УДК 537.86

КВАЗИКОГЕРЕНТНОЕ ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЦЕПОЧКИ ЗАРЯДОВ В ВОЛНОВОДЕ

л.ш. ГРИГОРЯН, Г.Ф. ХАЧАТРЯН, А.А. СААРЯН, Х.В. КОТАНДЖЯН, С.Р. АРЗУМАНЯН, М.Л. ГРИГОРЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 21 июля 2004 г.)

Исследовано черенковское излучение цепочки равноудаленных зарядов, движущихся по оси волновода круглого сечения, заполненного прозрачным диэлектриком со слабой дисперсией. Обоснована возможность формирования квазикогерентного излучения, которое может испускаться в узкой (квазимонохроматическое излучение) или широкой полосе частот. Дано наглядное объяснение этому явлению.

1. Введение

Уникальные свойства черенковского излучения [1-6] широко используются [3,4] для регистрации релятивистских заряженных частиц на ускорителях и в космических лучах. В средах, ограниченных поверхностями раздела, оно обладает рядом особенностей, отсутствующих в случае безграничной среды. Соответствующие исследования проводились для случаев плоской границы двух сред [1,4,7], слоистых сред с цилиндрической [1,4,8-19] и сферической [20-22] симметриями, а также для ряда специальных случаев (см., напр., [23]). Ведутся исследования по генерации и регистрации микроволнового черенковского излучения [3,4,24-29], по двухпучковому механизму ускорения заряженных частиц (см., напр., [9,10,14]) и др. Полученные результаты могут иметь важные практические приложения.

В [8-10,14,18,19] развита теория черенковского излучения последовательности одномерных (нить) и трехмерных электронных сгустков, движущихся в волноводах со сплошным диэлектрическим заполнением, с каналом внутри диэлектрического заполнения и с многослойным коаксиальным диэлектрическим заполнением. В частности, показано, что на одной из частот может формироваться когерентное излучение при определенном выборе значений параметров системы. Настоящая работа посвящена одной из подобных задач: черенковское излучение цепочки зарядов, движущихся в бесконечно длинном волноводе круглого сечения с диэлектрическим заполнением. Волновод можно считать бесконечно длинным, если его длина D >> Nd, где N – число точечных зарядов, а d – расстояние между ними (см., напр., [30]). Полагая $d \cong 10 \text{ см}$ (см., напр., [9]) и $D \approx 2 \text{ м}$, получаем $N \ll 20$. В соответствии с этим в расчетах §§2,3 использовано значение N = 4. Выбор круглого сечения волновода согласован с тем обстоятельством, что черенковское излучение испускается вдоль образующих конуса, ось которого совпадает с направлением движения излучающей частицы. Мы будем полагать также, что в рассматриваемом диапазоне частот диэлектрик, заполняющий волновод, является прозрачным и не обладает дисперсией (напр., таковым является тефлон в области длин волн >1мм [31,32]).

Как известно [1,4,8], заряд, движущийся с постоянной и сверхсветовой скоростью ($v > c / \sqrt{\varepsilon}$) в бесконечно длинном волноводе испускает черенковское излучение на дискретных частотах

$$C_s = \frac{vK_s}{a\sqrt{\varepsilon\beta^2 - 1}},\tag{1}$$

где $J_0(\alpha_s) = 0$, $a - радиус волновода, <math>\beta = v/c$, $J_v(x) - функция Бесселя по$ рядка <math>v = 0, а s = 1;2;3... Цепочка, состоящая из подобных эквидистантных зарядов, на участке траектории длиной L будет терять на черенковское излучение энергию

$$\delta E_N(s) = F_N(s) \delta E_1(s) . \tag{2}$$

В этом выражении [1,4,8]

$$\delta E_1(s) = \frac{2q^2 L}{\varepsilon a^2 J_1^2(\alpha_s)} \tag{3}$$

 потери энергии в случае одного заряда, а q – заряд одной частицы. Множитель

$$F_N = \frac{\sin^2 N \omega_s d/2v}{\sin^2 \omega_s d/2v}$$
(4)

учитывает интерференцию волн, испускаемых зарядами [8,9]. Известно также [8], что при определенном выборе значений d, v, a и ε , когда период d/v следования зарядов кратен периоду $2\pi/\omega$, излучаемой волны

$$\frac{d}{v} = m \frac{2\pi}{\omega_s}, \qquad m = 1; 2; 3... \tag{5}$$

множитель (4) принимает наибольшее значение

$$F_N = N^2 \,. \tag{6a}$$

Подобное когерентное излучение рассматривалось на первой частоте ω_1 , определяемой формулой (1) [8-10,14,18,19]. В §§2 и 3 будет показано, что возможен иной выбор значений d, v, a и ε , при котором черенковское излучение близко к когерентному ($F_N(s_*) \cong N^2$) на некоторой частоте ω_{s_*} с $s_* >> 1$ и одновременно квазикогерентно:

$$0.5N^2 \le F_N(s) \le N^2, \tag{66}$$

на большом числе соседних частот ω_s , ω_{s+1} , ..., $\omega_{s,-1}$, $\omega_{s,+1}$, ..., ω_{s+n} (n >> 1). Энергия подобного излучения превосходит аналогичную энергию независимо излучающих N зарядов в $\geq N/2$ раз. При этом, варьируя значения d, v, a и ε , можно менять $(\omega_{s+n} - \omega_s)/\omega_{s}$ в широких пределах, что может оказаться полезным для практических приложений.

2. Квазикогерентное излучение

Удобно начать с требования $F_N(s) \cong N^2$ для частот с номерами s, и s, +1:

$$\omega_{s_*} \cong \frac{2\pi \mathbf{v}}{d} m_* \tag{7a}$$

$$\omega_{s_{*}+1} \cong \frac{2\pi v}{d} (m_{*}+1).$$
 (76)

Подставив (1) в (7), получим

$$m_{\bullet} \cong \frac{\omega_{s_{\bullet}}}{\omega_{s_{\bullet}+1} - \omega_{s_{\bullet}}} = \frac{\alpha_{s_{\bullet}}}{\alpha_{s_{\bullet}+1} - \alpha_{s_{\bullet}}} \cong s_{\bullet} - \frac{1}{4}, \qquad (8)$$

когда $s_* >> 1$. В справедливости (8) можно убедиться прямым вычислением α_s , однако проще воспользоваться асимптотическим разложением [33]

$$\alpha_s = \zeta + \frac{1}{8\zeta} + O(\frac{1}{\zeta^3}), \quad \text{где} \quad \zeta = \pi(s - \frac{1}{4}). \tag{9}$$



Рис.1. Потери энергии δE_N на черенковское излучение, испускаемое N = 4 равноудаленными зарядами (средняя кривая), движущимися по оси волновода, заполненного прозрачным диэлектриком без дисперсии, в зависимости от порядкового номера частоты ω_s . Расстояние d между зарядами определяется равенством (10), $s_* = 100$, $b = \varepsilon a^2 / 2q^2 L$. Нижняя прямая – случай N = 1. Верхняя прямая – случай N = 4, когда d определяется согласно (27).

Приближенное равенство (8) указывает на то, что в (7а) натуральное число m_* следует выбрать равным s_* . Подставив $m_* = s_*$ и (1) в (7а) и опустив малые слагаемые $\sim s_*^{-2}$ и выше, получим

$$d \cong \frac{2a}{1-1/4s_{\bullet}} \sqrt{\varepsilon \beta^2 - 1} . \tag{10}$$

На рис.1 представлен график функции $\delta E_N(s)$ для случая N = 4. Расстояние между зарядами определяется равенством (10) при $s_* = 100$. Для сравнения там же (нижняя кривая) приведена функция $\delta E_1(s)$ (потери энергии на черенковское излучение в случае одной частицы: N = 1). Линейная зависимость δE_1 от s отражает известный факт (см., напр., [8]), согласно которому при s >> 1 частоты ω_s эквидистантны:

$$\omega_{s+1} - \omega_s \cong \frac{\pi v}{a\sqrt{\varepsilon\beta^2 - 1}} \equiv \delta \omega , \qquad (11a)$$

а излучаемая энергия пропорциональна ω_s :

$$\delta E_1(s) \cong \frac{\pi^2 q^2}{\varepsilon a^2} L(s - \frac{1}{4}) \cong \frac{q^2 L}{c^2} (1 - \frac{1}{\varepsilon \beta^2}) \omega_s \delta \omega \tag{11b}$$

(ср. с [1-6]). Формально (11а) и (11b) следуют из (1) и (3) с учетом (9) и асимптотического разложения [33]

$$J_1(z) \cong \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \sin(z - \frac{\pi}{4}) \quad \text{при} \quad z >> 1 \tag{11c}$$

для функции Бесселя первого порядка. В полном согласии с (7) на рис.1

$$\delta E_N(s) / \delta E_1(s) \cong 16 = N^2 \tag{12}$$

для частот с номерами s. = 100 и 101. Нетрудно показать, что условие квазикогерентности

$$0.5N^2 \delta E_1(s) \le \delta E_N(s) \le N^2 \delta E_1(s) \tag{6c}$$

удовлетворяется для всех ω_s с номерами

$$\left|s-s_{*}\right| \leq s_{*} \frac{4\mu_{N}}{\pi N} (\equiv \Delta s), \qquad (13a)$$

где μ_N – наименьший положительный корень уравнения

$$2 \cdot \left(\frac{\sin \mu}{N \sin(\mu/N)}\right)^2 = 1 \tag{14}$$

(см. табл.1). Квазикогерентное излучение испускается в довольно широком диапазоне частот

$$\left|\omega_{s}-\omega_{s_{*}}\right| \leq 4\omega_{s_{*}} \frac{\mu_{N}}{\pi N}.$$
(13b)

В случае рис.1 s. = 100, N = 4, и поэтому $|s-100| \le 46 = \Delta s$, а относительная ширина этого диапазона

$$\gamma_N \equiv \frac{\omega_{s_* + \Delta s} - \omega_{s_* - \Delta s}}{\omega_{s_*}} = \frac{8\mu_N}{\pi N} = 0.91.$$
(15)

1407.1						
N	2	3	4	5	10	00
μ_N	1.571	1.463	1.431	1.416	1.398	1.392

Табя 1

Результаты численных расчетов указывают на то, что $\eta_N \cong 0$ уже при небольшом отклонении параметра d/a от значения, определяемого равенством (10) (отклонения ~1/2s.). Поэтому имеется принципиальная возможность легко варьировать значение η_N в пределах от 1 до 0.

Оценим всю энергию квазикогерентного излучения:

$$\Delta E_N = \sum_{|s-s_*| \le \Delta s} \delta E_N(s) \ge \Delta s N^2 \delta E_1(s_*) = \frac{4}{\pi} \mu_N s_* N \delta E_1(s_*)$$
(1b)

и сравним ее с энергией, испускаемой цепочкой независимо излучающих зарядов сначала в том же диапазоне частот:

$$\Delta E_{N-\text{He3}} \cong 2\Delta s N \delta E_1(s_*), \tag{17a}$$

а затем и на всех частотах от первой ω_1 до ω_s :

$$E_{N-\text{Hea}} \approx 0.5s_* N \delta E_1(s_*) \tag{17b}$$

(использованы (6b), (11b) и (13a)). Сопоставляя (16) и (17), убеждаемся в том, что ΔE_N больше как $\Delta E_{N-\text{нез}}$, так и $E_{N-\text{нез}}$: в первом случае – в $\geq N/2$ раз, а во втором случае – в >2 раза, поскольку $4\mu_N/\pi \geq 1$ (см. табл.1).

Согласно (15) параметр η_N заметно отличен от нуля только при небольшом *N*, и поэтому изменять его значение в пределах $0 < \eta_N \le 1$ (управлять значением η_N) можно только, если число частиц не велико. Например, в неограниченном (сплошном) диэлектрике (предел $a \to \infty$) черенковское излучение имеет непрерывный спектр и характеризуется спектральной плотностью [1,4,5,8]

$$I_N(\omega) = F_N I_1, \tag{18a}$$

где F_N определяется равенством (4) после замены ω_s на ω , а

$$I_1(\omega) = \frac{q^2 L}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\varepsilon \beta^2} \right) \omega$$
 (18b)

(см. $\delta E_1 / \delta \omega$ в (11b)). Если даже *d*, v и частота ω . подобраны так, что $F_N[\omega, d/2v] = N^2$, все равно энергия

$$\Delta E_{N-\text{CELTOLLI}} = \int I_N(\omega) d\omega , \qquad (19)$$

испускаемая в любом конечном диапазоне частот $[\omega_* - \Delta \omega, \omega_* + \Delta \omega]$, оказывается пропорциональной N [7,34] (предполагается $\Delta \omega \ge 2\pi v/Nd$, где N – достаточно большое число). Это следует, напр., из приближенной формулы

$$F[x] = \frac{\sin^2 Nx}{\sin^2 x} \cong \pi N \sum_n \delta(x - \pi n), \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$
(20)

справедливой для достаточно больших N [34]. Как видим, для подобных N квазикогерентное излучение отсутствует ($\eta_N \cong 0$).

3. Интерференция волн в области, непосредственно прилегающей к источнику излучения

Равенство (10) допускает наглядную интерпретацию. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим первый заряд (самый правый вдоль направления движения). На рис.2 он расположен в точке А. Второй, третий и все последующие заряды цепочки (они не приведены на рис.2) отстоят от первого заряда на расстояниях d, 2d и т.д. Проследим за черенковской волной $W_1(A;t)$ (пунктир), испускаемой первым зарядом в малой окрестности точки А. Распространяясь, в некоторый момент времени t_B волна $W_1(A;t_B)$ достигнет окрестности точки В, отразится от внутренней поверхности волновода, и в некоторый последующий момент времени t_C пересечет траекторию зарядов (ось волновода) в окрестности точки С под тем же углом θ , под которым была испущена. К этому моменту времени $W_1(A;t_C)$ отстанет от своего источника (первый заряд), который, двигаясь со сверхсветовой скоростью, окажется правее, вблизи некоторой точки A_C.

Как уже отмечалось, второй заряд в цепочке находится левее, на расстоянии *d* от первого, и если

$$\cong CA_C$$
, (21)

то он будет пересекать окрестность точки С одновременно с волной $W_1(A;t_C)$. Волна $W_2(C;t \cong t_C)$, испускаемая вторым зарядом в окрестности точки С, будет формироваться и одновременно интерферировать с $W_1(A;t_C)$ для всех $t \ge t_C$. Результат интерференции может сопровождаться подавлением либо усилением этих волн в зависимости от того или иного значения разности фаз.

d

Зная направление черенковского излучения:

$$\cos\theta = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}},\tag{22}$$

радиус волновода а и скорость частиц v, легко рассчитать расстояние

$$CA_C = 2a\sqrt{\varepsilon\beta^2 - 1} \tag{23}$$

волны $W_1(A;t_C)$ от своего источника, и поэтому согласно (21)

$$d \cong 2a\sqrt{\varepsilon\beta^2 - 1} . \tag{24}$$

В этом случае генерация волн в областях, непосредственно прилегающих ко второму, третьему и последующим зарядам, будет происходить одновременно с их интерференцией с волнами, ранее испущенными впереди летящими зарядами. Значение *d*, определяемое более точной формулой (10), превышает (24) на небольшую величину

$$\delta d \cong \frac{a}{2s_* - 0.5} \sqrt{\varepsilon \beta^2 - 1} \ll d \tag{25}$$

(s. >>1). Соответствующее время пролета

$$\frac{\delta d}{v} = \frac{T_{s_*}}{4} \tag{26}$$

– четверть периода $T_{s_*} = 2\pi / \omega_{s_*}$, характерного для полосы частот (13b). Этим обеспечивается разность фаз, необходимая для усиления излучения.

Резюмируя, можно утверждать, что на рис.1 всплеск энергии черенковского излучения в области $|s-100| \le 46$ связан с тем обстоятельством, что в областях, непосредственно прилегающих к каждому из зарядов (за исключением первого), одновременно происходят два процесса: испускание и интерференция волн. Подобная картина может иметь место для всех *d*, кратных значению (24) и, в частности, при

$$d \cong 8a\sqrt{\varepsilon\beta^2 - 1} . \tag{27}$$

В [18] (см. раздел III.2) на основе проведенных численных расчетов автор пришел к выводу, что продольная составляющая поля излучения сгустков за-

ряженных частиц в цилиндрическом волноводе растет прямо пропорционально числу сгустков, если период *d* следования сгустков определяется равенством (27). Автор ограничился констатацией этого обстоятельства. Добавим, что это не случайно, поскольку условие когерентности (6а) в случае (27) преобразуется к равенству

$$m \cong 4s - 1 + \frac{2}{\pi^2 (4s - 1)} + O(\frac{1}{\zeta^3}), \qquad (28a)$$

где т – произвольное натуральное число. Приняв

$$m = 4s - 1, \tag{28b}$$

можно удовлетворить (6а) с тем большей точностью, чем больше *s*. Соответствующие значения *s* получаются из условия квазикогерентности (6b), которое приводит к неравенству

$$s \ge \frac{N}{2\pi\mu_N} \,. \tag{29}$$

При этом расстояние (11а) между соседними частотами кратно циклической частоте следования зарядов в цепочке $\omega_d = 2\pi v/d$, а именно:

$$\Delta \omega \cong 4\omega_d \,. \tag{28c}$$

Множитель 4 в этом выражении обусловлен геометрией задачи (цилиндр круглого сечения). (В (28с) и в знаменателях равенств (8) и (9) (выражение для ζ) одна и та же четверка). На рис.1 верхняя, по существу, прямая линия соответствует (27). При этом $\delta E_N / \delta E_1 \cong 16 = N^2$, где N = 4, а (29) сводится к неравенству $s \ge 0.4$, и поэтому удовлетворяется для всех s = 1;2;3,...,M, где M – номер предельной частоты ω_M , выше которой необходимо учитывать поглощение излучения и дисперсию вещества, заполняющего волновод.

Как видим, спектр черенковского излучения сильно зависит от *d/a*. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим энергию

$$E_N = \sum_{s=1}^M \delta E_N(s), \qquad (30)$$

излучаемую на всех частотах ω_s от первой ω_1 до ω_M , в зависимости от безразмерного параметра

$$x = \frac{d}{2a\sqrt{\varepsilon\beta^2 - 1}} . \tag{31}$$

На рис.3 приведена кривая $E_N(x)$ для N = 4 и M = 150. Пунктирная прямая – случай одного заряда E_1 . Как видим, функция $E_N(x)$ периодически испытывает сильные спады и подъемы. Для большинства значений x излучаемая энергия $E_N(x) \cong NE_1$, и поэтому для этих x заряды в цепочке излучают, по существу, независимо друг от друга. Функция $E_N(x)$ приближается к макси-

мально возможному значению $N^2 E_1$ только при $x \equiv 1;2;3$ и 4, т.е. когда *d* кратно значению (24). В полном согласии с (27) $E_N(x) \cong N^2 E_1$ при $x \cong 4$. В этом случае цепочка на каждой частоте $\omega_s \leq \omega_M$ излучает по существу так, как если бы все заряды слились в один точечный заряд (случай x = 0).

Рис.3. Полная энергия (30) черенковского излучения цепочки из N = 4 зарядов в зависимости от безразмерного параметра (31). Пунктирная прямая – случай одного заряда: E_1 . В верхнем левом утлу – графики функций $E_N(x)$ и E_1 для $0 \le x \le 4$. M = 150, $b = \varepsilon a^2 / 2q^2 L$.

Спады и подъемы, подобные представленным на рис.3, наблюдались экспериментально [35-37] для переходного излучения. Измерялась полная энергия этого излучения в далекой инфракрасной области (ср. с (30)). Излучение генерировалось цепочкой электронных сгустков на установке SUNSHINE (Стэнфордский университет, США). Наблюдаемые при этом спады и подъемы объяснялись интерференцией волн вблизи радиатора, т.е. в области, непосредственно прилегающей к излучающим сгусткам. Для осуществления подобной интерференции была создана и отъюстирована специальная система зеркал и отражателей, направляющих переходное излучение от одного сгустка электронов к другому (ср. с рис.2).

Обсуждаемые спады и подъемы являются результатом суммирования большого числа гармонических колебаний с близкими частотами. Подобные явления могут иметь место и в других областях физики. В двухуровневых атомах, находящихся в поле резонансной электромагнитной волны, спады и подъемы могут иметь место на кривой зависимости разности заселенностей уровней энергии атома от времени. Это возможно, если внешнее поле представляет собой суперпозицию состояний с разным числом фотонов [38-41] или если центры тяжестей атомов описываются суперпозицией состояний с разными дискретными (и эквидистантными) значениями импульса [42].

В работе исследовано черенковское излучение, генерируемое эквидистантными точечными зарядами, которые со сверхсветовой скоростью перемещаются по оси бесконечно длинного волновода круглого сечения. При этом предполагается, что заполняющее волновод вещество в рассматриваемом диапазоне частот обладает слабой дисперсией и прозрачно. Ранее [8-10,14,18,19] подобное излучение исследовалось при специальном выборе х ≈ 1.306 параметра (31), когда излучение является когерентным на частоте ω1. Новизна нашей работы заключается в ином выборе этого параметра: (а) $x = 1/(1 - 1/4s_*)$ в случае (10) (предполагается $s_* >> 1$) и (б) x = 4 в случае (27). При этом излучение является квазикогерентным (см. (6с)) на большом числе частот и за счет этого мощнее когерентного излучения. Квазикогерентное излучение может испускаться как (а) в сравнительно узкой полосе частот (квазимонохроматическое излучение, см. (13b) и рис.1), так и (b) в широкой полосе частот ω_s (см. (29), рис.1 и 3). Во втором случае на всех частотах, удовлетворяющих неравенству (29) и расположенных внутри диапазона прозрачности и слабой дисперсии вещества, заполняющего волновод, цепочка излучает так, как если бы она слилась в один точечный заряд. Дано наглядное объяснение этому явлению.

В ускоряющих системах мы имеем дело с цепочкой не точечных зарядов, а сгустков заряженных частиц (электроны). К тому же сгустки должны перемещаться по прорезанному в диэлектрике каналу для уменьшения ионизационных потерь. Важно учесть и (слабое) поглощение излучения в диэлектрике, а также конечную длину волновода. Поэтому в дальнейшем предстоит решить задачу, более адекватно отражающую реальную ситуацию.

Наличие проводящего слоя, опоясывающего твердый диэлектрик, не обязательно [1], ибо черенковское излучение испытывает полное внутреннее отражение от поверхности цилиндрического диэлектрика. Это важное обстоятельство, поскольку равенства (10) и (27) предполагают довольно точное задание d, a, ε и v. Между тем имеются объективные неопределенности (в знании ε и т.д.) и объективные ограничения (d определяется частотой группирования электронных сгустков на ускорителе и др.). Ситуация упрощается, если проводящий слой заменить газом, окружающим цилиндрический диэлектрик, поскольку в (10) и (27) появится диэлектрическая проницаемость ε_0 газа. Плавно меняя давление p газа, можно будет с необходимой точностью подобрать нужное значение $\varepsilon_0(p)$.

Авторы благодарны А.Р.Мкртчяну за многочисленные обсуждения и ценные критические замечания, а также Э.А.Беглояну, А.Ж.Мурадяну и Г.Г.Оксузяну за обсуждения и полезные замечания.

Работа выполнена в рамках гранта 1361 Министерства образования и науки РА.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Б.М.Болотовский. УФН, 62, 201 (1957); 75, 295 (1961).
- 2. В.Л.Гинзбург. УФН, 69, 537 (1959).
- 3. Дж.Джелли. Черенковское излучение и его применения. М., ИЛ, 1960.
- 4. В.П.Зрелов. Излучение Вавилова-Черенкова и его применения в физике высоких энергий, т.I, II, М., Атомиздат, 1968.
- 5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.
- 6. И.М.Франк. Излучение Вавилова-Черенкова. Вопросы теории. М., Наука, 1988.
- Г.М.Гарибян, Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение. Ереван, изд. АН АрмССР, 1983.
- 8. Э.Д.Газазян, Э.М.Лазиев. Изв. АН АрмССР, Физ.-мат. науки, 16, 79 (1963).
- А.С.Варданян, Э.Д.Газазян, А.Д.Тер-Петросян. Изв. НАН Армении, Физика, 34, 35 (1999); 34, 195 (1999).
- 10. А.С.Варданян. Изв. НАН Армении, Физика, 34, 323 (1999).
- А.С.Котанджян, Г.Ф.Хачатрян, А.В.Петросян, А.А.Саарян. Изв. НАН Армении, Физика, 35, 115 (2000).
- 12. Э.А.Беглоян, В.Г.Кочарян, Э.М.Лазиев. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 43, 715, (2000).
- А.С.Котанджян, А.А.Саарян. Изв. НАН Армении, Физика, 36, 310 (2001); 37, 135 (2002); 37, 263 (2002).
- 14. А.С.Варданян. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 45, 33 (2002).
- 15. A.S.Kotanjyan, A.A.Saharian. Mod. Phys. Lett., A17, 1323 (2002).
- 16. A.S.Kotanjyan. Nucl. Inst. and Meth. B, 201, 3 (2003).
- 17. А.А.Саарян, А.С.Котанджян. Изв. НАН Армении, Физика, 38, 288 (2003).
- В.Г.Кочарян, Синхротронное, переходное и черенковское излучения в резонаторах и волноводах. Канд. дисс., ЕрФИ, Ереван, 2003.
- 19. В.Г.Кочарян. Изв. НАН Армении, Физика, 39, 93 (2004).
- С.Р.Арзуманян, Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян, Г.Ф.Хачатрян. Изв. НАН Армении, Физика, 30, 106 (1995).
- L.Sh.Grigorian, H.F.Khachatrian, P.F.Kazarian. In Proc. of the 8th Inter. Symp. on the Science & Technology of Light Sources (LS-8), Greifswald, Germany, 1998, p.396.
- Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян, С.Р.Арзуманян. Изв. НАН Армении, Физика, 33, 267 (1998); cond-mat/0001322; 37, 327 (2002).
- 23. Э.М. Лазиев, Г.С. Оксузян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 6, 467 (1971).
- 24. В.Л. Гинзбург. ДАН СССР, 56, 253 (1947).
- 25. M. Danos, S. Geshwind, H. Lashinsky, A. van Trier. Phys. Rev., 92, 828 (1953).
- 26. Л.Г. Ломизе, Радиотехника и электроника, №5, 707 (1960).
- 27. Л.Г. Ломизе. ЖТФ, 31, 301 (1961).
- 28. Г.А. Аскарян, ЖЭТФ, 41, 616 (1961); 48, 988 (1965).
- 29. D. Saltsberg, P. Gorham, D. Walz, et al., hep-ex/0011001.
- E.D. Gazazyan, S.S. Elbakyan, K.A. Ispiryan, A.D. Ter-Pogosyan. Transition radiation formation zone in waveguide. Proc. of EPAC-2002, Paris, France, 3-7 June 2002, pp. 978-980.
- Дж.Саусворт, Принципы и применения волновой передачи. М., изд. Советское Радио, 1955.
- 32. Е.М. Воронкова, Б.Н. Гречушников, Г.И. Дистлер, И.П. Петров. Оптические материалы для инфракрасной техники. М., Наука, 1965.
- Справочник по специальным функциям, под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М., Наука, 1979.
- М.Л.Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН Арм.ССР, 1969.
- 35. H.C.Lihn, P.Kung, C.Settakorn, H.Wiedemann. Phys. Rev. Lett., 76, 4163 (1996).
- 36. C.Settakorn, M.Hernandez, H.Wiedemann. SLAC-PUB-7587, August, 1997.
- C.Settakorn, M.Hernandez, K.Woods, H.Wiedemann. SLAC-PUB-7812, May 1998; SLAC-PUB-7813, May 1998.
- 38. J.H.Eberly, N.B.Narozhny, J.J.Sanches-Mondragon. Phys. Rev. Lett., 44, 1323 (1980).

39. N.B.Narozhny, J.J.Sanches-Mondragon, J.H.Eberly. Phys. Rev. A, 23, 236 (1981). 40. G.Rempe, H.Walter, N.Klein. Phys. Rev. Lett., 58, 353 (1987).

41. V.Bužek, H.Moya-Cessa, P.L.Knight, S.J.Phoenix. Phys. Rev. A, 45, 8190 (1992).

42. А.Ж. Мурадян, В.А.Погосян. Изв. НАН Армении, Физика, 38, 139 (2003).

ԼԻՑՔԵՐԻ ՇՂԹԱՅԻ ՔՎԱՉԻԿՈՀԵՐԵՆՏ ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԱԼԻՔԱՏԱՐՈՒՄ

L.C. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Հ.Ֆ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Ա.Ա. ՍԱՀԱՐՅԱՆ, Խ.Վ. ՔՈԹԱՆՋՅԱՆ, Ս.Ռ. ԱՐՋՈՒՄԱՆՅԱՆ, Մ.L. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Հետազոտված է թափանցիկ և թույլ դիսպերսիա ունեցող դիէլեկտրիկով լցված ու շրջանաձև հատույթով ալիքատարի առանցքով շարժվող, հավասարահեռ լիցքերի շղթայի չերենկովյան ճաոագայթումը։ Հիմնավորված է քվազիկոհերենտ, հաճախությունների նեղ (քվազիմոնոքրոմատիկ) կամ լայն տիրույթով ճառագայթման առաջացման հնարավորությունը։ Տրված է երևույթի ակնաոու բացատրությունը։

QUASI-COHERENT CHERENKOV RADIATION FROM A CHAIN OF CHARGES IN WAVEGUIDE

L.SH. GRIGORYAN, H.F. KHACHATRYAN, A.A. SAHARIAN, KH.V. KOTANJYAN, S.R. ARZUMANYAN, M.L. GRIGORYAN

The Cherenkov radiation from a chain of equidistant charges moving along the axis of circular-section waveguide filled with transparent and nondispersive dielectric is studied. The possibility of creation of quasi-coherent radiation, that may be emitted in a narrow (quasi-monochromatic radiation) or wide frequency band is substantiated. A simple explanation of the phenomenon is given.