УДК 533.9

ИЗЛУЧЕНИЕ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ В ПЕРИОДИЧЕСКОМ ПОТЕНЦИАЛЕ (КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ)

В.А. Буц
Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина
E-mail: vbuts@kipt.kharkov.ua

Изложены результаты квантовой теории излучения заряженных частиц, которые движутся в пространственно-периодическом потенциале и во внешнем электромагнитном поле. Найдены условия возбуждения излучения, частота которого значительно превосходит частоту внешней электромагнитной волны. Показано, что эффективность такого излучения близка к эффективности черенковского излучения. Максимум спектра излучения приходится на частоты, соответствующие высоким номерам гармоник внешней волны. Обнаружены условия подавления спектральной плотности черенковского излучения. Полученные результаты могут быть использованы для создания интенсивных, компактных, коротковолновых (до рентгеновских) ЛСЭ.

ВВЕДЕНИЕ

С получением когерентного коротковолнового (ультрафиолетового и рентгеновского) излучения связывают успехи огромного числа как научных направлений, так и прикладных. Большие научные усилия (и большие финансовые затраты) направлены для создания источника такого излучения. В апреле 2009 года в Калифорнии был запущен первый, и единственный в мире, лазер на свободных электронах (ЛСЭ), излучающий когерентное излучение на длине волны $1.5\cdot10^{-8}$ см (смотри, например, [1]). Этот ЛСЭ был построен на основе уникального ускорителя SLAC. Нужно сказать, что несколькими годами ранее в Гамбурге был запущен аналогичный ЛСЭ, который генерировал излучение с длиной волны порядка $65\cdot10^{-8}$ см. Имеются большие планы для постройки аналогичных ЛСЭ в Японии (Spring-8 Compact SASE Source). Продолжаются работы в этом направлении и в Европе. К 2014 году предполагается запустить европейский XFEL. Все эти установки являются уникальными. Достаточно сказать, что основными элементами этих установок являются уникальные ускорители. Например, ускоритель в Калифорнии, на основе которого построен ЛСЭ, формирует электронные пучки с энергией 14 ГэВ. Длина вигглера такого ЛСЭ составляет 130 метров. Причем, точность установки и изготовления всех элементов этого вигглера составляет 5 микрон. Необходимость таких уникальных устройств для возбуждения когерентного ультрафиолетового и рентгеновского излучения обусловлена тем фактом, что механизм излучения является принципиально релятивистским. Для его реализации необходимы плотные потоки релятивистских частиц. Чем выше энергия этих частиц, тем более коротковолновое излучение можно получить.

В наших предыдущих работах [2-6] было показано, что спектр излучения нерелятивистских заряженных частиц может быть таким же, как у релятивистских. Необходимым условием такого качественного изменения спектра нерелятивистских частиц является наличие периодической неоднородности среды или потенциала. Важно отметить, что степень неоднородности при этом может быть исчезающе малой. Были исследованы механизмы излучения высоких номеров гармоник нерелятивистскими осцилляторами в средах с периодической диэлектрической проницаемостью. Были найдены условия, при которых спектр излучения нерелятивистских осцилляторов практически совпадал со спектром релятивистских осцилляторов. Был выяснен физический механизм излучения высоких номеров гармоник. Оказалось, что такое излучение обусловлено связью заряженных частиц с медленными виртуальными волнами. Дело в том, что структура электромагнитных волн, которые распространяются в среде, имеющей слабую периодическую неоднородность, содержит в своем составе пространственные гармоники (виртуальные волны). Причем, фазовые скорости таких виртуальных волн могут быть как значительно большими, так и значительно меньшими, чем фазовая скорость волн, распространяющихся в однородной среде. Все пространственные гармоники (виртуальные волны) связаны друг с другом. Поэтому возбуждение любой из этих волн автоматически приводит к возбуждению остальных. При этом даже нерелятивистские заряженные частицы и осцилляторы могут иметь скорость, которая близка к скорости одной из медленных виртуальных волн. Именно эта связь и приводит к эффективному излучению высоких номеров гармоник осцилляторами. Причем, спектр нерелятивистских осцилляторов напоминает спектр излучения релятивистских осцилляторов в вакууме − максимум этого спектра приходится на высокие номера гармоник.

Кроме теоретических исследований нами были предприняты некоторые усилия по проверке основных положений теории [6]. Полученные экспериментальные данные качественно хорошо согласуются с теоретическими результатами. Все эти теоретические и экспериментальные результаты указывают на то, что для возбуждения коротковолнового (ультрафиолетового и рентгеновского) излучения могут быть использованы нерелятивистские частицы. Необходимым условием при этом является достаточная для излучения высокоэнергетичных квантов энергия частиц. Она не высока. Так для излучения

PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY. 2010. № 2.
Series: Nuclear Physics Investigations (53), p.130-134.

квантов с длиной волны 10^{-8} см необходимая энергия частиц составляет всего 10 кэВ. При этом могут быть использованы кристаллы. Причем, кристаллическая решетка кристаллов может быть использована в качестве ондулятора (вигглера), а свободные электроны кристалла при воздействии на них, например, лазерного излучения, могут быть эффективными эмиттерами ультрафиолетового и рентгеновского излучения. Следует заметить, что период такого ондулятора минимальный из тех, который может реально существовать, а плотность потенциальных эмиттеров также является максимальной из реально возможных. В наших предыдущих работах, в основном, рассматривался вопрос об излучении частиц в периодически-неоднородных диэлектрических средах и, в основном, была построена классическая теория такого излучения. Вопрос об излучении в периодических потенциалах был только поднят. Детальная теория такого излучения не была построена. Кроме того, вопрос о квантовой теории был только затронут. В работе изложены результаты квантовой теории излучения нерелятивистских осцилляторов в периодических потенциалах.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Ниже мы рассмотрим квантовую теорию излучения нерелятивистских частиц и осцилляторов в периодически-неоднородном потенциале. Исходным уравнением теории будет следующее уравнение Шредингера:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}+\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi-e\cdot U(\vec{r})-e\cdot U_1(x,t)=0\,. \qquad (1)$$

Ниже мы будем считать, что потенциал $U_1(x,t)$ в уравнении (1) имеет следующий вид:

$$U_1(x,t)=e\cdot\left(x/d\right)d\cdot\boldsymbol{\mathcal{E}}\cdot\cos(\omega_0\cdot t),\quad x<d,$$
$$U_1(x,t)=0,\quad x>d. \qquad (2)$$

где d – максимальное отклонение заряженной частицы в поле внешнего электрического поля.

Наличие такого потенциала можно объяснить наличием внешнего длинноволнового излучения, длина волны которого значительно превосходит все характерные размеры рассматриваемой задачи. Потенциал $U(\vec{r})$ имеет пространственную периодическую неоднородность:

$$U(\vec{r})=U_0+g\cdot\cos(\vec{\kappa}\cdot\vec{r})\,. \qquad 3)$$

При этом, как мы увидим ниже, в отсутствие периодической пространственной неоднородности уравнение (1) может быть решено точно без каких-либо ограничений на величину внешнего электрического поля.

Будем считать, что величина периодического в пространстве потенциала мала. Учет влияния этого потенциала мы ниже осуществим методом возмущения. Для этого, прежде всего, рассмотрим уравнение (1), в котором опустим этот потенциал. Для решения такого уравнения введем новую функцию $\varphi(\vec{r},t)$ с помощью подстановки.

$$\psi=\varphi\cdot x\cdot\exp\left[\frac{-i}{\hbar}\int_0^t\left[d\cdot e\cdot\boldsymbol{\mathcal{E}}\cdot\cos(\omega_0\cdot t)\right]dt\right]. \qquad (4)$$

Подставим (4) в (1). Используем тот факт, что длина волны де Бройля является самым малым пространственным параметром. Тогда, учитывая нормировку волновой функции, выражение для нее может быть представлено в виде:

$$\psi=\exp\left[-i\cdot\omega\cdot t+i\cdot\vec{k}\cdot\vec{r}\right]\cdot\sum_{n=-\infty}^{+\infty}J_n(\alpha)\cdot\exp\left(-i\cdot n\cdot\omega_0\cdot t\right), \quad (5)$$

где $\omega=E/\hbar$; $\alpha=\left(e\cdot d\cdot E\right)/\hbar\omega_0$.

Из выражения (5) видно, что временная динамика волновой функции качественно зависит от величины параметра α. Действительно, если этот параметр мал, то в выражении для волновой функции будут играть роль только несколько первых слагаемых в сумме (5), т.е. временная динамика волновой функции будет обусловлена только несколькими первыми гармониками внешнего поля. Если же параметр α велик, то все временные гармоники волновой функции будут играть существенную роль. Однако все они будут малы ($\sim 1/\sqrt{\alpha}$). Таким образом, структура спектра волновой функции, а также структура спектра излучения заряженной частицы будут существенно зависеть от величины параметра α. Представляет интерес оценить значение этого параметра. Пусть заряженная частица находится во внешнем электрическом поле с напряженностью равной $\boldsymbol{\mathcal{E}}\cdot\cos(\omega_0\cdot t)$. Тогда выражение для этого параметра приобретет вид: $\alpha=\left(e\cdot\boldsymbol{\mathcal{E}}\right)^2\Big/\left(\hbar\cdot m\cdot\omega_0^3\right)$. Отсюда видно, что характер спектра излучения заряженной частицы в поле лазерного излучения и в СВЧ-поле будет совершенно различным. Действительно, для поля лазерного излучения ($\omega_0\sim 10^{14}$) этот параметр мал ($\alpha\sim 10^{-12}\cdot\left(\boldsymbol{\mathcal{E}}\left(v/cm\right)\right)^2$ даже для достаточно больших напряженностей полей. Для СВЧ-излучения ($\omega_0\sim 10^{10}$), наоборот, этот параметр может быть очень велик.

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКОГО В ПРОСТРАНСТВЕ ПОТЕНЦИАЛА

Учтем теперь наличие слабого периодического в пространстве потенциала. Используя теорию возмущения, легко найти следующее выражение для волновой функции, которая будет решением уравнения Шредингера (1) как при наличии периодического во времени, так и периодического в пространстве потенциалов:

$$\psi=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\psi_n\cdot\exp\left[i\cdot\vec{k}_n\cdot\vec{r}-i\cdot\omega\cdot t-\frac{i}{\hbar}\int_0^t V\cdot\cos(\omega_0\cdot t)\right], \quad (6)$$

где $V=e\cdot d\cdot\boldsymbol{\mathcal{E}}$; $\vec{k}_n=\vec{k}_0+n\cdot\vec{\kappa}$; $\psi_n\sim\psi_0\cdot g^n$.

Ниже мы используем формулу (6) для нахождения мощности излучения. Для этого выпишем выражение для оператора взаимодействия заряженной частицы с электромагнитным полем:

$$\hat{H}_1=-\frac{e}{m}\sqrt{\frac{2\pi\cdot\hbar}{L^3\omega_\lambda n^2}}\cdot\hat{p}\cdot\sum_\lambda\hat{a}_\lambda^+\cdot\vec{e}_\lambda\cdot\exp\left(-i\cdot\vec{k}_\lambda\cdot\vec{r}\right). \quad (7)$$

Матричный элемент взаимодействия заряженной частицы с электромагнитными волнами будет иметь вид:

$$H_{\nu\mu}=\left[-\frac{e}{m}\sqrt{\frac{2\pi\cdot\hbar}{L^{3}\omega_{\lambda}n^{2}}}\right]\int\left[\psi^{*}_{N+1}\left(\sum_{n}\exp(-i\cdot\vec{k}_{n\nu}\cdot\vec{r})\cdot\psi^{*}_{n\nu}\right)\right]\cdot$$
$$\left[\sum_{\lambda}\hat{a}^{+}_{\lambda}\cdot\vec{e}_{\lambda}\cdot\exp(-i\cdot\vec{k}_{\lambda}\cdot\vec{r})\cdot\hat{p}\right]\cdot \qquad (8)$$
$$\cdot\left[\psi_{N}\cdot\left(\sum_{n}\exp(i\cdot\vec{k}_{n\mu}\cdot\vec{r})\cdot\psi_{n\mu}\right)\right]\cdot d\vec{r}$$

При записи выражения (8) мы учли, что переходы происходят между уровнями μ (верхний уровень) и уровнем ν (нижний уровень).

Для удобства в дальнейшем желательно определиться с характерными пространственными масштабами. Мы будем считать их таковыми: $L>>d>>\lambda>>2\pi/|\vec{\kappa}|>>\lambda_{DB}$. Здесь L – длина волны внешней электромагнитной волны; d – величина смещения заряженной частицы в поле внешней волны; λ – длина волны спонтанного излучения; $2\pi/|\vec{\kappa}|$ – период пространственной периодической неоднородности потенциала; $\lambda_{DB}=\hbar/mV$ – длина волны де Бройля. Ниже, для упрощения некоторых выражений, мы будем пользоваться этими соотношениями.

Формулы (6-8) могут быть использованы для вычисления мощности излучения во всех интересующих нас случаях. Однако общий случай, когда у нас имеется как периодическая во времени, так и периодическая в пространстве неоднородность потенциала, приводит к громоздким формулам для мощности излучения, которые трудно анализировать. Поэтому ниже мы рассмотрим наиболее интересные, с нашей точки зрения, частные случаи.

ИЗЛУЧЕНИЕ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Прежде всего, рассмотрим излучение заряженных частиц в отсутствие пространственной периодической неоднородности ($g=0$). В этом случае заряженные частицы движутся во внешнем периодическом во времени поле. При этом можно ожидать появления черенковского излучения и излучения осцилляторов. Рассмотрим случай, когда параметр α мал (т.е. частицы движутся в поле высокочастотной волны, например, в поле лазерного излучения). Выражение для мощности излучения можно представить в следующем виде:

$$\frac{dW}{dt}=\int_{0}^{\pi}d\theta\int\omega\cdot d\omega\cdot\frac{e^{2}\hbar^{2}\cdot n}{m^{2}c^{3}}k^{2}_{\mu0}\left(\sin\theta\right)^{3}\cdot\delta\left(1-\frac{V\cdot n}{c}\cos\theta\right), \qquad (9)$$

где θ – угол между вектором скорости и волновым вектором излученной волны; $n=\sqrt{\varepsilon}$ – коэффициент преломления.

Учитывая, что $\left(\hbar\cdot k_{\mu0}\right)^{2}=\left(m\cdot V\right)^{2}$, формулу (9) можно преобразовать к хорошо известному выражению для мощности черенковского излучения:

$$\frac{dW}{dt}=\int\omega\cdot d\omega\frac{e^{2}V}{c^{2}}\left(1-\frac{c^{2}}{V^{2}\cdot n^{2}}\right)\cdot J^{2}_{0}(\alpha)\ . \qquad (10)$$

Формула (10) отличается от известного выражения для черенковского излучения только множителем $J^{2}_{0}(\alpha)$. Этот множитель обусловлен тем фактом, что заряженная частица представляет собой осциллятор. Наличие этих осцилляций приводит к некоторому уменьшению мощности черенковского излучения: $J_{0}(\alpha)\sim 1-\left(\alpha/2\right)^{2}$, при $\alpha<<1$.

Если условия черенковского излучения не выполняются, то движущиеся нерелятивистские осцилляторы при малых значениях параметра α будут излучать на частоте внешнего периодического поля (на частоте ω_{0}). Выражение для мощности излучения при этом можно представить в виде:

$$\frac{dW}{dt}=\int_{0}^{\pi}d\theta\int\omega\cdot d\omega\cdot\frac{e^{2}\hbar^{2}\cdot n}{m^{2}c^{3}}k^{2}_{\mu0}\left(\sin\theta\right)^{3}\times$$
$$\times\delta\left(1-\frac{\omega_{0}}{\omega}\right)\cdot J_{1}(\alpha)\approx\frac{2\cdot\omega_{0}^{2}\cdot e^{2}}{3\cdot c}\left(\alpha\cdot\beta^{2}\right), \qquad (11)$$

Из выражения (11) следует, что диаграмма направленности излучения таких осцилляторов соответствует дипольному излучению, а мощность излучения примерно в $\alpha\cdot\beta$ раз меньше черенковского излучения.

Выше мы обращали внимание, что наличие осцилляций у заряженных частиц ослабляет черенковское излучение. Такое ослабление происходило при малых значениях параметра α. Еще более сильное подавление спектральной мощности черенковского излучения происходит в случае, если параметр α не мал, а велик. Действительно, в этом случае спектр излучения будет очень широк, однако все спектральные компоненты будут малы. Этот вывод следует из выражения для волновой функции (5). Действительно, при больших значениях этого параметра, значения функций Бесселя становятся малыми ($J_{n}(\alpha)\sim 1/\sqrt{\alpha}$).

ИЗЛУЧЕНИЕ В ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ ПОТЕНЦИАЛЕ

Рассмотрим теперь другой предельный случай, когда временная зависимость потенциалов отсутствует ($\mathcal{E}=0$). Выражение для плотности вероятности излучения в этом случае можно представить в виде:

$$w=\frac{2\pi}{\hbar}\left|H_{\mu\nu}\right|^{2}\cdot\rho(\omega)\cdot\delta(1-\frac{\Delta E}{\hbar\cdot\omega})\ , \qquad (12)$$

а для мощности излучения можно получить следующее выражение:

$$\frac{dW}{dt}=\left(g_{eff}\right)^{2}\cdot\frac{(e\cdot\omega\cdot V)^{2}\cdot n}{4c^{3}}\int_{0}^{\pi}\sin^{3}\theta\cdot d\theta\ , \qquad (13)$$

где $g_{eff}=eg/E_{0}$, E_{0} – энергия частицы до излучения.

В выписанной простой формуле для мощности излучения мы предполагали, что вектор скорости частиц направлен параллельно вектору обратной решетки периодической неоднородности ($\vec{V} \parallel \vec{\kappa}$). Такой выбор обусловлен тем фактом, что при этом может быть возбуждено самое высокочастотное излучение, а также тем, что в этих условиях мощность излучения максимальна. Из формулы (13) следует, что диаграмма направленности излучения соответствует дипольному излучению.

Представляет интерес сравнить эффективность рассмотренного излучения с эффективностью известного излучения, например, черенковского. Отношение мощности излучения гармоник к мощности черенковского излучения можно оценить следующей формулой:

$$\frac{\left(dW/dt\right)_{Harm}}{\left(dW/dt\right)_{Cher}} \approx \left(g_{eff}\right)^2 \cdot \beta . \qquad (14)$$

При получении (14) мы мощность черенковского излучения оценивали формулой: $\left(dW/dt\right)_{Cher} \sim (e^2 \cdot \omega^2 \cdot V)/c^2$. Из формулы (14) видно, что, в общем случае, эффективность черенковского излучения выше, так как оба множителя в правой части меньше единицы.

ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ

При получении формул для мощности излучения мы пользовались законами пространственного и временного синхронизма (законы сохранения энергии и импульса при излучении):

$$\Delta E = E_{li} - E_{mf} = \hbar \cdot \omega_\lambda .$$

$$\Delta \vec{p} = \hbar\left(\vec{k}_{ni} - \vec{k}_{jf}\right) = \hbar \cdot \vec{k}_\lambda . \qquad (15)$$

В формуле (15) индексом λ обозначены частота и волновой вектор излученного кванта. Первые индексы в выражениях для энергии определяют номер квазиэнергии, а первые индексы в выражениях для начального и конечного импульсов определяют номер виртуальных волн. В нашем случае эти индексы могут приобретать только значение $0;\pm 1$ ($n; j = 0;\pm 1$). Будем рассматривать только те случаи, когда в процессе излучения может участвовать только одна из виртуальных волн, а также учтем, что переходы могут происходить только между энергетическими уровнями, содержащими только один квазиэнергетический уровень. Все остальные возможности дают значительно меньшую мощность излучения, и мы их рассматривать не будем. В этих предположениях законы сохранения энергии и импульса приобретут следующий вид:

$$\Delta E_0 = E_{0i} - E_{0f} = \hbar\left(\omega_\lambda - s \cdot \omega_0\right) .$$

$$\Delta \vec{p}_0 = \hbar\left(\vec{k}_{0i} - \vec{k}_{0f}\right) = \hbar \cdot (\vec{k}_\lambda + \vec{\kappa}) . \qquad (16)$$

Здесь нулевые индексы для энергий и для импульсов указывают на значения энергий и импульсов невозмущенных периодическими потенциалами ($E_{li} = E_{0i} + \hbar \cdot l \cdot \omega_0$), $s = l - m$. Если энергия излученного кванта будет существенно меньше энергии частицы, то из формул (16) найдем следующее выражение для частоты излученного кванта:

$$\omega_\lambda = \left(s \cdot \omega_0 + \vec{\kappa} \cdot \vec{V}\right) / \left(1 - \beta \cdot \cos\theta\right) , \qquad (17)$$

где - $\beta = V/c$, θ – угол между волновым вектором излученной волны и вектором скорости частицы. Формулу (17) можно переписать в виде:

$$\omega_\lambda = s \cdot \omega_0 / \left(1 - \beta_v \cdot \cos\varphi\right) , \qquad (18)$$

где $\beta_v = \left(\vec{V}\vec{\kappa}\right)/\omega_\lambda$, φ – угол между волновым вектором обратной решетки периодической неоднородности потенциала и вектором скорости.

Формула (18) совпадает с выражением для частоты излученного кванта, приведенным в работе [2]. Однако надо помнить о природе появления вектора $\vec{\kappa}$. Если в периодически-неоднородном диэлектрике он появился в результате особенностей структуры поля, то в нашем случае его появление обусловлено структурой волновой функции в периодическом потенциале. Кроме того, если в диэлектрике этот вектор формировал медленную виртуальную волну, то в данном случае он формирует быструю.

Для частицы, которая движется в пространственно периодически-неоднородном потенциале без влияния внешнего высокочастотного поля, длину волны излученного кванта можно определить формулой:

$$\lambda = 2\pi / \left|\vec{\kappa}\right| \beta \cos\varphi . \qquad (19)$$

Эта формула для длины излучения также совпадает с той, которая приведена, например, в работе [2] для излучения заряженных частиц, двигающихся в периодически-неоднородной среде. Таким образом, спектры излучения заряженных частиц в периодически-неоднородной среде (с периодически-неоднородной диэлектрической проницаемостью) и спектры излучения в периодически-неоднородном потенциале с совпадающими периодами неоднородности идентичны.

В общем случае, нас интересует излучение заряженных частиц в потенциале, в котором имеется периодическая неоднородность как во времени, так и в пространстве. Из формул (5), (9) легко, однако, увидеть, что учет влияния периодической неоднородности во времени будет влиять только на законы сохранения (учет квазиэнергий), а также в выражении для мощности излучения (13) появятся множители, пропорциональные произведению функций Бесселя. Во всем остальном процесс излучения в этом случае будет аналогичен случаю излучения при наличии только пространственной неоднородности.

Таким образом, ключевой задачей для излучения частот, которые значительно превосходят собственную частоту осциллятора, является задача об излучении в пространственно-неоднородном потенциале. Этот вывод, конечно, справедлив только при наличии сформулированной выше иерархии пространственных размеров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Главным результатом построенной теории является доказательство факта достаточно высокой эффективности излучения нерелятивистских частиц на частотах, которые соответствуют высоким номерам гармоник, т.е. максимум спектра излучения может соответствовать частотам, которые значительно превосходят собственные частоты осцилляторов. Причем, эти максимумы совпадают с максимумами спектра излучения осцилляторов, которые движутся в диэлектрике с пространственно-периодической неоднородностью (периоды неоднородности потенциала и диэлектрика должны совпадать). Особый интерес представляет излучение заряженных частиц, колеблющихся в кристаллах. Отметим, что причиной высокой эффективности является взаимодействие «быстрой» компоненты волновой функции с электромагнитными волнами. Поэтому рассматриваемый механизм является квантовым эффектом.

Полученные выше результаты указывают на потенциальную возможность создания достаточно простых и компактных источников ультрафиолетового и рентгеновского излучения, физическим механизмом работы которых является излучение нерелятивистских заряженных частиц. К аналогичным же выводам приводят и результаты предварительных экспериментальных исследований [2,6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Brien McNeil. First Light From Hard X-ray Laser // *Nature Photonics.* 2009, v.3, p.375-377.
2. В.А Буц, А.М. Егоров. Лазеры на нерелятивистских электронах // *Успехи современной радиоэлектроники.* 2006, № 7, с.3-17.
3. V.A. Buts. Excitation of the harmonics by the oscillators flux in periodically heterogeneous medium // *Proc.* "*Intense Microwave Pulses*". San Diego, California. 1997, v.31158, p.202-208.
4. В.А Буц. «Длинноволновое» излучение заряженных частиц в средах с периодической неоднородностью // *Радиотехника.* 1997, №9, с.9-12.
5. В.А Буц. Коротковолновое излучение нерелятивистских заряженных частиц // *ЖТФ.* 1999, №69, в.5. с.132-134.
6. А.Н. Антонов, В.А. Буц, О.Ф. Ковпик, Е.А. Корнилов, В.Г. Свиченский. Возбуждение высоких номеров гармоник нерелятивистскими осцилляторами // *Электромагнитные волны и электронные системы.* 2005, т.10, №4, с.39-44.
7. И.С. Градштейн, И.М. Рыжик. *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений.* М.:«Наука», 1971.

Статья поступила в редакцию 07.09.2009 г.

RADIATION OF NONRELATIVISTIC OSCILLATORS IN PERIODIC POTENTIALS (QUANTUM THEORY)

V.A. Buts

The results of the quantum theory of radiation of the charged particles, which are moving in spatial - periodic potential and in an external electromagnetic field are stated. The conditions of excitation of radiation, which frequency considerably surpasses frequency of an external electromagnetic wave are found. It is shown, that the efficiency of such radiation is close to efficiency of Cherenkov radiation. The maximum in a spectrum of this radiation is near to high numbers of harmonics of an external wave. The conditions of suppression of spectral density of Cherenkov radiation are found too. The gotten results can be used for creation intensive, compact, short-wave (up to x-ray) FEL.

ВИПРОМІНЮВАННЯ НЕРЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ОСЦИЛЯТОРІВ В ПЕРІОДИЧНОМУ ПОТЕНЦІАЛІ (КВАНТОВА ТЕОРІЯ)

В.О. Буц

Викладено результати квантової теорії випромінювання заряджених часток, які рухаються в просторово-періодичному потенціалі та в зовнішньому електромагнітному полі. Знайдені умови збудження випромінювання, частота якого значно перевищує частоту зовнішньої електромагнітної хвилі. Показано, що ефективність такого випромінювання близька до ефективності черенковського випромінювання. Максимум спектру такого випромінювання приходиться на частоти, які відповідають високим номерам гармонік зовнішньої хвилі. Знайдено умови подавлення спектральної щільності черенковського випромінювання. Одержані результати можуть бути використані для створення інтенсивних, компактних, короткохвильових (до рентгенівських) ЛВЕ.