

---

---

# ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

---

## ATOMIC NUCLEUS AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS

---

---

УДК 539.1

### ИСТОЧНИК ЖЕСТКИХ ГАММА-КВАНТОВ НА ОСНОВЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ПОЛЕ ПЛОСКОСТИ АТОМНЫХ ЦЕПОЧЕК

В. В. ТИХОМИРОВ<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220006, г. Минск, Беларусь

Коррелированные столкновения быстрых частиц с атомами кристаллической решетки приводят к когерентному усилению их рассеяния и излучения. Эффективные кристаллические поля при этом на 3–4 порядка превышают поля магнитных ондуляторов и могут конкурировать с ними по интенсивности излучения при длинах кристаллов, меньших на 2–3 порядка и более, а по частоте излучения превосходить их в сотни, тысячи раз и более. В частности, основанные на излучении электронов в кристаллах источники гамма-квантов с энергией несколько гигаэлектронвольт уже много лет применяются для исследования свойств мезонов. Для повышения интенсивности излучения недавно предложено использовать источник на основе короткопериодических кристаллических ондуляторов и начата разработка технологии их производства. В противовес этому в настоящей работе предлагается источник того же спектрального диапазона на основе излучения в поле плоскостей, образуемых атомными цепочками кристалла, не подверженного никакой деформации. Данный режим движения частиц относительно кристаллической решетки, введенный Й. Линдхардом под названием *string of strings*, позволяет одновременно использовать когерентное усиление излучения интенсивными полями атомных цепочек и упорядоченное движение частиц в режиме плоскостного каналирования. В качестве примера рассматривается излучение электронов и позитронов с энергией 10 ГэВ в поле оси  $\langle 111 \rangle$  и плоскости  $(110)$  кристаллов алмаза толщиной 100–1000 мкм. Для расчета характеристик

---

#### Образец цитирования:

Тихомиров ВВ. Источник жестких гамма-квантов на основе излучения электронов и позитронов в поле плоскости атомных цепочек. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2023;3:65–74.  
EDN: ORTTJI

#### For citation:

Tikhomirov VV. Hard gamma-quanta source based on the electron and positron radiation in the field of planes formed by atomic chains. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2023;3:65–74. Russian.  
EDN: ORTTJI

---

#### Автор:

**Виктор Васильевич Тихомиров** – доктор физико-математических наук, профессор; главный научный сотрудник отраслевой лаборатории радиационной безопасности.

#### Author:

**Viktor V. Tikhomirov**, doctor of science (physics and mathematics), full professor; chief researcher at the laboratory of radiation safety.  
vvtikh@mail.ru



излучения применяется свободный от ряда распространенных приближений метод моделирования, прошедший десятилетнюю проверку в ряде экспериментов в Европейском центре ядерных исследований и на микротроне Майнцского университета имени Иоганна Гутенберга. Результаты расчета показывают, что по интенсивности излучения предложенный источник не уступает источнику на основе короткопериодического кристаллического ондулятора, но при этом он может быть реализован без каких-либо принципиальных задержек.

**Ключевые слова:** излучение; электроны; позитроны; гамма-кванты; релятивистские частицы; каналирование частиц в кристаллах; когерентное излучение частиц в кристаллах.

## HARD GAMMA-QUANTA SOURCE BASED ON THE ELECTRON AND POSITRON RADIATION IN THE FIELD OF PLANES FORMED BY ATOMIC CHAINS

V. V. TIKHOMIROV<sup>a</sup>

<sup>a</sup>*Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University,  
11 Babrujskaja Street, Minsk 220006, Belarus*

Correlated collisions of fast particles with crystal lattice atoms lead to a coherent enhancement of both their scattering and radiation. At the same time, the effective crystal fields are 3–4 orders of magnitude superior to the fields of magnetic undulators and can compete with them in radiation intensity at crystal lengths smaller by tens and hundreds of thousands of times, and surpass them in radiation frequency by 2–3 orders and more. In particular, sources of gamma rays with energies of several gigaelectronvolts based on the emission of electrons in crystals have long been used to study the properties of mesons. To increase their intensity, it was proposed recently to use a source based on short-period crystalline undulators, and the development of a technology for their production has begun. In contrast, this paper proposes a source of the same spectral range based on radiation in the field of planes formed by atomic chains of a crystal that is not subject to any deformation. Introduced by J. Lindhard under the name of *string of strings*, this mode of particle motion relative to the crystal lattice allows for the simultaneous usage of both the coherent amplification of radiation by intense fields of atomic chains and planar channeling that regulates particle motion. As an example, we consider the radiation of electrons and positrons with the energy of 10 GeV in the field of the  $\langle 111 \rangle$  axis and (110) plane of diamond crystals with thicknesses of 100–1000  $\mu\text{m}$ . To calculate the radiation characteristics, a simulation method is applied, free from a number of commonly used approximations, which has been verified in multiple experiments in the last decade at the European Organisation for Nuclear Research and at the microtron of the Johannes Gutenberg University of Mainz. The simulation results show that the intensity of the proposed source is not inferior to the intensity of radiation in a short-period crystalline undulator, which makes it possible to implement such a source without any delays.

**Keywords:** radiation; electrons; positrons; gamma-quanta; relativistic particles; particle channeling in crystals; coherent particle radiation in crystals.

### Введение

В 1950-х гг. было установлено, что коррелированные столкновения быстрых частиц с атомами кристаллической решетки приводят к когерентному усилению их рассеяния и излучения [1]. Уникальность протекания этих процессов в кристаллах обусловлена тем, что эффективные кристаллические поля на 3–4 порядка превышают поля магнитных ондуляторов и могут конкурировать с ними по интенсивности излучения при длинах кристаллов, меньших во много тысяч раз, а по частоте излучения превосходить их в тысячи раз и более [2].

Механизмы и диапазоны излучения электронов ( $e^-$ ) и позитронов ( $e^+$ ) в кристаллах могут существенно варьироваться как путем изменения направления падения частиц на кристаллическую решетку, так и посредством ее, как правило, периодической деформации. В отсутствие последней электроны и позитроны могут интенсивно излучать в режиме когерентного тормозного излучения (КТИ) [1], а также осевого и плоскостного каналирования [2; 3]. Высокая устойчивость каналирования позитронов открывает возможность существенного повышения интенсивности их излучения по сравнению с интенсивностью излучения электронов. Именно эффект каналирования позволяет реализовать концепцию кристаллического ондулятора [2; 4–6] в периодически деформированных кристаллах, дополнительно расширяющую спектральный диапазон когерентного излучения. Период деформации кристалла, играющий роль периода кристаллического ондулятора, может быть как значительно больше [2; 4–6], так и намного меньше [7]

периода каналирования. Короткопериодические ондуляторы позволяют генерировать наиболее жесткое когерентное излучение в ограниченной спектральной полосе и диапазоне энергий гамма-квантов 1 ГэВ и более, давно применяемое для исследования структуры нуклонов в Лаборатории имени Джефферсона (*Jefferson Lab, JLab*) [8]. В указанном диапазоне уже используется КТИ в достаточно тонком кристалле (в работе [8] толщина кристалла составляет всего 20 мкм), позволяющем применять для простого теоретического описания приближение прямолинейных траекторий. Для более мощной генерации в мишенях миллиметровой толщины, требующей применения более развитых теоретических подходов, в последнее время предлагалось использовать излучение в плотной плазме [9] и короткопериодических ондуляторах [10], экспериментальная реализация которого в обоих случаях является значительным технологическим вызовом.

В противовес этому в данной работе предлагается не менее эффективный источник того же жесткого спектрального диапазона на основе излучения в поле плоскостей, образуемых цепочками атомов кристалла, не подверженной никакой деформации. Соответствующая ориентация направления движения частиц относительно кристаллической решетки, способствующая максимальному проявлению ориентационных эффектов, была введена в обиход еще в исторической статье [3] под названием *string of strings*, которое будем переводить как *последовательность атомных цепочек*. Для расчета характеристик излучения в кристаллах значительной толщины, требующего выхода за рамки приближения прямолинейных траекторий [1] и учета эффекта каналирования позитронов [2; 3], ниже используется метод моделирования [11–15], проверенный в ряде экспериментов в ведущих мировых ускорительных центрах [16–19].

### Направление падения электронов и позитронов на решетку кристалла

Взаимодействие быстрых частиц с ориентированными кристаллами и другими упорядоченными атомными структурами описывается эффективными полями, получаемыми усреднением полей атомов в направлении кристаллической оси или плоскости [2; 3]. Поскольку частота близких столкновений с атомами цепочек почти на порядок превышает среднюю частоту столкновений с атомами плоскостей, эффективные поля и соответствующие им усредненные электрические потенциалы первых более чем в 5 раз превосходят аналогичные параметры вторых, составляя около  $10^{11}$  В/см, что на несколько порядков больше, чем у любых лабораторных полей.

Уступая по напряженности полям цепочек, атомные плоскости позволяют, однако, более эффективно управлять движением частиц в режиме плоскостного каналирования. Путем подбора направления падения частиц на кристаллическую ось и проходящую через нее плоскость удастся совместить использование интенсивного осевого поля с упорядочивающим движение частиц действием поля плоскостей [3; 11]. Для эффективного захвата частиц в режим каналирования углы их падения на плоскости  $\theta_x$  (рис. 1) должны быть порядка угла плоскостного каналирования, а еще лучше в несколько раз меньше его. Угол же падения на ось  $\theta_y$  следует, с одной стороны, уменьшать для увеличения длительности действия интенсивного поля отдельных цепочек, а с другой стороны, ограничивать снизу, чтобы рассеяние на отдельных цепочках не нарушало устойчивости плоскостного каналирования. При соблюдении баланса этих требований скорость каналирующих частиц на значительных участках траекторий будет претерпевать существенную высокочастотную модуляцию, аналогичную той, что создается короткопериодическими кристаллическими ондуляторами [7], для изготовления которых необходима разработка специальной технологии модификации свойств кристаллической решетки.

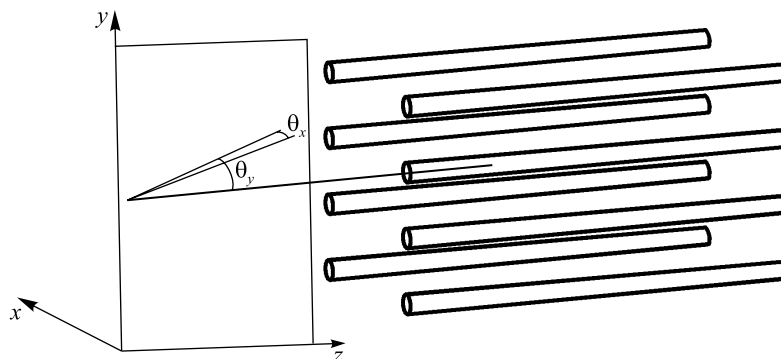


Рис. 1. Геометрия падения электронов и позитронов под углами  $\theta_x$  и  $\theta_y$  на семейство атомных плоскостей и образующих их цепочек

Fig. 1. Geometry of both electron and positron incidence at angles  $\theta_x$  and  $\theta_y$  on atomic planes and the chains that form them

Описанные требования могут быть реализованы в широком диапазоне энергий электронов и позитронов и направлений их падения на решетки различных кристаллов. Однако, поскольку эксперименты по излучению электронов и позитронов высоких энергий в ориентированных кристаллах предусмотрены лишь в нескольких ускорительных центрах, следуя работе [10], будем рассматривать в качестве примера ускорительный комплекс FACET [20]. Эксперименты по излучению электронов в кристаллах на этом комплексе ставились ранее [21], а в настоящее время на нем проводится модернизация, которая обеспечит проведение экспериментов и с пучками позитронов [22]. В соответствии с выполняемыми экспериментальными исследованиями [9; 20] и новыми проектами [9; 10] будем рассматривать излучение электронов и позитронов с энергией 10 ГэВ.

Ставя задачу оценить максимальные параметры предлагаемого источника, естественно выбрать для его реализации кристалл алмаза. Особые преимущества данного кристалла связаны с рекордной атомной концентрацией и малым атомным номером образующего его углерода, обуславливающими наибольшее превышение когерентных эффектов над некогерентными как в рассеянии, так и в излучении. Заметим, что масштаб экспериментов в физике высоких энергий позволяет не останавливаться перед использованием кристаллов алмаза даже весьма значительного объема [23].

Выбирая направление падения частиц на кристаллическую решетку, следует исходить из требований максимальной величины усредненных полей и простоты их пространственного поведения, которые приводят к выбору оси  $\langle 111 \rangle$  и плоскости (110), являющемуся оптимальным не только для решетки типа алмаза, но и для объемноцентрированной кубической решетки вольфрама, играющего большую роль в исследованиях эффектов электродинамики сильного поля в кристаллах. При выбранном кристаллографическом направлении и энергии частиц 10 ГэВ характерные углы осевого и плоскостного каналирования составляют  $\theta_{0ax} \approx 160$  мкрад и  $\theta_{0pl} \approx 65$  мкрад соответственно. Последний из них близок к характерному углу излучения  $\frac{1}{\gamma} \approx 50$  мкрад, который естественно будет выбран в качестве угла коллимации излучения [10]. Исходя из величины угла  $\theta_{0pl}$ , для обеспечения значительной вероятности захвата частиц в режим плоскостного каналирования выбрано следующее значение среднеквадратичного угла падения частиц на плоскость:  $\Delta\theta_x \approx 20$  мкрад. Поскольку величина угла  $\theta_{0ax}$  существенно превышает величину угла  $\theta_{0pl}$ , угол падения частиц на ось должен быть достаточно большим для того, чтобы отклонение в полях отдельных цепочек фатально не возмущало процесс плоскостного каналирования. Моделирование захвата частиц в режим плоскостного каналирования при влете в кристалл привело к выбору значения  $\theta_y \approx 300$  мкрад. Поскольку частота столкновений частиц с цепочками обратно пропорциональна углу  $\theta_y$  падения на них (см. рис. 1), изменение последнего обеспечивает перестройку частоты излучения в широком интервале. Значение  $\theta_y \approx 300$  мкрад как раз соответствует равенству энергии пика когерентного излучения 1,5 ГэВ (данное значение энергии рассматривается в качестве примера в работе [10] и настоящей статье). Отметим также, что этот способ перестройки частоты излучения реализуется при использовании единственного кристалла в противовес необходимости применения для достижения аналогичной цели определенного числа кристаллических ондуляторов с различными периодами [10]. Помимо варьирования периода осцилляций траекторий излучающих частиц, широкие возможности перестройки частоты обеспечиваются также изменением энергии излучающих частиц.

### Моделирование движения электронов и позитронов

Следует отметить, что даже описание движения релятивистских частиц в кристаллах до учета излучения еще не нашло общепринятого толкования. Проблема в том, что на фоне не вызывающего принципиальных разночтений описания движения в усредненном потенциале необходимо рассматривать также возмущающее его некогерентное рассеяние частиц на отдельных ядрах и электронах атомов кристалла, обычно моделируемое с использованием формул для аморфной среды без учета влияния неравномерного распределения атомных ядер и электронов. При описании некогерентного рассеяния в кристаллах автор исходит из качественного отличия рассеяния на «малые» и «большие» углы [11]. Под последними здесь понимаются углы, уже при однократном отклонении на которые движение частиц в усредненном потенциале, в частности процесс каналирования, существенно изменяется. Например, происходит мгновенное деканалирование либо захват в режим каналирования (реканалирование) [17]. Такие процессы редки, они описываются на основе произведения резерфордского сечения на локальную плотность ядер или электронов и являются весьма удобными для моделирования методом Монте-Карло, давно осуществляемого автором [11]. Тем не менее подобные процессы игнорируются, начиная с более ранних публикаций [24; 25] и заканчивая публикациями последних лет [26]. Сопутствующее этому необоснованное включение вклада таких процессов в средний квадрат угла некогерентного рассеяния каналированных

частиц приводит к его завышению в несколько раз [25], которое приходится компенсировать искусственными методами [24–26], принципиально искажая при этом координатную зависимость локальной интенсивности некогерентного рассеяния.

Используемый же автором подход (см. [11–15]) заключается в раздельном рассмотрении рассеяния на «малые» и «большие» углы. Рассеяние на «малые» углы носит характер квазинепрерывной диффузии по поперечному импульсу и энергии. На фоне всей традиционности выделения диффузного процесса рассеяния было обнаружено [14], что рассеяние на «малые» углы в условиях неравномерного распределения рассеивателей в кристалле не всегда удается описать в терминах вероятности или сечения рассеяния. Предложенное автором решение этой проблемы основано на введении средних квадратов углов рассеяния на «малые» углы, положительная величина которых обеспечивается выбором границы между «малыми» и «большими» углами [14].

Результаты моделирования траекторий электронов и позитронов в выбранных условиях падения на кристалл представлены на рис. 2, демонстрирующем проявление влияния осевого потенциала в условиях плоскостного каналирования. Нетрудно заметить, что плоскостное каналирование позитронов обладает гораздо большей устойчивостью, чем плоскостное каналирование электронов, часто не нарушаясь даже на длине 500 мкм, в то время как электроны деканалируют сразу после попадания в кристалл либо после захвата в режим каналирования внутри него [18] на длине около 10 мкм. Более детальное представление траекторий на рис. 2, б, г, иллюстрирует кратковременное ускорение частиц в полях атомных цепочек на близких к вертикальным участках кривых. Отклонение на этих участках достигает половины угла плоскостного каналирования ( $\frac{\theta_{opl}}{2} \approx 30$  мкрад), что обеспечивает значительную интенсивность излучения в поле цепочек при небольшом падении устойчивости плоскостного каналирования.

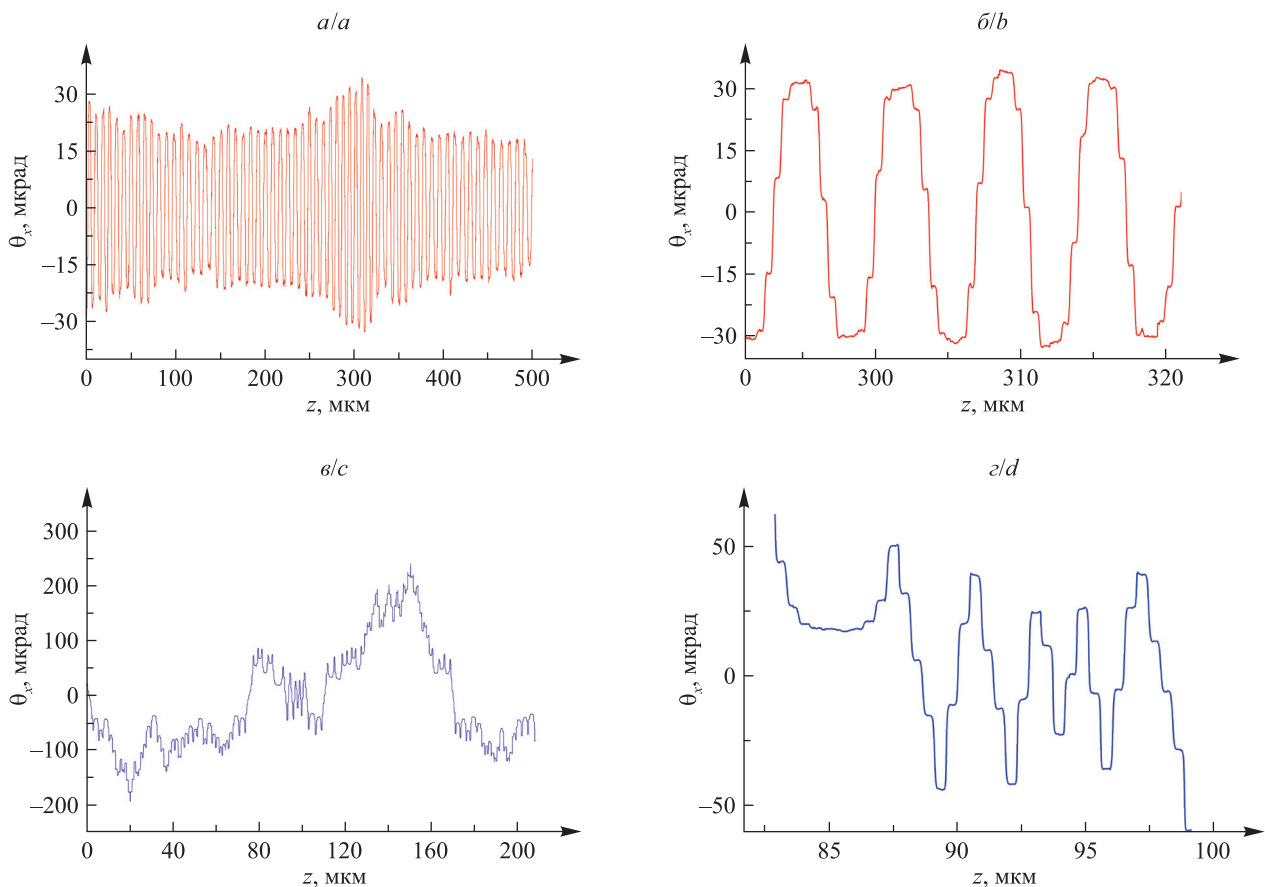


Рис. 2. Представленные в разных масштабах зависимости поперечной компоненты скорости позитрона (а, б) и электрона (в, г) с энергией 10 ГэВ от продольной координаты

Fig. 2. Dependences of the transverse component of the velocity of a positron (a, b) and an electron (c, d) with an energy of 10 GeV on the longitudinal coordinate presented on different scales



### Спектры излучения электронов и позитронов

Траектории частиц, которые были получены методами, изложенными в работах [11–16], использовались для расчета вероятности излучения методом Байера – Каткова [27] по формулам (применяется система единиц  $\hbar = c = 1$ )

$$\frac{d^2 N}{d\omega d^2\theta} = \frac{\alpha\omega}{8\pi^2\varepsilon'^2} \left[ \omega^2 |A|^2 \gamma^{-2} + (\varepsilon + \varepsilon') |\vec{B}|^2 \right], \quad (1)$$

$$A = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{i\varphi(t)\} dt, \quad \vec{B} = \int_{-\infty}^{\infty} (\vec{v}_{\perp}(t) - \vec{\theta}) \exp\{i\varphi(t)\} dt, \quad (2)$$

$$\varphi(t) = \int_0^t \dot{\varphi}(t') dt' = \frac{\varepsilon}{\varepsilon'} (\omega t - \vec{k}\vec{r}) = \frac{\omega'}{2} \int_0^t \left[ \gamma^{-2} + (\vec{v}_{\perp}(t') - \vec{\theta})^2 \right] dt', \quad (3)$$

$$\omega' = \frac{\omega\varepsilon}{\varepsilon'}, \quad \varepsilon' = \varepsilon - \omega, \quad (4)$$

где  $\varepsilon$  и  $\gamma$  – энергия и лоренц-фактор электрона или позитрона;  $\omega$  и  $\vec{k}$  – энергия и импульс испускаемого фотона;  $\vec{\theta}$  и  $\vec{v}_{\perp}(t)$  – поперечные компоненты единичного вектора направления импульса фотона и скорости электрона или позитрона в момент времени  $t$ . Отличие формул (1)–(4) от соответствующих формул классической электродинамики заключается в появлении слагаемого  $\omega^2 |A|^2 \gamma^{-2}$  в формуле (1) и перенормированной частоты излучения  $\omega' = \frac{\omega\varepsilon}{\varepsilon'}$  в фазе (3) интегралов (2).

Центральным элементом данного подхода является отдельное описание вкладов в вероятность излучения резких отклонений при некогерентном рассеянии и плавных отклонений при когерентном рассеянии. Некогерентные вклады рассматриваются как вклады границ при интегрировании по частям в пределах небольших участков траектории. Когерентные вклады рассчитываются аналитически в приближении однородного поля как элементарные интегралы по тем же участкам, что позволяет обеспечить их корректное поведение при энергиях гамма-квантов, приближающихся к энергии излучающей частицы, не требуя при этом связанного с обеспечением необходимой точности численного интегрирования радикального сокращения длин участков пропорционально резко убывающей при  $\omega \rightarrow \varepsilon$  когерентной длине

$l_{\text{coh}} = \frac{1}{\dot{\varphi}(t)} \propto \varepsilon - \omega$ . В качестве обсуждаемых участков траектории в областях больших полей и высоких концентраций ядер естественно использовать шаги расчета траекторий. В областях же малых полей и низких концентраций ядер для ускорения расчетов можно выбирать более крупные участки, получаемые объединением шагов расчета траектории. После выделения когерентного и некогерентного вкладов интегралы (2) принимают вид

$$\begin{aligned} A &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{i\varphi(t)\} dt = \\ &= i \sum_{i=1}^N \left\{ \left[ \frac{1}{\dot{\varphi}(t_i+0)} - \frac{1}{\dot{\varphi}(t_i-0)} \right] \exp i\varphi(t_i) - \frac{2\ddot{\varphi}(\bar{t}_i)}{\dot{\varphi}^3(\bar{t}_i)} \sin \left[ \frac{\varphi(t_i-0) - \varphi(t_{i-1}+0)}{2} \right] \exp i\varphi(\bar{t}_i) \right\}, \\ \vec{B} &= \int_{-\infty}^{\infty} [\vec{v}_{\perp}(t) - \vec{\theta}] \exp\{i\varphi(t)\} dt = \\ &= i \sum_{i=1}^N \left\{ \left[ \frac{\vec{v}_{\perp}(t_i) + \vec{\theta}_i - \vec{\theta}}{\dot{\varphi}(t_i+0)} - \frac{\vec{v}_{\perp}(t_i) - \vec{\theta}}{\dot{\varphi}(t_i-0)} \right] \exp i\varphi(t_i) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{2}{\dot{\varphi}^2(\bar{t}_i)} \left[ \dot{\vec{v}}_{\perp}(\bar{t}_i) - (\vec{v}_{\perp}(\bar{t}_i) - \vec{\theta}) \frac{\ddot{\varphi}(\bar{t}_i)}{\dot{\varphi}(\bar{t}_i)} \right] \sin \left[ \frac{\varphi(t_i-0) - \varphi(t_{i-1}+0)}{2} \right] \exp i\varphi(\bar{t}_i) \right\}, \end{aligned}$$

где  $\ddot{\varphi}(t) = \omega' (\vec{v}_{\perp}(t) - \vec{\theta}) \dot{\vec{v}}_{\perp}(t)$ ,  $\bar{t}_i = \frac{t_i + t_{i-1}}{2}$ , а также введены производные фазы (3) слева и справа от границы каждого участка траектории

$$\dot{\phi}(t_i - 0) = \frac{\omega'}{2} \left[ \gamma^{-2} + (\bar{v}_\perp(t_i) - \bar{\theta})^2 \right],$$

$$\dot{\phi}(t_i + 0) = \frac{\omega'}{2} \left[ \gamma^{-2} + (\bar{v}_\perp(t_i) + \bar{\theta}_i - \bar{\theta})^2 \right].$$

Пренебрегаем здесь как преломлением фотонов, так и влиянием границ кристалла, которые для рассматриваемого жесткого излучения играют гораздо меньшую роль, чем для мягкого излучения (подробнее см. [28]).

Результаты моделирования спектров излучения электронов и позитронов в изображенной на рис. 1 геометрии падения частиц на кристаллическую решетку при угле коллимации излучения  $\frac{1}{\gamma} = 50$  мкрад и толщине кристалла 100; 200; 400 и 1000 мкм представлены на рис. 3 и 4, по оси ординат которых отложена энергия излучаемых фотонов в гигаэлектронвольтах. Для визуального выравнивания жесткой и мягкой областей спектров по оси абсцисс на рис. 3 традиционно отложена спектральная интенсивность излучения, полученная домножением спектрального распределения вероятности излучения на энергию фотонов. Общий вид спектров, представленных на рис. 3, позволяет сравнить интенсивности излучения в кристаллах различной толщины, а также их величины в мягкой и жесткой областях спектров. Именно излучение в жесткой области спектра ( $\omega \approx 1,5$  ГэВ) является центральным предметом данной статьи, ставящей задачу разработки интенсивного источника гамма-квантов на основе излучения электронов и позитронов в поле последовательностей атомных цепочек для исследований свойств мезонов [8].

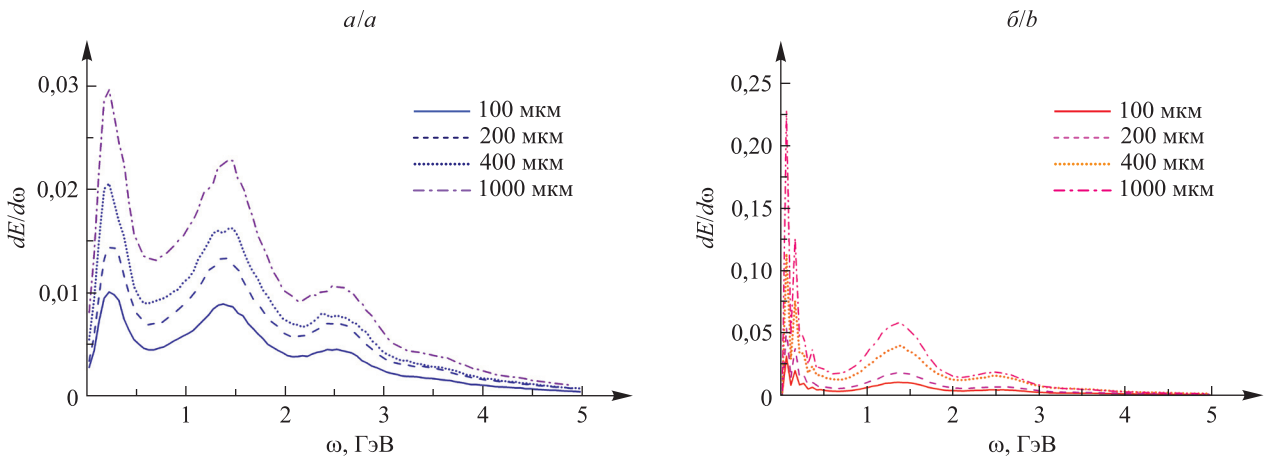


Рис. 3. Спектральное распределение энергии излучения электронов (а) и позитронов (б) с энергией 10 ГэВ в кристаллах толщиной 100; 200; 400 и 1000 мкм

Fig. 3. Spectral radiation energy distribution of electrons (a) and positrons (b) with an energy of 10 GeV in crystals with a thickness of 100; 200; 400 and 1000  $\mu\text{m}$

Излучение в мягкой области спектра ( $\omega < 0,5$  ГэВ) представляет собой известное излучение при каналировании. Поскольку оно не является основным предметом данной статьи, заметим только, что значительно большая интенсивность излучения позитронов обуславливается высокой устойчивостью движения положительно заряженных частиц в режиме каналирования. Сравнение мягкой и жесткой областей спектров излучения как электронов, так и позитронов отражает обычный рост интенсивности когерентных эффектов в излучении, связанный с увеличением длины когерентности вместе с длиной волны.

Приведенные результаты расчетов для кристалла алмаза толщиной 100 мкм можно непосредственно сравнить с результатами, представленными на рис. 5 в работе [10] для кристаллического алмазного ондулятора толщиной 96 мкм с периодом 600 нм и амплитудой 0,3 Å и той же энергии частиц (10 ГэВ). Нетрудно видеть, что наши предсказания высоты жесткого пика спектра превышают предсказания работы [10] на 20–30 %. Однако, поскольку на самом деле степень этого превышения может достаточно легко варьироваться различными способами, в первую очередь путем изменения амплитуды (для кристаллического ондулятора) и направления падения частиц на ось (для рассматриваемого нами обычного кристалла), более принципиально то, что в отличие от источника, описанного в работе [10], предлагаемый источник не требует разработки специальной технологии изготовления кристаллических ондуляторов. Также стоит отметить, что в публикации [10] толщина ондулятора 96 мкм являлась максимальной для

проведения расчетов на суперкомпьютерном кластере, в то время как используемый в данной статье метод позволяет проводить расчеты для миллиметрового кристалла на персональном компьютере. Сравнение с интенсивностью излучения Бете – Гайтлера, дающей оценку интенсивности излучения в аморфной мишени, показывает, что последняя начинает превышать интенсивность когерентного излучения как электронов, так и позитронов, начиная с энергий 3–4 ГэВ, тем самым демонстрируя улучшение фоновых условий в жесткой области спектра в случае использования кристаллических источников излучения.

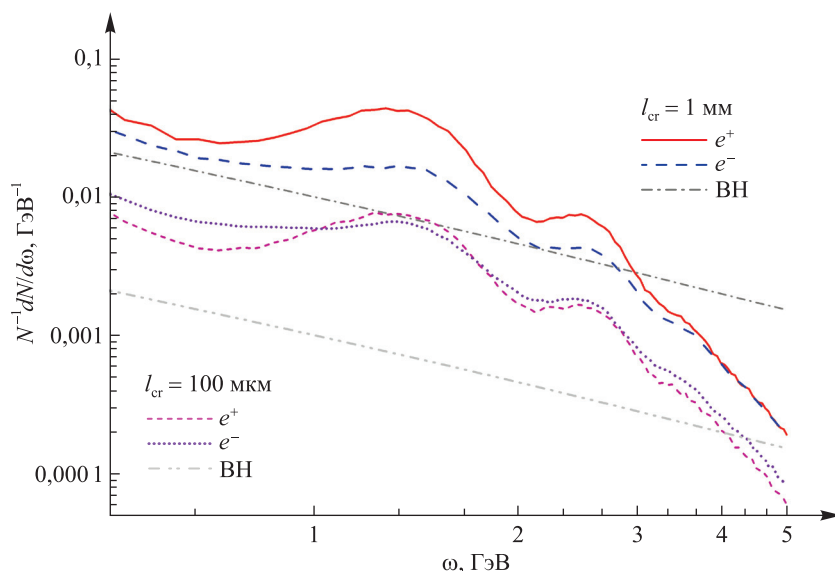


Рис. 4. Спектры излучения электронов и позитронов с энергией 10 ГэВ в кристаллах и аморфной мишени (BH – соответствующий спектр излучения Бете – Гайтлера) толщиной ( $l_{cr}$ ) 100 мкм и 1 мм

Fig. 4. Emission spectra of electrons and positrons with an energy of 10 GeV in crystals and an amorphous target (BH – corresponding Bethe – Heitler radiation spectrum) with a thickness ( $l_{cr}$ ) of 100  $\mu\text{m}$  and 1 mm

На рис. 4 можно более детально сравнить излучение электронов и позитронов в области когерентного жесткого пика спектра излучения частиц в кристаллах толщиной 100 мкм и 1 мм. В частности, высота пика сплошной кривой говорит о том, что в десятипроцентном интервале энергий фотонов вблизи 1,5 ГэВ в кристалле длиной 1 мм можно получить 0,0034 гамма-кванта в расчете на один позитрон. Также не трудно видеть, что при толщине кристалла 100 мкм интенсивность излучения позитронов превышает интенсивность излучения электронов примерно на 10 %, а при толщине кристалла 1 мм – более чем в 2 раза, что отражает влияние уменьшения скорости нарастания угловой расходимости пучка позитронов вследствие многократного рассеяния в условиях устойчивого каналирования. Превышение пиковой интенсивности при толщине кристаллов 100 мкм составляет примерно порядок величины, однако при толщине кристалла 1 мм оно уменьшается до 2 раз у электронов и 6 раз у позитронов, что также объясняется влиянием на излучение нарастания угловой расходимости пучков этих частиц вследствие многократного рассеяния. Благодаря данному обстоятельству ускорительные центры, предоставляющие позитронные пучки, позволяют реализовать более мощные источники гамма-квантов предложенной конструкции.

### Заключение

Проведенные расчеты показали, что излучение гамма-квантов электронами и позитронами в условиях падения под малыми углами на одну из главных кристаллических осей и плоскостей позволяет создать перестраиваемый источник гамма-излучения гигаэлектронвольтового диапазона, превосходящий по интенсивности не только существующий источник на основе КТИ в тонком кристалле [8], но и предложенный в работе [10] инновационный источник на основе короткопериодического кристаллического ондулятора [7]. Кроме того, продемонстрировано, что ослабление некогерентного рассеяния в условиях каналирования делает использование в таком источнике позитронов более эффективным, чем использование электронов, позволяя в несколько раз увеличить длину кристалла и интенсивность жесткого излучения.



## Библиографические ссылки

1. Тер-Микаелян МЛ. *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях*. Ереван: Издательство Академии наук Армянской ССР; 1969. 457 с.
2. Барышевский ВГ. *Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях*. Минск: Издательство БГУ; 1982. 255 с.
3. Линдхард Й. Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряженных частиц. *Успехи физических наук*. 1969;99(2):249–296. DOI: 10.3367/UFNr.0099.196910c.0249.
4. Baryshevsky VG, Tikhomirov VV. Crystal undulators: from the prediction to the mature simulations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*. 2013;309:30–36. DOI: 10.1016/j.nimb.2013.03.013.
5. Bellucci S, Maishev VA. Radiation of relativistic particles for quasiperiodic motion in a transparent medium. *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2006;18(33):S2083–S2093. DOI: 10.1088/0953-8984/18/33/S24.
6. Korol AV, Solov'yov AV, Greiner W. *Channeling and radiation in periodically bent crystals*. Berlin: Springer-Verlag; 2013. XI, 268 p. (Springer series on atomic, optical, and plasma physics; volume 69).
7. Kostyuk A. Crystalline undulator with a small amplitude and a short period. *Physical Review Letters*. 2013;110(11):115503. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.115503.
8. Corneliussen S. CERN set to double energy. *CERN Courier*. 2004;44(10):19–21.
9. Zhu Xing-Long, Chen Min, Weng Su-Ming, Yu Tong-Pu, Wang Wei-Min, He Feng, et al. Extremely brilliant GeV  $\gamma$ -rays from a two-stage laser-plasma accelerator. *Science Advances*. 2020;6(22):eaaz7240. DOI: 10.1126/sciadv.aaz7240.
10. Korol AV, Solov'yov AV. Atomistic modeling and characterization of light sources based on small-amplitude short-period periodically bent crystals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section B, Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2023;537:1–13. DOI: 10.1016/j.nimb.2023.01.012.
11. Tikhomirov VV. Simulation of multi-GeV electron energy losses in crystals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section B, Beam Interactions with Materials and Atoms*. 1989;36(3):282–285. DOI: 10.1016/0168-583X(89)90670-8.
12. Тихомиров ВВ. О возможности наблюдения радиационной самополяризации и образования поляризованных  $e^+e^-$ -пар в кристаллах при доступных энергиях. *Письма в ЖЭТФ*. 1993;58(3):168–171.
13. Guidi V, Bandiera L, Tikhomirov V. Radiation generated by single and multiple volume reflection of ultrarelativistic electrons and positrons in bent crystals. *Physical Review A*. 2012;86(4):042903. DOI: 10.1103/PhysRevA.86.042903.
14. Tikhomirov VV. Quantum features of high energy particle incoherent scattering in crystals. *Physical Review Accelerators and Beams*. 2019;22(5):054501. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.22.054501. Erratum in: *Physical Review Accelerators and Beams*. 2020;23(3):039901. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.23.039901.
15. Тихомиров ВВ. Некогерентное рассеяние ультрарелятивистских частиц на ядрах при плоскостном каналировании. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2020;1:83–94. DOI: 10.33581/2520-2243-2020-1-83-94.
16. Тихомиров ВВ. Некогерентное рассеяние ультрарелятивистских каналированных частиц на электронах. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2021;3:49–61. DOI: 10.33581/2520-2243-2021-3-49-61.
17. Bandiera L, Bagli E, Guidi V, Mazzolari A, Berra A, Lietti D, et al. Broad and intense radiation accompanying multiple volume reflection of ultrarelativistic electrons in a bent crystal. *Physical Review Letters*. 2013;111(25):255502. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.255502.
18. Mazzolari A, Bagli E, Bandiera L, Guidi V, Backe H, Lauth W, et al. Steering of a sub-GeV electron beam through planar channeling enhanced by rechanneling. *Physical Review Letters*. 2014;112(13):135503. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.135503.
19. Bandiera L, Bagli E, Germogli G, Guidi V, Mazzolari A, Backe H, et al. Investigation of the electromagnetic radiation emitted by sub-GeV electrons in a bent crystal. *Physical Review Letters*. 2015;115(2):025504. DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.025504.
20. Bandiera L, Tikhomirov VV, Romagnoni M, Argiolas N, Bagli E, Ballerini G, et al. Strong reduction of the effective radiation length in an axially oriented scintillator crystal. *Physical Review Letters*. 2018;121(2):021603. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.021603.
21. Yakimenko V, Alsberg L, Bong E, Bouchard G, Clarke C, Emma C, et al. FACET-II facility for advanced accelerator experimental tests. *Physical Review Accelerators and Beams*. 2019;22(10):101301. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.22.101301.
22. Wistisen TN, Mikkelsen RE, Uggerhøj UI, Wienands U, Markiewicz TW, Gessner S, et al. Observation of quasichanneling oscillations. *Physical Review Letters*. 2017;119(2):024801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.024801.
23. Aryan A, Avakian RO, Badelek B, Ballestrero S, Biino C, Birol I, et al. Coherent bremsstrahlung, coherent pair production, birefringence, and polarimetry in the 20–170 GeV energy range using aligned crystals. *Physical Review Accelerators and Beams*. 2008;11(4):041001. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.11.041001.
24. Таратин АМ, Воробьев СА. Объемный захват протонов в режим каналирования в изогнутом кристалле. *Журнал технической физики*. 1985;55(8):1598–1604.
25. Biryukov VM, Chesnokov YA, Kotov VI. *Crystal channeling and its application at high-energy accelerators*. Berlin: Springer; 2010. XIV, 219 p. (Accelerator physics). DOI: 10.1007/978-3-662-03407-1.
26. Scandale W, Taratin AM. Channeling and volume reflection of high-energy charged particles in short bent crystals. Crystal assisted collimation of the accelerator beam halo. *Physics Reports*. 2019;815:1–107. DOI: 10.1016/j.physrep.2019.04.003.
27. Байер ВН, Катков ВМ, Страховенко ВМ. *Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах*. Скринский АН, редактор. Новосибирск: Наука; 1989. 395 с.
28. Tikhomirov VV. A benchmark construction of positron crystal undulator. arXiv:1502.06588v1 [Preprint]. 2015 [cited 2022 September 18]: [27 p.]. Available from: <https://arxiv.org/abs/1502.06588>.

## References

1. Ter-Mikaelian ML. *Vliyanie sredy na elektromagnitnye protsessy pri vysokikh energiyakh* [Influence of the environment on electromagnetic processes at high energies]. Erevan: Publishing House of the Academy of Sciences of the Armenian SSR; 1969. 457 p. Russian.
2. Baryshevsky VG. *Kanalirovanie, izluchenie i reaktcii v kristallakh pri vysokikh energiyakh* [Channeling, radiation and reactions in crystals at high energies]. Minsk: Publishing House of the Belarusian State University; 1982. 255 p. Russian.

3. Lindhard J. [Influence of crystal lattice on motion of energetic charged particles]. *Uspekhi fizicheskikh nauk*. 1969;99(2):249–296. Russian. DOI: 10.3367/UFNr.0099.196910c.0249.
4. Baryshevsky VG, Tikhomirov VV. Crystal undulators: from the prediction to the mature simulations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*. 2013;309:30–36. DOI: 10.1016/j.nimb.2013.03.013.
5. Bellucci S, Maishev VA. Radiation of relativistic particles for quasiperiodic motion in a transparent medium. *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2006;18(33):S2083–S2093. DOI: 10.1088/0953-8984/18/33/S24.
6. Korol AV, Solov'yov AV, Greiner W. *Channeling and radiation in periodically bent crystals*. Berlin: Springer-Verlag; 2013. XI, 268 p. (Springer series on atomic, optical, and plasma physics; volume 69).
7. Kostyuk A. Crystalline undulator with a small amplitude and a short period. *Physical Review Letters*. 2013;110(11):115503. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.115503.
8. Corneliusen S. CEBAF set to double energy. *CERN Courier*. 2004;44(10):19–21.
9. Zhu Xing-Long, Chen Min, Weng Su-Ming, Yu Tong-Pu, Wang Wei-Min, He Feng, et al. Extremely brilliant GeV  $\gamma$ -rays from a two-stage laser-plasma accelerator. *Science Advances*. 2020;6(22):eaaz7240. DOI: 10.1126/sciadv.aaz7240.
10. Korol AV, Solov'yov AV. Atomistic modeling and characterization of light sources based on small-amplitude short-period periodically bent crystals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section B, Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2023;537:1–13. DOI: 10.1016/j.nimb.2023.01.012.
11. Tikhomirov VV. Simulation of multi-GeV electron energy losses in crystals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section B, Beam Interactions with Materials and Atoms*. 1989;36(3):282–285. DOI: 10.1016/0168-583X(89)90670-8.
12. Tikhomirov VV. [On the possibility of observing radiative self-polarisation and the production of polarised  $e^+e^-$  pairs in crystals at accessible energies]. *Pis'ma v ZhETF*. 1993;58(3):168–171. Russian.
13. Guidi V, Bandiera L, Tikhomirov V. Radiation generated by single and multiple volume reflection of ultrarelativistic electrons and positrons in bent crystals. *Physical Review A*. 2012;86(4):042903. DOI: 10.1103/PhysRevA.86.042903.
14. Tikhomirov VV. Quantum features of high energy particle incoherent scattering in crystals. *Physical Review Accelerators and Beams*. 2019;22(5):054501. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.22.054501. Erratum in: *Physical Review Accelerators and Beams*. 2020;23(3):039901. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.23.039901.
15. Tikhomirov VV. Incoherent ultrarelativistic particle scattering by nuclei at planar channeling. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2020;1:83–94. Russian. DOI: 10.33581/2520-2243-2020-1-83-94.
16. Tikhomirov VV. Incoherent ultrarelativistic channeling particle scattering by electrons. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2021;3:49–61. Russian. DOI: 10.33581/2520-2243-2021-3-49-61.
17. Bandiera L, Bagli E, Guidi V, Mazzolari A, Berra A, Lietti D, et al. Broad and intense radiation accompanying multiple volume reflection of ultrarelativistic electrons in a bent crystal. *Physical Review Letters*. 2013;111(25):255502. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.255502.
18. Mazzolari A, Bagli E, Bandiera L, Guidi V, Backe H, Lauth W, et al. Steering of a sub-GeV electron beam through planar channeling enhanced by rechanneling. *Physical Review Letters*. 2014;112(13):135503. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.135503.
19. Bandiera L, Bagli E, Germogli G, Guidi V, Mazzolari A, Backe H, et al. Investigation of the electromagnetic radiation emitted by sub-GeV electrons in a bent crystal. *Physical Review Letters*. 2015;115(2):025504. DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.025504.
20. Bandiera L, Tikhomirov VV, Romagnoni M, Argiolas N, Bagli E, Ballerini G, et al. Strong reduction of the effective radiation length in an axially oriented scintillator crystal. *Physical Review Letters*. 2018;121(2):021603. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.021603.
21. Yakimenko V, Alsberg L, Bong E, Bouchard G, Clarke C, Emma C, et al. FACET-II facility for advanced accelerator experimental tests. *Physical Review Accelerators and Beams*. 2019;22(10):101301. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.22.101301.
22. Wistisen TN, Mikkelsen RE, Uggerhøj UI, Wienands U, Markiewicz TW, Gessner S, et al. Observation of quasichanneling oscillations. *Physical Review Letters*. 2017;119(2):024801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.024801.
23. Apyan A, Avakian RO, Badelek B, Ballestrero S, Biino C, Birol I, et al. Coherent bremsstrahlung, coherent pair production, birefringence, and polarimetry in the 20–170 GeV energy range using aligned crystals. *Physical Review Accelerators and Beams*. 2008;11(4):041001. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.11.041001.
24. Taratin AM, Vorobiev SA. [Volume proton capture into channeling in bent crystal]. *Journal of Technical Physics*. 1985;55(8):1598–1604. Russian.
25. Biryukov VM, Chesnokov YA, Kotov VI. *Crystal channeling and its application at high-energy accelerators*. Berlin: Springer; 2010. XIV, 219 p. (Accelerator physics). DOI: 10.1007/978-3-662-03407-1.
26. Scandale W, Taratin AM. Channeling and volume reflection of high-energy charged particles in short bent crystals. Crystal assisted collimation of the accelerator beam halo. *Physics Reports*. 2019;815:1–107. DOI: 10.1016/j.physrep.2019.04.003.
27. Baier VN, Katkov VM, Strakhovenko VM. *Elektromagnitnye protsessy pri vysokoi energii v orientirovannykh monokristallakh* [Electromagnetic processes at high energy in oriented single crystals]. Skrinskii AN, editor. Novosibirsk: Nauka; 1989. 395 p. Russian.
28. Tikhomirov VV. A benchmark construction of positron crystal undulator. arXiv:1502.06588v1 [Preprint]. 2015 [cited 2022 September 18]; [27 p.]. Available from: <https://arxiv.org/abs/1502.06588>.