, являются ограничения, связанные с тем, что интенсивность ПИ зависит только от энергии частиц и изменения диэлектрической проницаемости ϵ на входе в мишень и не зависит от толщины мишени, что является препятствием при диагностике слабoreлятивистских пучков, где интенсивность ПИ крайне мала.

Такого недостатка лишены методы, основанные на использовании ИВЧ, интенсивность которого линейно растет с увеличением толщины мишени и существенно превышает интенсивность ОПИ. Так, в работе [5] предлагается метод измерения расходимости пучка по оптическому ИВЧ (ОИВЧ) от электронов с кинетической энергией $E = 60$ МэВ, пересекающих плоскую кварцевую мишень, наклоненную относительно импульса пучка, чтобы избежать полного внутреннего отражения. Расходимость определяется по уширению конуса ОИВЧ, зарегистрированного CCD-камерой. Однако для энергий электронов $E \lesssim 5$ МэВ такой метод не является удобным, так как угол рассеяния электронов в мишени может достигать десятков градусов и требуется детектор больших размеров.

В работе [6] измеряли интенсивность ОИВЧ в зависимости от угла поворота мишени, генерируемого от пучка электронов с энергией 255 МэВ в алмазной мишени. Полученная ширина на полувысоте пика (FWHM) достигала 2° , тогда как по теории Тамма–Франка [7] $\text{FWHM} \approx 0,17^\circ$. Авторы предположили, что такое уширение может быть вызвано множеством факторов, в том числе многократным рассеянием и расходимостью пучка, однако оценку самой расходимости в своей работе не делают. В настоящей статье рассматривается метод определения расходимости электронного пучка с энергией 6 МэВ по ОИВЧ, где угловое распределение ОИВЧ регистрируется путем поворота мишени при фиксированном положении детектора с небольшой апертурой.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Механизм генерации ИВЧ детально описан в работе [8]. Оно возникает благодаря конструктивной интерференции излучения поляризованных пролетающими заряженными частицами атомов среды. Для вычисления углового распределения ИВЧ в данной работе применяется метод поляризационных токов, разработанный Д. В. Карловцем и А. П. Потылицыным [9]. Как было показано в [10, 11], результаты данного метода для плоской пластины хорошо согласуются с результатами, полученными методом изображений [12]. В то же время выражение, полученное с помощью метода поляризационных токов, более компактное и имеет более наглядную интерпретацию. По причине того, что длина волны ОИВЧ λ намного меньше поперечных размеров мишени, в данной работе принято, что мишень имеет бесконечные размеры. При-

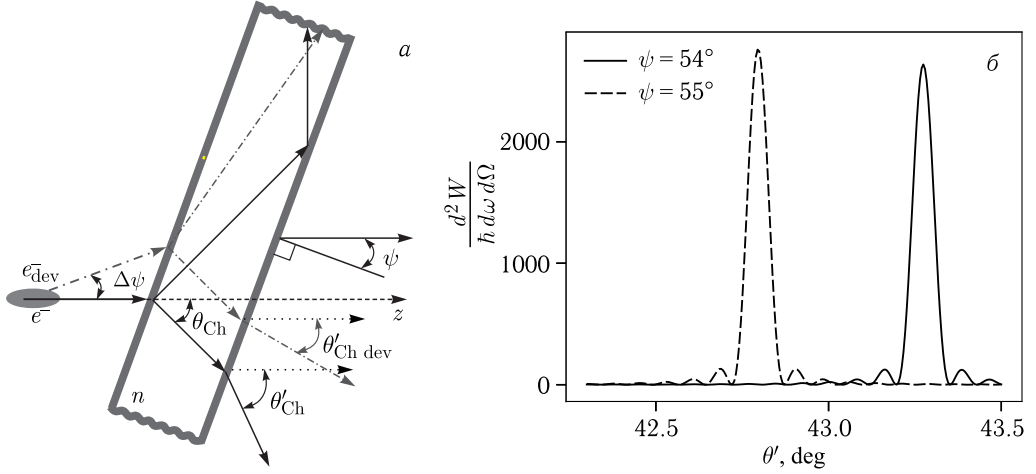


Рис. 1. Схема генерации ИВЧ от расходящегося пучка электронов (а) и зависимость выхода ИВЧ от угла влета электрона в мишень (б)

ближениями также является то, что потерями на излучение можно пренебречь, так как они значительно меньше энергии электронов, а также то, что азимутальный угол $\varphi' = 0$. Результирующее выражение, адаптированное из [10] для электрона, пролетающего вдоль оси z (рис. 1, а) через радиатор толщиной L , представляется в виде

$$\begin{aligned} \frac{d^2 W(\theta, \psi)}{\hbar d\omega d\Omega} &= \frac{\alpha}{\pi^2} \left| \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \right|^2 \left(\frac{2\varepsilon n_z}{\varepsilon n_z + \sqrt{\varepsilon - n_x^2 - n_y^2}} \right)^2 \left(\frac{1}{(1 - \beta_y n_y)^2 - \beta_z^2 n_z^2} \right)^2 \times \\ &\times \left| \frac{1 - \exp \left[i \frac{\omega}{\beta_z c} \left(1 - \beta_z \sqrt{\varepsilon - n_x^2 - n_y^2} - n_y \beta_y \right) L \right]}{1 - \beta_z \sqrt{\varepsilon - n_x^2 - n_y^2} - n_y \beta_y} \right|^2 \left| \sqrt{n_x^2 + n_y^2} [\beta_z^2 - 1 + n_y \beta_y] + \right. \\ &\left. + \beta_z \sqrt{\varepsilon - n_x^2 - n_y^2} \left(-\beta_y \frac{n_y}{\sqrt{n_x^2 + n_y^2}} + \sqrt{n_x^2 + n_y^2} \right) \right|^2. \quad (1) \end{aligned}$$

Здесь $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры; ε — диэлектрическая проницаемость вещества мишени; $\beta = v/c$; ω — частота фотона ИВЧ; $\beta_z = \beta \cos \psi$, $\beta_y = -\beta \sin \psi$; ψ — угол наклона мишени; θ' , ϕ' — полярный и азимутальный углы, характеризующие волновой вектор ИВЧ в вакууме; $n_x = \sin(\theta') \cos(\phi')$, $n_y = \sin(\theta') \sin(\phi')$, $n_z = \cos(\theta')$; L — толщина мишени.

Угол генерации ИВЧ θ_{Ch} не зависит от угла наклона мишени (в системе отсчета, связанной с импульсом электрона). Однако при вращении мишени меняется угол между волновым вектором фотона ОИВЧ и нормалью к границе раздела диэлектрик–вакуум, что приводит к изменению угла вылета фотонов ОИВЧ в вакуум. Из-за полного внутреннего отражения часть излучения будет отражаться от границы обратно в кварцевую пластинку. Определить угол вылета фотонов ОИВЧ θ'_{Ch} в вакуум

(воздух) можно из формулы [5, 11]:

$$\theta'_{\text{Сн}} = \psi + \arcsin \left(n \sin \left(\arccos \left(\frac{1}{\beta n} \right) - \psi \right) \right), \quad (2)$$

где n — коэффициент преломления.

Одним из преимуществ применения ИВЧ является то, что максимальное значение углового распределения энергии ИВЧ на длине волны λ определяется квадратом толщины мишени L , что позволяет получать интенсивность фотонов, значительно превышающую интенсивность переходного излучения.

Однако все вышесказанное относится к мононаправленным пучкам. В действительности каждый из электронов в пучке имеет свое направление. Угловое распределение электронов при малой расходимости хорошо описывается функцией Гаусса. Если электрон e^-_{dev} (рис. 1, а) летит под углом $\Delta\psi$ относительно оси z , то угол, под которым он падает на мишень, равен $\psi + \Delta\psi$ и в соответствии с формулой (2) угол вылета фотонов ИВЧ будет отличаться от угла вылета ИВЧ, вызванного электроном e^- (рис. 1, б).

Кроме того, при прохождении пучка через мишень из-за взаимодействия частиц пучка с электронами среды пучок приобретает дополнительное уширение, которое можно определить через формулу для многократного рассеяния [13]:

$$\Delta\theta_{\text{MS}}^2 = 0,157 \frac{Z(1+Z)}{A} \frac{L\rho}{(E+m_0c^2)^2} \ln \left(1,13 \cdot 10^4 \frac{Z^{4/3}L\rho}{A\beta^2} \right). \quad (3)$$

Здесь L — толщина мишени (задается в см); Z , A и ρ — заряд атомов, атомная масса и плотность вещества мишени, для кварца принятые 10, 20, 2,6 г/см³ соответственно; кинетическая энергия E и энергия покоя электрона m_0c^2 задаются в МэВ.

Дисперсия электронов пучка, вызванная в сумме начальной расходимостью пучка и многократным рассеянием на толщине z , определяется как $\sigma^2(z) = \overline{\Delta\psi^2} + \Delta\theta_{\text{MS}}^2(z)$.

Учет влияния расходимости пучка на ИВЧ обеспечивается усреднением углового распределения электронов пучка функцией Гаусса, подобно тому как было сделано в работе [14]:

$$\frac{d^2W_{\text{div}}(\sigma, \psi, L)}{d\omega d\Omega} = \int_0^L \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(z)} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[\frac{-\Delta\psi^2}{2\sigma(z)^2} \right] \frac{d^2W(\psi - \Delta\psi, L)}{d\omega d\Omega} d(\Delta\psi) dz. \quad (4)$$

К недостаткам такого усреднения можно отнести то, что оно выполняется лишь при малых значениях $\sigma(z)$, так как применяется из условий азимутальной симметрии, что для больших углов разлета электронов может не выполняться.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для измерения углового распределения ИВЧ использовалась установка, схема которой показана на рис. 2. Пучок электронов микротрона ТПУ с кинетической энергией $E = 6$ МэВ пролетает через коллиматор с отверстием диаметром 5 мм, длиной

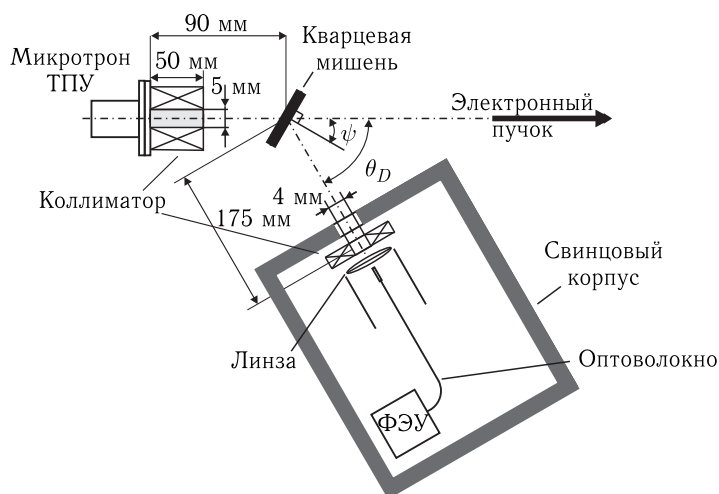


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

50 мм и попадает в кварцевую мишень, находящуюся на расстоянии 90 мм от выводного окна микротрона ТПУ. Детектор находился под фиксированным углом $\theta_D = 54^\circ$ по отношению к импульсу пучка. Оптическое ИВЧ регистрировалось кремниевым ФЭУ microSB через оптоволоконно толщиной 50 мкм. Применение кремниевого ФЭУ обусловлено его компактностью, невосприимчивостью к внешней засветке, слабой реакцией на ионизационное излучение и воздействие магнитных полей. Для увеличения апертуры попадающих фотонов ИВЧ и для предотвращения попадания электронов в ФЭУ перед оптоволоконном устанавливалась линза диаметром 3 см. Перед линзой размещался коллиматор с прямоугольным окном размером 4×20 мм, так что угловое разрешение детектора составляло $1,3^\circ$. Вся конструкция регистрации находилась в свинцовом корпусе.

Характеристики микротрона ТПУ

Параметр	Значение
Кинетическая энергия электронов, МэВ	6
Количество электронов в импульсе	10^{12}
Частота импульсов, Гц	4
Частота ВЧ-поля, ГГц	2,63
Длительность импульса, мкс	≈ 4
Поперечный размер пучка, мм	~ 4

В эксперименте использовались три цилиндрические кварцевые пластины диаметром 1,5 см и толщинами $L = 0,3, 0,7$ и 1 мм. Среднеквадратичное отклонение электронов на половине толщины кварцевой мишени ($L/2$), вычисленное по формуле (3), составляет $\sim 4^\circ, \sim 6,5^\circ, \sim 8^\circ$ соответственно. Многократное рассеяние в выходном фланце с 50-мкм бериллиевой фольгой и воздушном слое толщиной 10 см составляет 1 и $1,7^\circ$ соответственно. Коэффициент преломления кварца в расчетах для длины волны $\lambda = 0,5$ мкм выбирался равным $n = 1,4623$ [15].

На рис. 3 показаны экспериментальные кривые, полученные путем изменения угла наклона мишени ψ . Теоретический расчет проводился для максимальной и минимальной ширины на полувысоте FWHM. Как видно из рис. 3, пучок имеет расходимость,

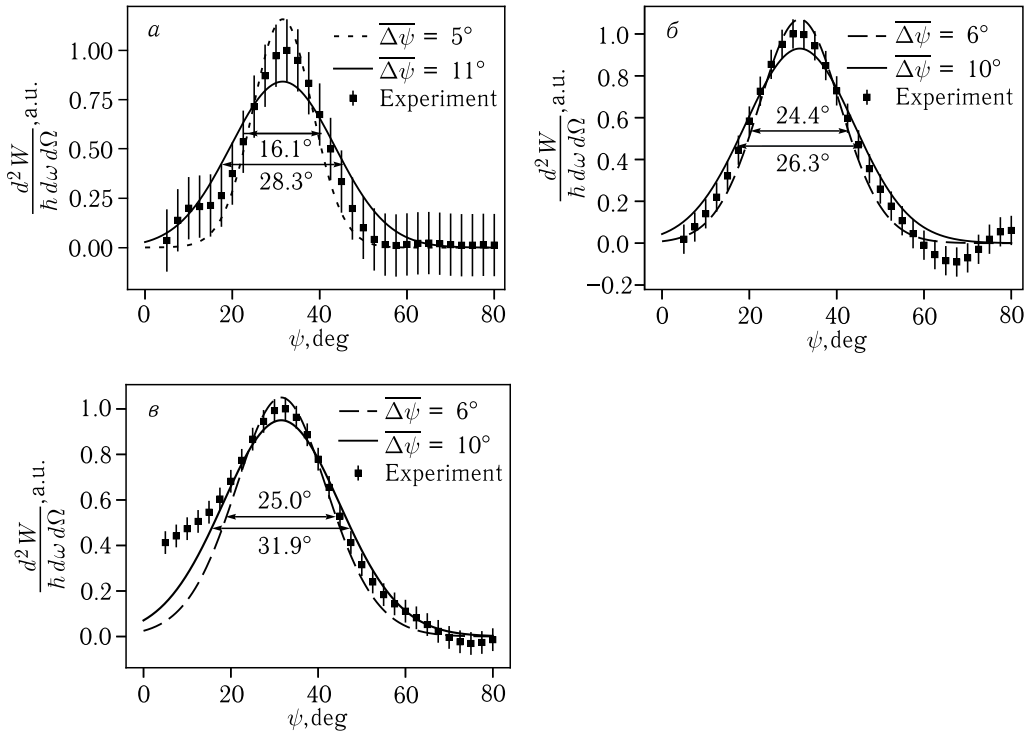


Рис. 3. Угловое распределение ИВЧ, полученное в эксперименте, в сравнении с расчетами методом поляризационных токов для толщин кварцевой мишени: а) $L = 0,3$ мм; б) $L = 0,7$ мм; в) $L = 1$ мм. На графиках указаны ширины на полувысоте FWHM для теоретических кривых, определяющих доверительный интервал экспериментальных данных

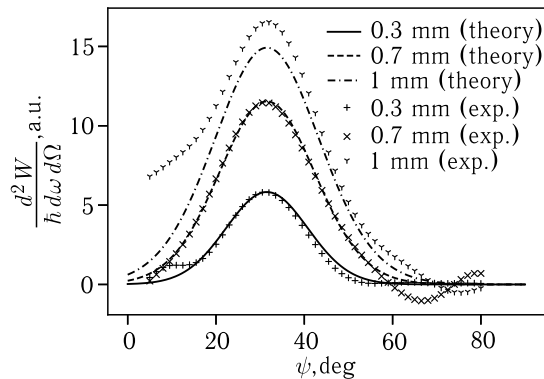


Рис. 4. Ориентационное распределение ОИВЧ, полученное в эксперименте, в сравнении с теоретическими расчетами для начальной расходимости $\Delta\psi = 8^\circ$

равную $\overline{\Delta\psi} = (8 \pm 2)^\circ$. Такие пределы подтверждаются при всех трех измерениях с разными толщинами мишени, однако при толщине 1 мм наблюдается расхождение с теоретической кривой при малых углах ψ , что может быть вызвано такими факторами, как влияние переотражений оптических фотонов на границах мишени и вылет фотонов из ее торцов. При толщине мишени 0,3 мм влияние многократного рассеяния было минимальным, поэтому для такой толщины мишени можно получить максимальное разрешение. Однако получению большой точности измерения для такой мишени препятствует низкая интенсивность по сравнению с другими мишенями, поэтому измерения показали предел расходимости в более широком диапазоне углов: $\overline{\Delta\psi} = (8 \pm 3)^\circ$.

На рис. 4 видно, что теоретическая кривая с начальной расходимостью $\overline{\Delta\psi} = 8^\circ$ хорошо описывает аппроксимированную экспериментальную кривую как по угловой зависимости, так и по амплитуде, что еще раз подтверждает, что угловая расходимость пучка составляет $\overline{\Delta\psi} = (8 \pm 2)^\circ$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен метод измерения расходимости пучков заряженных частиц, основанный на ориентационной зависимости ОИВЧ. Метод прошел апробацию на пучке микротрона ТПУ с кинетической энергией 6 МэВ на мишенях с толщинами 0,3, 0,7 и 1 мм. Наилучшая оценка получена при толщине мишени $L = 0,7$ мм, при которой начальная расходимость пучка микротрона ТПУ находится в пределах $\overline{\Delta\psi} = (8 \pm 2)^\circ$, в то время как кривая, полученная при толщине $L = 0,3$ мм, дает пределы $\overline{\Delta\psi} = (8 \pm 3)^\circ$. При толщине $L = 1$ мм наблюдается расхождение с теоретическими расчетами при малых углах наклона ψ , но в целом результаты согласуются с данными, полученными от 0,7-мм мишени.

Предложенный метод может быть перспективным для пучков, где угловая расходимость больше или сопоставима со среднеквадратичным отклонением электронов в мишени, т.е. для измерения угловой расходимости ультрарелятивистских электронных пучков, а также релятивистских ионных и протонных пучков, например, при диагностике пучков в проекте NICA (ОИЯИ, Дубна) [16].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pakluea S., Rimjaem S. Design and Development of Emittance Measurements Device by Using the Pepper-Pot Technique // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 901, No. 012025.
2. Aleinik A. N., Chefonov O. V. et al. Low-Energy Electron-Beam Diagnostics Based on the Optical Transition Radiation // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 201, No. 1. P. 34–43.
3. Le Sage G. P., Cowan T. E. et al. Transverse Phase Space Mapping of Relativistic Electron Beams Using Optical Transition Radiation // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 1999. V. 2. P. 122802.
4. Fiorito R. B., Shkvarunets A. G. et al. Optical Method for Mapping the Transverse Phase Space of a Charged Particle Beam // Beam Instr. Workshop 2002. V. 648, No. 187. P. 187–194.

5. *Watanabe T., Babzien M. et al.* Beam Angle Measurement Using Cherenkov Radiation // PAC 2005. 2005. P.3742–3744.
6. *Takabayashi Y., Fiks E. I., Pivovarov Yu. L.* First Studies of 500-nm Cherenkov Radiation from 255-MeV Electrons in a Diamond Crystal // Phys. Lett. A. 2015. V.379, No.14–15. P.1032–1035.
7. *Тамм И. Е., Франк И. М.* Когерентное излучение быстрого электрона в среде // Докл. АН СССР. 1937. Т. 14. С. 107.
8. *Кобзев А. П.* О механизме излучения равномерно движущегося заряда // ЭЧАЯ. 2014. Т. 45, вып. 3. С. 1112–1159.
9. *Карловец Д. В.* Новые методы в теории переходного и дифракционного излучения заряженных частиц: Дис. . . . канд. физ.-мат. наук. Защищена 01.04.02. Томск, 2002. 138 с.
10. *Коньков А. С.* Характеристики поляризационного излучения заряженных частиц и магнитных моментов: Дис. . . . канд. физ.-мат. наук. Защищена 01.04.16. Томск, 2016. 134 с.
11. *Потылицын А. П., Гоголев С. Ю.* Излучение Вавилова–Черенкова в наклонной диэлектрической пластине. Нарушение азимутальной симметрии // Письма в ЭЧАЯ. 2019. Т. 16, вып. 2(221). С. 147–157.
12. *Пафомов В. Е.* Излучение заряженной частицы при наличии границ раздела // Тр. ФИАН. 1969. Т. XLIV. С. 28–167.
13. *Беспалов В. И.* Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом. Томск: Томск. политехн. ун-т, 2008. 369 с.
14. *Блажевич С. В., Люшина К. С., Носков А. В.* Когерентное рентгеновское излучение, возбуждаемое пучком релятивистских электронов в монокристалле в направлении оси пучка // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 155, вып. 2. С. 242–257.
15. <https://refractiveindex.info/>
16. *Trubnikov G. V., Agapov N. N. et al.* Project of the Nuclotron-Based Ion Collider Facility (NICA) at JINR // 11th Eur. Particle Accelerator Conf., Genoa, 23–27 June 2008. P.2581–2583.

Получено 22 августа 2019 г.