

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



3462/2-78

П-34

21/III-78
P9 - 11518

А.Ф.Писарев

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ
В НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛАХ
В ПОЛЕ "ВЫПРЯМЛЕННОГО" СВЕТА

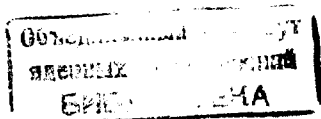
1978

P9 - 11518

А.Ф.Писарев

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ
В НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛАХ
В ПОЛЕ "ВЫПРЯМЛЕННОГО" СВЕТА

Направлено в ЖТФ



Писарев А.Ф.

P9 - 11518

Оптический метод ускорения частиц в нелинейных кристаллах в поле "выпрямленного" света

Теоретически проанализирована возможность ускорения заряженных частиц, каналируемых в нелинейных кристаллах, за счет эффекта статической электрической поляризации, возникающей при накачке монохроматической световой волны. Показано, что при использовании современных мощных лазерных систем и сильно нелинейных оптических кристаллов напряженность статического поля "выпрямленного" света достигает величины $\sim 10^8$ В/см. Условия фазового синхронизма ускорения частиц и фазовой устойчивости их движения в кристаллах легко выполняются как в линейных, так и циклических ускорителях. Радиус циклических ускорителей оптического типа с использованием эффектов выпрямления света и каналирования частиц на суперрелятивистские энергии составляет всего несколько сантиметров.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Pisarev A.F.

P9 - 11518

Optical Method of Particle Acceleration in Nonlinear Crystals of the Rectified Light Field

A possibility to accelerate charged particles channelled in nonlinear crystals due to the effect of static electric polarization which appears at monochromatic light wave pumping is analyzed theoretically. It is shown that when using modern powerful laser systems and strongly nonlinear optical crystals the static field strength for the "rectified light" equals approximately 10^8 V/cm. The conditions for the particle acceleration phase synchronism and their motion phase stability in crystals are easily fulfilled both in linear and cyclic accelerators. The radius of cyclic accelerators of optical type with the use of effects of light rectification and particle channelling on superrelativistic energies is a few centimeters only.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

Интенсивные исследования последних лет по нелинейной оптике привели к открытию ряда явлений, представляющих большой практический интерес для физики ускорения частиц, каналируемых в кристалле. Так, при мощной световой накачке в нелинейный оптический кристалл в результате когерентного трехфотонного взаимодействия получено эффективное преобразование двух поперечных световых волн в третью, продольную, волну. Опираясь на этот эффект, недавно авторы^{/1/} проанализировали возможность ускорения частиц в продольно-поляризованной волне в кубических кристаллах, обладающих сильной нелинейной оптической восприимчивостью. Было показано, что данный метод может оказаться эффективным при ускорении быстрых позитронов, которые хорошо каналируются в кристаллах^{/2/}. Этой интересной идее присущи, однако, принципиальные недостатки, которые ставят практическую проблему ускорения частиц данным методом в ряд трудно реализуемых задач. Действительно, для эффективного ускорения частиц в кристалле упомянутым методом^{/1/} необходимо осуществлять одновременно двойной фазовый синхронизм: один в системе из трех резонансно связанных оптических волн и другой - в движущейся системе ускоряемых частиц и распространяющейся продольной волны. Эти два типа синхронизма в значительной мере являются взаимоисключающими. Так, при удовлетворении волнового синхронизма продольная волна будет иметь постоянную скорость распространения в кристалле, что не позволит обеспечить синфазность с этой волной движения ускоряемых частиц из-за непрерывного изменения

их энергии. И обратно: при наличии синхронизма второго типа с неизбежностью нарушается фазовый синхронизм в световых волнах. Поэтому в методе ускорения ^{/1/} оба типа фазового синхронизма могут быть одновременно обеспечены лишь на очень малых оптических участках ускорения.

В настоящей работе анализируется новый подход к ускорению каналируемых в кристалле частиц, который свободен от рассмотренных выше недостатков. Для ускорения частиц предлагается использовать продольную статическую поляризацию, возникающую в нелинейном кристалле под действием световых волн. Эффект статической поляризации, или, как часто его называют в литературе, эффект выпрямления света в нелинейном кристалле, состоит в образовании под действием интенсивного светового поля постоянной поляризации и, следовательно, постоянного электрического поля. Эта часть нелинейного оптического явления описывается следующим выражением ^{/3,4/}:

$$P_0 = \frac{1}{2} \chi E^\omega E^\omega + \frac{3}{2} \Theta E^\omega E^\omega E^0, \quad /1/$$

где χ - тензор квадратичной и Θ - тензор кубической нелинейной оптической восприимчивости кристалла, E^ω - электрическое поле световой волны, E^0 - постоянное электрическое поле. Выражение /1/ в компонентной записи имеет вид

$$P_{oi} = \frac{1}{2} \chi_{ijk} E_j^\omega E_k^\omega + \frac{3}{2} \Theta_{ijkl} E_j^\omega E_k^\omega E_l^0. \quad /2/$$

Индексы i, j, k, l принимают значения x, y, z . По дважды повторяющимся индексам в /2/ и ниже подразумевается суммирование. Обычно первое слагаемое в выражении /2/ по своей величине значительно превышает второе. Поэтому дальнейшее рассмотрение целесообразно ограничить учетом лишь первого члена в /2/, т.е. квадратичной нелинейности:

$$P_{oi} = \frac{1}{2} \chi_{ijk} E_j^\omega E_k^\omega. \quad /3/$$

Эта поляризация индуцирует в кристалле объемный поляризационный заряд ^{/5/} плотности

$$\rho = -\text{div } \vec{P}_0. \quad /4/$$

Очевидно, что при неоднородном распределении заряда ρ в объеме кристалла возникнет электростатический потенциальный рельеф:

$$\phi = \frac{1}{\epsilon} \int \frac{\rho dv}{r}, \quad /5/$$

и выпрямленное статическое электрическое поле:

$$E_{oi} = -\text{grad } \phi, \quad /6/$$

где ϵ - диэлектрическая постоянная кристалла, r - текущий радиус-вектор, проведенный из области интегрирования в точку наблюдения потенциала. Соответствующим распределением потенциала ϕ в кристалле можно создать необходимый двумерный профиль потенциальной ямы, обеспечивающей продольную фазовую устойчивость ускоряемых частиц и вертикальную их фокусировку в случае плоскостного каналирования. При осевом каналировании потребуются лишь продольная фокусировка. Радиальная же фокусировка частиц может осуществляться полностью за счет эффекта каналирования. Возможность создания в кристалле наперед заданного потенциального профиля легко видна из формул /3/-/5/, если учесть, как будет показано ниже, что $P_{oi} \sim (E_0^\omega)^2 f(\Theta) \sim P(x, y, z) f(\Theta)$, где $P(x, y, z)$ - пространственное распределение плотности мощности лазерного луча в месте пересечения с кристаллом, $f(\Theta)$ - угловая зависимость поляризации лазерного света относительно выбранного направления и E_0^ω - амплитуда световой волны. Если направить лазерный луч на кристалл под углом к оси ускорения и перемещать его вдоль этой оси в виде бегущего светового зайчика, с ним одновременно будут перемещаться и потенциальный рельеф ϕ , и ускоряющее поле E_{oi} . Фазовый синхронизм между движением частиц и полем в данном случае достигается

соответствующим выбором временной зависимости скорости смещения светового луча вдоль оси ускорения.

Рассмотрим теперь ряд частных случаев, наиболее характерных и важных для практики ускорения частиц. Например, пусть ускоряющий элемент выполнен из нелинейного кристалла в виде прямолинейного цилиндра и накачка световой энергии в него производится с боковой поверхности, как показано на рис. 1. Будем считать, что оси системы координат x, y, z совмещены с "пьезоэлектрическими" осями, для которых $\chi_{zxy} \neq 0$ и электрический вектор E^ω в линейно-поляризованной световой волне лежит в плоскости xu . Для определенности примем, что световой поток разбит на два отдель-

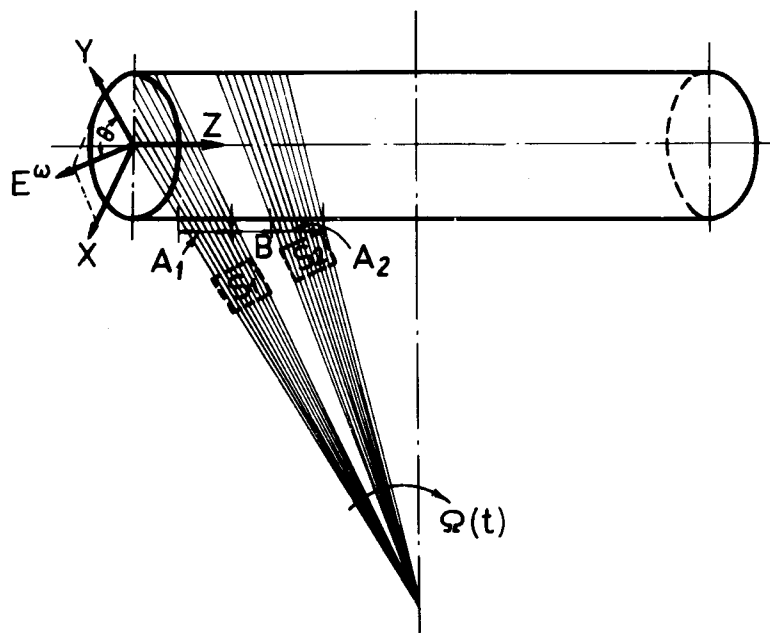


Рис. 1. Схема ускорения частиц в кристалле лазерным световым потоком, разбитым плоскостями на два отдельных луча, A_1 и A_2 , с зазором B . $S_{1,2}$ - сечение световых пучков; $\Omega(t)$ - угловая скорость поворота световых лучей в направлении движения ускоряемых частиц.

ных луча, A_1 и A_2 , между которыми имеется просвет B . Пусть интенсивность света в лучах A_1 и A_2 однородна по сечению и поляризация в каждом луче по всему сечению имеет единое направление, которое в луче A_1 составляет с осью y угол Θ_1 , а в луче A_2 - угол $\Theta_2 = \Theta_1 \pm \pi/2$. Электрические компоненты поля на оси координат запишутся в следующем виде:

$$\begin{aligned} E_x^\omega &= E_0^\omega \sin \Theta_{1,2} \cos(\omega t + \delta x), \\ E_y^\omega &= E_0^\omega \cos \Theta_{1,2} \cos(\omega t + \delta y), \\ E_z^\omega &= 0. \end{aligned} \quad /7/$$

Подставляя систему /7/ в выражение /3/ и ограничиваясь членами, ответственными лишь за статическую поляризацию, получим

$$P_{oz} = \frac{1}{2} (\chi_{zxy} + \chi_{zyx}) (E_0^\omega)^2 \sin 2\Theta_{1,2} \cdot \cos(\delta x - \delta y). \quad /8/$$

При когерентном распространении световых компонент E_x^ω и E_y^ω $\delta x - \delta y = 2\pi m$, $m = 0, \pm 1, \pm 2$; поэтому $\cos(\delta x - \delta y) = 1$. Здесь уместно подчеркнуть, что малость толщины кристалла, пересекаемого лазерным светом, значительно облегчает задачу обеспечения когерентного распространения волн E_x^ω и E_y^ω . Отметим также, что при малой оптической длине можно не опасаться сильного затухания света по толщине кристалла. Это позволит подойти по частотному спектру вплотную к электронной полосе поглощения кристалла и резко - на несколько порядков - поднять величину нелинейной восприимчивости χ . Такой прием значительно расширит класс нелинейных кристаллов, которые могут быть использованы для ускорения частиц.

Величина $(E_0^\omega)^2$ связана с мощностью P светового потока от лазера соотношением

$$(E_0^\omega)^2 = \frac{8\pi P}{n \cdot c \cdot s}, \quad /9/$$

где c - скорость света в вакууме, s - поперечное сечение светового пучка, n - оптический показатель преломления света в кристалле. Подставляя /9/ в /8/ и учитывая, что $\cos(\delta x - \delta y) = 1$, будем иметь

$$\mathcal{P}_{12}^{oz} = \frac{4\pi P}{n \cdot c \cdot s} (\chi_{zxy} + \chi_{zyx}) \sin 2\Theta_{1,2} \quad /10/$$

Внося значение \mathcal{P}_{oz} в уравнение /4/, получим распределение плотности поляризационного заряда ρ в кристалле. В рассматриваемом наипростейшем случае однородных световых пучков это распределение зарядов будет носить δ -образный характер. В соответствии с выражением /5/ потенциальный рельеф ϕ в кристалле для одиночного плоского светового луча будет иметь вид, изображенный на рис. 2, и для двух лучей - изображенный на рис. 3. Из рис. 2 видно, что ускорение частиц происходит в положительном направлении оси z благодаря "толканию" этих частиц потенциальным барьером,

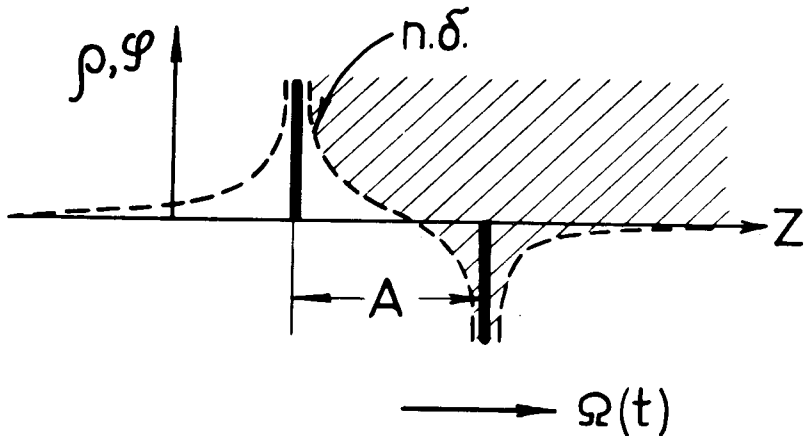


Рис. 2. Распределение поляризационного заряда ρ и потенциала ϕ в кристалле для одиночного плоского светового луча шириной A и изотропного по сечению. ρ изображено вертикальными прямыми; ϕ - пунктирными кривыми; заштрихованная область - зона формирования сгустка ускоряемых частиц; п.б. - потенциальный барьер; $\Omega(t)$ - скорость перемещения светового луча вдоль оси z ; A - ширина светового луча.

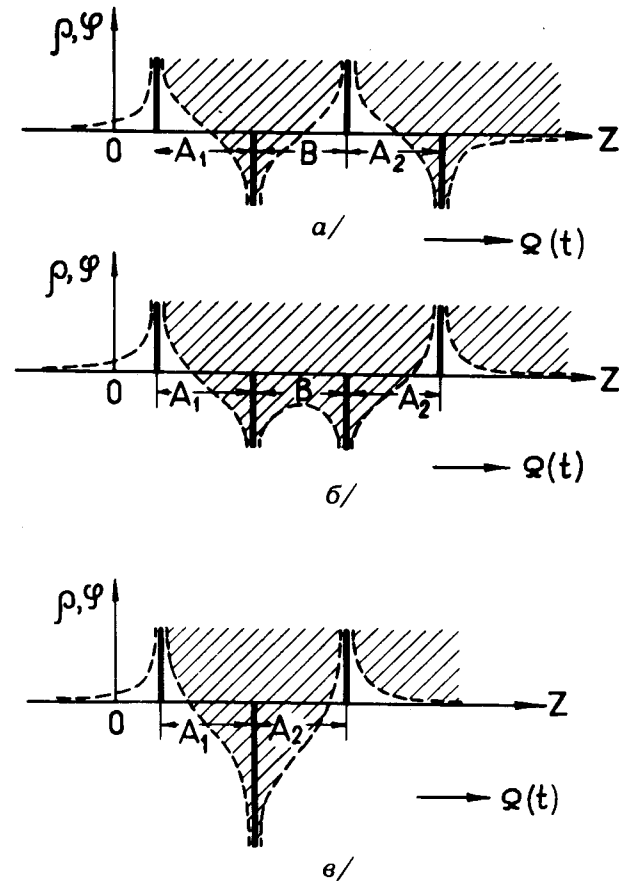


Рис. 3. Распределение ρ и ϕ в кристалле от двух световых лучей. а/ $\Theta_1 = \Theta_2 = \pi/4$; б/ $\Theta_1 = \pi/4$; $\Theta_2 = \pi/4 \pm \pi/2$, $B > 0$; в/ $\Theta_1 = \pi/4$, $\Theta_2 = \pi/4 \pm \pi/2$, $B = 0$. Остальные обозначения те же, что и на рис. 2.

движущимся вместе со световым лучом со скоростью $\Omega(t)$. В случае двух световых лучей в кристалле возникает строго ограниченная в пространстве потенциальная яма, в которой формируется сгусток ускоряемых частиц /рис. 3/. Вне потенциальной ямы справа образуется, как и в случае одиночного светового луча, протяженная зона формирования. Если для второго луча

$\Theta_2 = \Theta_1 \pm \pi/2$, то просвет В между лазерными лучами A_1 и A_2 можно принять равным нулю. Потенциальная яма при фазовой стабилизации ускоряемых частиц становится более глубокой.

Совершенно очевидно, что число разбиений светового потока на отдельные лучи никакими условиями не ограничено. Нужно лишь иметь в виду, что при сплошном "веере" - $B = 0$ - световых лучей поляризация вектора E^ω в соседних лучах должна отличаться на угол $\pm \pi/2$. Общая картина распределения зарядов и хода потенциального рельефа в рассматриваемом случае будет иметь вид, показанный на рис. 4. В данном варианте, как видим, возникает непрерывная система потенциальных ям, которая позволит более полно использовать объем кристалла для заполнения ускоряемыми частицами.

Модуляция светового луча по интенсивности в направлении z и распределение зависимости направления поляризации света в пределах сечения каждого пучка могут быть приняты, естественно, иными, чем в рассмотренном примере. Эти параметры должны выбираться исходя из конкретных требований к распределению ϕ , т.е. из требований продольной и вертикальной фокусировки частиц.

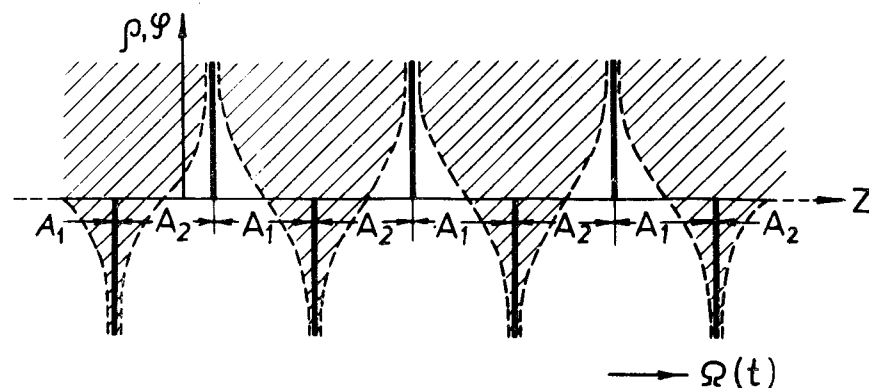


Рис. 4. Распределение ρ и ϕ в кристалле при сплошном "веере" световых лучей. $\Theta_1 = \pi/4$, $\Theta_2 = \pi/4 \pm \pi/2$, $B = 0$. Остальные обозначения те же, что и на рис. 2.

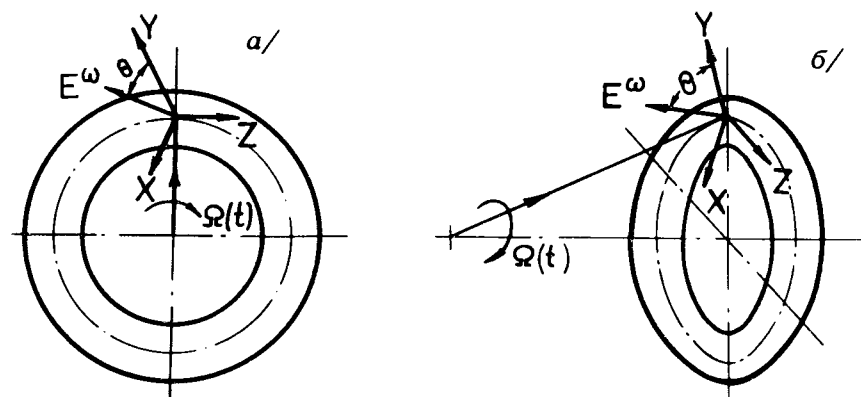


Рис. 5. Кольцевая система ускорения частиц. а/ Лазерный луч лежит в плоскости кольца; б/ источник лазерного света размещен вне плоскости кольца. Остальные обозначения те же, что и на рис. 1.

Вопросы синхронизации фазы ускоряемых частиц с фазой движения поля E_{0z} , как уже отмечалось, решаются простым заданием временной зависимости закона угловой скорости поворота световых лучей $\Omega(t)$ в направлении движения ускоряемых частиц. Эта задача может быть решена, естественно, и иным путем. В частности, можно использовать "стоячие" световые лучи, задав лишь соответствующий временной закон последовательности их мерцания, при котором ускоряющее поле будет "бежать" с требуемой скоростью подобно движению поля в многосекционном линейном индукционном ускорителе ЛИУ. Мерцание отдельного луча в этом случае будет эквивалентно включению отдельной ускоряющей секции ЛИУ.

Рассмотренный пример для линейного ускорения может быть обобщен на случай циклического оптического ускорителя, состоящего из кольцеобразного специально подготовленного единого нелинейного кристалла или совокупности кристаллов. Два варианта накачки света в такой циклический ускоритель показаны на рис. 5. Здесь предполагается, что вместе с поворотом лазерного луча $\Omega(t)$ обеспечивается также и соответствующий пово-

рот поляризации в волне E^ω . Существует ряд оптико-механических, электрооптических и магнитооптических методов поворота как луча света, так и вектора электрической поляризации в нем, однако этих вопросов мы не касаемся. Очевидно, что в циклическом варианте ускорения частиц реализуются все случаи формирования ускоряющих и фокусирующих полей, рассмотренных выше для линейного ускорителя. В частности, на рис. 6а показано распределение ρ и ϕ в циклическом ускорителе от одиночного плоского светового луча и на рис. 6б - от системы таких лучей.

Оценим теперь величину ускоряющего поля E_{oz} , возникающего в нелинейном кристалле под действием света. Для этого необходимо последовательно провести расчеты по формулам /3/, /4/, /5/ и /6/. В случае изотропного распределения интенсивности света по сечению пучка с плоской боковой геометрией расчет дает

$$E_{oz} = 4\pi P_{oz} = \frac{16\pi^2 P}{nc s} (\chi_{zxy} + \chi_{zyx}) \sin 2\Theta. \quad /11/$$

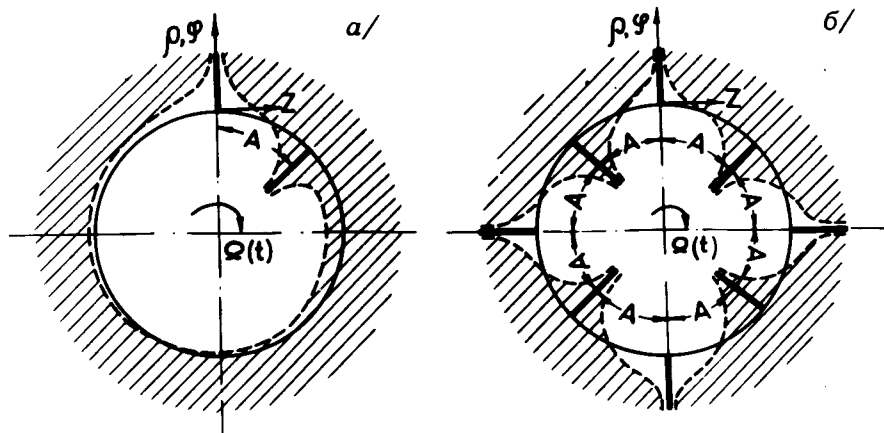


Рис. 6. Распределение ρ и ϕ в циклическом ускорителе: а/ от одиночного светового луча; б/ от "веера" из четного числа световых лучей. Вектор поляризации E^ω в соседних лучах повернут на угол $\pm \pi/2$.

Для дальнейшего анализа положим, что ускоряющий элемент выполнен из кристалла $I_n S_b$, для которого $\chi_{zxy} + \chi_{zyx} = 5 \times 10^{-6} \text{ед. CGSE}^{1/3}$ и $n \approx 1,7$. Примем также, что импульсная мощность лазера составляет $P = 10^{12} \text{Вт}$, сечение пучка света $s \approx 1 \text{ см}^2$ и угол $\Theta = \pi/4$. Используя эти данные и выражение /11/, получим $E_{oz} \approx 4 \times 10^7 \text{ В/см}$. Это означает, что при длине оптического кристалла $L = 100 \text{ см}$ энергия ускорения частиц составит $\sim 4 \text{ ГэВ}$. Приведенные расчеты были сделаны для квадратично-нелинейного кристалла. Однако аналогичное рассмотрение может быть проведено без труда и для кубического кристалла при использовании для этих целей второго слагаемого выражения /2/. Заметим, что для получения эффекта "выпрямления" света в кубическом кристалле потребуются использовать наряду со световыми полями постоянное внешнее электрическое поле, накладываемое на кристалл вдоль одной из его кристаллографических осей.

Одной из важнейших особенностей циклического ускорителя рассматриваемого типа является исключительная малость радиуса его кривизны. Атомный механизм каналирования частиц в кристалле допускает изгиб плоскости каналирования по радиусу /6/

$$R = \frac{m_0 \gamma v^2}{\pi n e^2 z},$$

где m_0 - масса покоя движущейся частицы, v - скорость частицы, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, e - заряд электронов, n - число атомов в кристалле на единицу площади каналирования, z - атомный номер элемента кристаллической решетки. В частности, для нуклонов с энергией $\sim 100 \text{ ГэВ}$ типичный радиус кольца ускорителя может быть принят равным 3-4 см. Фактическое ограничение на минимальный размер радиуса будет определяться, по-видимому, допустимой мощностью синхротронного излучения.

Из выполненных расчетов видно, что применение явления нелинейного выпрямления света в кристаллах и эффекта каналирования частиц открывает большие перспективы для создания нового класса минимасштабных ускорителей на суперрелятивистские энергии. Реальность этого интенсивного пути обеспечивается высокой опти-

ческой чистотой и однородностью нелинейных кристаллов большого размера,готавливаемых в настоящее время для нужд лазерной техники и спектроскопии.

Вопросы ввода и вывода частиц из циклически замкнутого кристалла, а также проблемы получения максимальной объемной плотности ускоряемых частиц в кристалле требуют специального рассмотрения. Здесь можно высказать лишь некоторые принципиальные соображения по этим вопросам. Так, в частности, эффективный захват частиц, вводимых в кристалл для ускорения, может быть легко обеспечен путем пространственно-временной модуляции потенциального рельефа, формирующего зоны захвата. Ввод частиц в циклический ускоритель можно осуществить с помощью внешнего электрического или магнитного поля, которые обеспечат плавное сопряжение траекторий вводимых частиц с плоскостями или осями каналирования. Вопросы вывода ускоренных частиц при плоскостном каналировании можно решить методом возбуждения вертикальной раскачки частиц электрическим или магнитным полями. В случае осевого каналирования ускоренные частицы могут быть выведены путем импульсного упругого прогиба "трубок" каналирования с помощью ультразвука.

Другая возможность решения этой задачи связана с импульсной обратимой фазовой перестройкой структуры решетки кристалла, изменяющей направление плоскостей или осей каналирования. Такой кристалл может составлять специальное звено вывода в кольце ускорения. В этом плане наряду с чисто оптическими нелинейными кристаллами определенный интерес могут представить также магнитные нелинейные кристаллы, в которых при накачке интенсивной световой волны или волны в СВЧ диапазоне возникает выпрямленное статическое магнитное поле^{/7,8/}. Это поле в кристалле, возможно, позволит обеспечить простые методы ввода и вывода частиц из ускорителя.

Наконец, отметим еще один важный в прикладном отношении момент, а именно: если в прямолинейном кристалле вдоль оси z создать вакуумную полость макроскопического поперечного сечения, то в ней будет

также индуцироваться ускоряющее электрическое поле $E_z = \epsilon \mathcal{E}_{oz}$, где ϵ - диэлектрическая постоянная кристалла, \mathcal{E}_{oz} - поле в кристалле. Такой прямолинейный кристалл с полостью или совокупность кристаллов, образующих полость, можно использовать в принципе как сильно ускоряющий элемент без поперечной фокусировки частиц.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить глубокую признательность В.П.Джелепову, В.П.Дмитриевскому, Л.М.Сороко, И.Н.Иванову и В.И.Никанорову за многочисленные важные обсуждения рассмотренной проблемы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришаев И.А., Насонов Н.Н. ЖТФ, 1977, 3, с.1084.
2. Гришаев И.А., Мороховский В.Л., Шраменко Б.И. Тезисы докл. Всесоюзн. совещ. по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. Изд. МГУ, М., 1976, с.59.
3. Бломберген Н. Нелинейная оптика. "Мир", М., 1960.
4. Тарасов Л.В. Физические основы квантовой электроники. "Сов. радио", 1976.
5. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэнде М. Фейнмановские лекции по физике, т.5, "Мир", М., 1977.
6. Tsyganov E.N. FERMILAB, TM-682, TM-684, Batavia, 1976.
7. Генкин В.М., Генкин Г.М., Файн В.М. В сб.: Нелинейная оптика. "Наука", Новосибирск, 1968.
8. Гуревич А.Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. Физматгиз, М., 1960.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 апреля 1978 года.