ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVI, № 9 *РАДИОФИЗИКА* *1983*

УДК 621.382.6

СПЕКТРАЛЬНО-КВАНТОВЫЙ ПОДХОД К ИНДУЦИРОВАННОМУ ЧЕРЕНКОВСКОМУ И ПЕРЕХОДНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ЭЛЕКТРОНОВ

Э. Б. Абубакиров, М. И. Петелин

Квантовым методом, в борновском квазиклассическом приближении, рассчитан энергообмен между прямолинейными электронными пучками и локализованными в пространстве монохроматическими электромагнитными полями. Полученные формулы согласуются с используемыми в классической линейной теории.

Известно [1–6], что отклик периодического электронного пучка на воздействие высокочастотного поля $E = \mathrm{Re}\{E^{\omega}(\boldsymbol{r})e^{i\omega t}\}$ связан с присутствием в фурье-разложении этого поля

$$E^{\omega} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} E_k(x,\ y)e^{-ikz}dk \qquad (1)$$

резонансных компонент, удовлетворяющих условиям Доплера

$$\omega - kv = n\omega_0, \quad n = (0,\ \pm 1,\ \pm 2, ...). \qquad (2)$$

Здесь ω_0 — частота колебаний электронов, $\boldsymbol{v} = v\boldsymbol{z}_0$ — поступательная (средняя за период колебаний) скорость электронов.

В качестве одного из простейших примеров может служить воздействие высокочастотного поля на стационарный пучок электронов, совершающих равномерное прямолинейное движение. Если продольное движение электронов является свободным, как это имеет место в СВЧ приборах типа «0» (рис. 1а), то среднее по ансамблю приращение энергии электрона составляет [2–6]:

$$\overline{\Delta\mathscr{E}} = -\frac{\pi^2 e^2\omega}{mv^3}\frac{d}{dk}|E_k|^2_{k=\omega/v}{}^{*}. \qquad (3)$$

Эту формулу можно, в частности, связать с предельным — при электронной плотности N, стремящейся к нулю, — значением мощности, расходуемой «внешним» высокочастотным полем E^{ω} на возбуждение в пучке быстрой и медленной волн пространственного заряда: $Nv\overline{\Delta\mathscr{E}} = P_+ + P_-$, где $P_{\pm} = \pm(\pi\omega_0\omega/8v)|E_k|^2_{k=k_{\pm}}$, $k_{\pm} = (\omega \mp \omega_0)/v$, $\omega_0^2 = 4\pi e^2 N/m$. Если же пучок направляется скрещенными электрическим и магнитным однородными статическими полями, как это имеет место в СВЧ приборах магнетронного типа (рис. 2а), а спектр (1) высокочастотного поля сосредоточен вблизи $k = \omega/v$ на интервале

---

* Здесь, согласно [3], при произвольных, в частности релятивистских, скоростях электронов масса покоя m заменяется продольной массой $m_{\parallel} = m\gamma^3$, где $\gamma = (1-v^2/c^2)^{-1/2}$.

$$\Delta k \ll \omega_H / v^*$$ (4)

(тем самым исключается взаимодействие на циклотронном резонансе $\omega - kv_{\parallel} = \pm\omega_H$; ω_H — циклотронная частота), то среднее приращение энергии электрона составляет

$$\overline{\Delta \mathscr{E}} = \frac{2\pi^2 e^2 \omega}{m v^2 \omega_H} \operatorname{Im} \left(E_{kx} E^*_{kz}\right)_{k=\omega/v}. \quad (5)$$

Это выражение легко получить преобразованием формулы $\Delta\mathscr{E} = (1/2) \times \times \operatorname{Re} \int\limits_{-\infty}^{\infty} (i\omega r^{\omega}, (eE^{\omega^*}) \, dz/v$ [7], определив высокочастотное смещение электронов $r^{(\cdot)} = \operatorname{Re}\{r^{\omega}(z) e^{i\omega t}\}$ из уравнения движения $dr^{(1)}/dt = c[EH_0]/H_0^2$.

В (3) и (5) связь $k = \omega/v$, представляющая собой частный случай ($n = 0$) доплеровского соотношения (2), есть условие черенковского синхронизма, а сами формулы (3) и (5) применимы к высокочастотным электронным генераторам и усилителям, основанным на индуцированном черенковском излучении, а также на примыкающих к нему переходном излучении, излучении Смита—Парсела и т. п.

Формулы (3) и (5), в той или иной форме давно используемые классической теорией ,могут быть, естественно, получены и квантовым методом. В обзоре [5] приведена квантовая интерпретация формулы (3), однако ее последовательный квантовый вывод отсутствует. В [8] формула (3) выведена из квантовой теории лишь для одной частной структуры высокочастотного поля. Что же касается формулы (5), то квантовым методом она, по-видимому, пока не выводилась. Восполнение указанных пробелов и составляет цель данной статьи.

Исходные уравнения. Считая энергию электрона нерелятивистской, будем описывать его состояние уравнением Шредингера

$$i\hbar (\partial\Psi/\partial t) = \hat{H}\Psi, \quad (6)$$

где гамильтониан представляет собой сумму членов

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + V, \quad (7)$$

первый из которых, $\hat{H}_0$, определяется статистическим полем, а второй,

$$V = \operatorname{Re}\{V^{\omega}(r) e^{i\omega t}\}, \quad (8)$$

описывает воздействие на электрон со стороны переменного поля.

Высокочастотное поле будем считать локализованным в ограниченной области пространства. За пределами этой области волновая функция удовлетворяет уравнению

$$i\hbar (\partial\Psi/\partial t) = \hat{H}_0 \Psi \quad (9)$$

и, поскольку $\partial\hat{H}_0/\partial t = 0$, может быть представлена в виде суперпозиции функций вида

$$\Psi = \psi(r) \exp\left[-(i/\hbar)\mathscr{E} t\right].$$

Кроме того, поскольку статическое поле предполагается не зависящим от продольной координаты $\partial\hat{H}_0/\partial z = 0$, то функция $\psi(r)$. в свою очередь, может быть представлена в виде суперпозиции функций вида

$$\psi(r) = \chi(x, y) \exp\left[(i/\hbar) p_z z\right].$$

* Для этого протяженность области локализации высокочастотного поля должна удовлетворять условию $L \gg 2\pi v/\omega_H$.

Итак, за пределами области локализации высокочастотного поля функция Ψ представляет собой суперпозицию плоских (но, вообще говоря, поперечно-неоднородных) волн.

Предположим, что из области $z=-\infty$ приходит волна

$$\begin{gathered}\Psi_0=\psi_0(r)\exp\left[-(i/\hbar)\mathscr{E}_0 t\right],\\ \psi_0=\chi_0(x,\ y)\exp\left[(i/\hbar)p_0 z\right],\end{gathered} \tag{10}$$

где постоянные $\mathscr{E}_0$ и p_0 имеют смысл начальной энергии и начальной z-компоненты импульса электрона соответственно. Тогда формулы (6), (7) описывают рассеяние этой волны на объекте V, обладающем периодическими во времени параметрами. Полагая высокочастотное поле слабым, $|V\Psi|\ll|\hat{H}_0\Psi|$, воспользуемся методом возмущений (борновским приближением):

$$\Psi=\Psi_0+\Psi_1,\quad |\Psi_1|\ll|\Psi_0|. \tag{11}$$

Для Ψ_1 на основании (6), (7) получаем уравнение

$$i\hbar(\partial\Psi_1/\partial t)-\hat{H}_0\Psi_1=\hat{V}\Psi_0, \tag{12}$$

описывающее возбуждение волнового поля Ψ_1 заданным источником $V\Psi_0$. При $z\rightarrow\pm\infty$ решение уравнения (12) должно удовлетворять условию излучения.

Так как высокочастотный гамильтониан (8) можно записать в виде

$$V=1/2(V^{\omega}e^{i\omega t}+V^{\omega *}e^{-i\omega t}), \tag{13}$$

то и решение уравнения (12) представляет собой сумму

$$\Psi_1=\psi_+\exp\left[-(i/\hbar)\mathscr{E}_+t\right]+\psi_-\exp\left[(i/\hbar)\mathscr{E}_-t\right], \tag{14}$$

где

$$\mathscr{E}_\pm=\mathscr{E}_0\pm\hbar\omega, \tag{15}$$

а функции $\psi_\pm$ удовлетворяют уравнениям

$$(\mathscr{E}_\pm-\hat{H}_0)\psi_\pm=V^{\omega(\pm)}\Psi_0/2. \tag{16}$$

Здесь и в дальнейшем знаки (+) и (—) имеют следующий смысл: $w^{(-)}=w$, $w^{(+)}=w^*$. Нетрудно видеть, что уравнения (16) описывают процесс, в результате которого исходная волновая функция с энергией $\mathscr{E}_0$ преобразуется в функции с энергиями $\mathscr{E}_0+\hbar\omega$ и $\mathscr{E}_0-\hbar\omega$. Первый процесс, очевидно, представляет собой поглощение электроном фотона с энергией $\hbar\omega$, а второй есть не что иное, как индуцированное излучение фотона с той же энергией.

Воздействие высокочастотного поля на электроны, совершающие свободное движение. Электрону, движущемуся вдоль оси z в отсутствие каких бы то ни было статических полей, соответствует гамильтониан

$$\hat{H}_0=\hat{p}_z^2/2m, \tag{17}$$

где $\hat{p}_z=-i\hbar(\partial/\partial z)$ — оператор импульса. В этом случае Ψ_0 есть волна де-Бройля с амплитудой $\chi_0=(2\pi\hbar)^{-1/2}$ (определяемой из условия нормировки), а каждое из уравнений (16) сводится к уравнению линейного осциллятора, возбуждаемого заданной (непериодической) силой:

$$d^2\psi_\pm/dz^2+k_\pm^2\psi_\pm=F_\mp, \tag{18}$$

где

$$k_\pm = p_\pm/\hbar, \quad p_\pm = \sqrt{2m\mathscr{E}_\pm},$$

$$F_\pm = (m/\hbar^2)\, V^{\omega(\pm)}\, \psi_0. \tag{19}$$

Варьируя постоянные $C_{1\pm}$, $C_{2\pm}$ в общих решениях

$$\psi = C_{1\pm} \exp(-ik_\pm z) + C_{2\pm} \exp(ik_\pm z) \tag{20}$$

соответствующих однородных уравнений, сводим (18) к системе

$$\frac{dC_{1\pm}}{dz} = \frac{iF_\pm}{2k_\pm} \exp(ik_\pm z), \quad \frac{dC_{2\pm}}{dz} = -\frac{iF_\pm}{2k_\pm} \exp(-ik_\pm z),$$

откуда с учетом условий излучения $C_{1\pm}(\infty) = 0$, $C_{2\pm}(-\infty) = 0$ получаем

$$\begin{aligned} C_{1\pm}(-\infty) &= -\frac{i}{2k_\pm} \int\limits_{-\infty}^{\infty} F_\pm \exp(ik_\pm z)\, dz, \\ C_{2\pm}(\infty) &= -\frac{i}{2k_\pm} \int\limits_{-\infty}^{\infty} F_\pm \exp(-ik_\pm z)\, dz. \end{aligned} \tag{21}$$

Поскольку, вообще говоря, $C_{1\pm}(-\infty) \neq 0$, то существует вероятность отражения электрона от области локализации высокочастотного поля. Однако в квазиклассическом пределе, когда

$$\hbar\omega \ll \mathscr{E}_0, \tag{22}$$

этим эффектом можно пренебречь: так как в формулах (21) подынтегральные выражения содержат произведения $V^{\omega(\pm)}$ соответственно на быстро осциллирующую функцию $\exp\{i[(p_0/\hbar) + k_\pm]z\}$ и на медленно осциллирующую функцию $\exp\{i[(p_0/\hbar) - k_\pm]z\}$, то $|C_{1\pm}(-\infty)| \ll \ll |C_{2\pm}(\infty)|$.

Выразив высокочастотный гамильтониан через напряженность переменного электрического поля

$$V = -e \int\limits_{-\infty}^{z} E^\omega(z')\, dz', \tag{23}$$

для $C_{2\pm}(\infty)$ с учетом (1) имеем

$$\begin{aligned} C_{2\pm}(\infty) &= \pi e m \psi_0 \left(E^{(\pm)}_{\pm\Delta p_\pm/\hbar} / p_\pm \Delta p_\pm\right), \\ \Delta p_\pm &= p_\pm - p_0. \end{aligned} \tag{24}$$

В результате прохождения через область локализации высокочастотного поля электрон совершает переходы $\mathscr{E}_0 \to \mathscr{E}_0 \pm \hbar\omega$ с вероятностями

$$P_\pm = \frac{|\psi_\pm(\infty)|^2 (d\mathscr{E}_\pm/dp_\pm)}{|\psi_0|^2 (d\mathscr{E}_0/dp_0)} \approx \frac{\pi^2 e^2}{\hbar^2\omega^2} \left| E_{\pm\Delta p_\pm/\hbar} \right|^2. \tag{25}$$

Ожидаемое приращение энергии электрона

$$\Delta\mathscr{E} = \hbar\omega(P_+ - P_-) \approx \frac{\pi^2 e^2}{\hbar\omega} \left(\frac{d\,|E_k|^2}{dk}\right)_{k=\omega/v} \Delta k, \tag{26}$$

где

$$\Delta k = (p_+ - p_-)/\hbar - (p_0 - p_-)/\hbar = -\hbar\omega^2/mv^3, \tag{27}$$

совпадает с «классическим» выражением (3).

Воздействие высокочастотного поля на электроны, движущиеся в скрещенных полях. Электрону, помещенному в скрещенные однородные электрическое и магнитное статические поля, соответствует гамильтониан (ср. с [9], § 111)

$$\hat{H}_0 = \frac{1}{2m}\left(\hat{p}_z + \frac{eH_0}{c}x\right)^2 + \frac{\hat{p}_x^2}{2m} - eE_0 x, \tag{28}$$

и уравнение Шредингера (9) дает

$$\frac{d^2\chi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left[\mathscr{E} + A - \frac{m}{2}\omega_H^2(x - x_0)^2\right]\chi = 0, \tag{29}$$

где

$$A = mv^2/2 - p_z v, \quad x_0 = p_z\omega_H - |e|E_0/m\omega_H^2, \tag{30}$$

$\omega_H = |e|H_0/mc$, $v = cE_0/H_0$. (29) есть уравнение линейного осциллятора с собственными функциями и собственными значениями

$$\chi_n = b_n \exp(-\xi^2/2)H_n(\xi); \tag{31}$$

$$\mathscr{E} + A = (n + 1/2)\hbar\omega_H, \tag{32}$$

где $\xi = \sqrt{m\omega_H/\hbar}(x - x_0)$, $H_n(\xi)$ — полином Эрмита, b_n — коэффициент, определяемый условием нормировки $\int \chi_n^2 dx = 1/(2\pi\hbar)$.

Предположим, что исходное состояние электрона задано волной (10), где $\chi = \chi_n$ с некоторым вполне определенным индексом $n = n_0$. Условие квазиклассичности (22) позволяет пренебречь отражением электронов от области локализации высокочастотного поля, условие (4) позволяет считать, что под действием переменного поля может измениться лишь продольный импульс электрона, а осцилляторный индекс n остается неизменным (электрон не покидает исходного уровня Ландау), т. е. исходная волна ψ_0 может трансформироваться лишь в волны

$$\psi_\pm^{(0)} = \chi_{n0}(x - x_\pm)\exp[(i/\hbar)p_{z\pm}z]; \tag{33}$$

$$x_\pm = x_0(p_{z\pm}), \quad p_{z\pm} = p_0 \pm \hbar\omega/v. \tag{34}$$

Коэффициенты трансформации волн будем искать, решая уравнения (16) методом приближенного разделения переменных (аналогичным методу Хартри—Фока). Представив функции $\psi_\pm$ в виде

$$\psi_\pm = C_\pm\psi_\pm^{(0)}, \tag{35}$$

на основании (16) приходим к соотношениям

$$\frac{i\hbar}{m}\left(p_{z\pm} + \frac{eH_0}{c}x\right)\psi_\pm^{(0)}\frac{dC_\pm}{dz} = V^{\omega(\pm)}\frac{\psi_0}{2}, \tag{36}$$

правые и левые части которых зависят как от z, так и от x. Домножим (36) на $(\psi_\pm'^{(0)})^*$ и проинтегрируем по координате x. В левой части

$$\int\left(p_{z\pm} + \frac{eH_0}{c}x\right)|\psi_\pm^{(0)}|^2 dx = \frac{1}{2\pi\hbar}\left(p_{z\pm} + \frac{eH_0}{c}x_\pm\right) = \frac{mv}{2\pi\hbar}.$$

Интегрирование в правой части произведем, представив высокочастотный гамильтониан двумя членами ряда Тейлора

$$V^{\omega} = -e\int\limits_{-\infty}^{z} E_z^{\omega}(z')\,dz' - e(x - x_{00})E_x^{\omega}(z),. \tag{37}$$

где $x_{00} = x_0(p_{z0})$. Учитывая, что

$$\int (\psi_{\pm}^{(0)})^*(x - x_{00})\psi_0 dx = \frac{x_{\pm} - x_{00}}{2}\int (\psi_{\pm}^{(0)})^*\psi_0 dx,$$

$$\int (\psi_{\pm}^{(0)})^*\psi_0 dx = \frac{1}{2\pi\hbar}\exp[(i/\hbar)(p_{z0} - p_{z\pm})]\{1 + O[(x_{\pm} - x_{00})^2]\},$$

получаем

$$\frac{dC_+}{dz} = \frac{ie}{2\hbar v}\{e^{i\omega z/v}[1/2(x_{\pm} - x_{00})E_x^{\omega} + \int\limits_{-\infty}^{z} E_z^{\omega}dz']\}^{(\pm)}. \tag{38}$$

Отсюда с учетом (1)

$$C_{\pm}(\infty) = \frac{\pi e}{\hbar v}\left[-\frac{v}{\omega}F_{zk} + i/2(x_{\pm} - x_{00})F_{xk}\right]_{k=\omega/v}.$$

Поскольку в квазиклассическом приближении (22) отношение второго слагаемого к первому порядка $\hbar\omega/\mathscr{E}$, то

$$|C_{\pm}(\infty)|^2 \approx \frac{\pi^2 e^2}{\hbar^2\omega^2}\left[|E_{zk}|^2 + \frac{\omega}{v}(x_{\pm} - x_{00})\,\mathrm{Im}\,(E_{xk}E_{zk}^*)\right]_{k=\omega/v}.$$

Для ожидаемого приращения энергии имеем

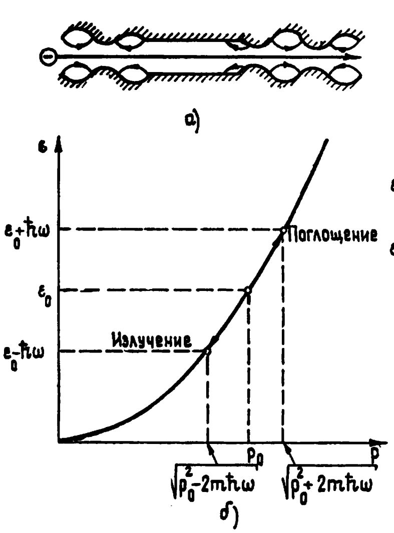
$$\Delta\mathscr{E} = \hbar\omega\{|C_+(\infty)|^2 - |C_-(\infty)|^2\} = \frac{\pi^2 e^2}{\hbar v}(x_+ - x_-)\,\mathrm{Im}\,(E_{xk}E_{zk}^*)_{k=\omega/v}. \tag{39}$$

Поскольку, согласно (34), $x_+ - x_- = 2\hbar\omega/mv\omega_H$, то (39) совпадает с (5).

Дискуссия. Качественное различие между формулой (5), куда входят черенковские фурье-компоненты высокочастотного поля, и формулой (3), куда входит производная от черенковской фурье-компоненты, с «классической» точки зрения обусловлено различием в характере группировки электронов [1, 3, 5]: в одном случае (скрещенные поля) группировка является силовой (на участках, где высокочастотное поле отсутствует, взаимное расположение электронов сохраняется неизменным), в другом случае группировка носит инерционный характер (на участках, где высокочастотное поле отсутствует, она продолжает развиваться).

Если проанализировать универсальную процедуру перехода квантовых соотношений к квазиклассическому пределу (см. [9], § 48), то обнаруживается [1, 3, 5], что состояния, между которыми осуществляются переходы электронов под действием высокочастотного поля, в случае силовой группировки электронов эквидистантны, а в случае инерционной группировки — неэквидистантны. Это подтверждается и рассмотренными здесь примерами.

Действительно, у свободно движущегося электрона (рис. 1а) связь между энергией и импульсом нелинейна (см. формулу (19) и рис. 1б). Поэтому противоположные индуцированные акты — поглощение и излучение кванта $\hbar\omega$ — сопряжены с разными по величине приращениями импульса электрона $|\Delta p_+| \neq |\Delta p_-|$ (рис. 1б). При этом, поскольку согласно закону сохранения импульса $\Delta p_{\pm} = \hbar k_{\pm}$, за индуцированное излучение и поглощение ответственны разные составляющие спектра высокочастотной силы, что и нашло отражение в формулах (24)—(27) и (3).



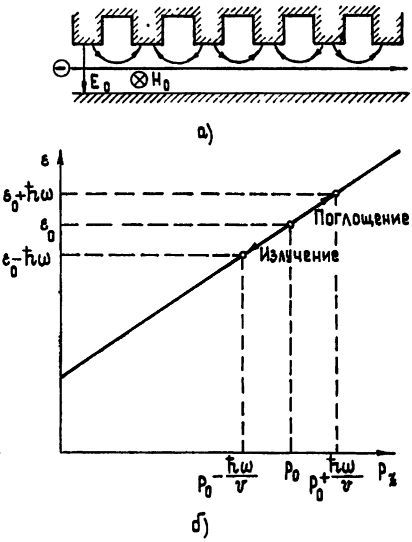


Рис. 1.

Рис. 2.

Рис. 1. Взаимодействие высокочастотного поля с электронами, совершающими свободное продольное движение: а) рабочее пространство СВЧ прибора типа «0», б) индуцированные переходы электронов на плоскости энергия—импульс.

Рис. 2. Взаимодействие высокочастотного поля с электронами, движущимися в скрещенных статических полях: а) рабочее пространство СВЧ прибора магнетронного типа, б) индуцированные переходы электронов на плоскости энергия — продольный импульс.

У электрона, помещенного в скрещенные однородные статические поля (рис. 2а), зависимость энергии от продольного импульса линейна, как видно из формул (32), (30) и рис. 2б (заметим, что они соответствуют классическому соотношению $d\mathscr{E}/dp_{\parallel} = v = cE_0/H_0$). Поэтому приращения продольного импульса, которые претерпевает электрон при излучении и поглощении кванта $\hbar\omega$, противоположны по знаку, но одинаковы по модулю $|\Delta p_+| = |\Delta p_-| = \hbar\omega/v$ (рис. 2б). В результате вероятности как поглощения, так и индуцированного излучения оказываются связанными со спектральными составляющими высокочастотного поля в одной и той же точке $k = |\Delta p_{\pm}| / \hbar$ — точке строгого черенковского синхронизма в соответствии с формулой (39). Соотношение этих вероятностей, согласно (39) и (5), определяется структурой высокочастотного поля в окрестности электронного пучка. А именно: как из классического, так и из квантового анализа формул (39) и (5) следует, что высокочастотное поле «всасывает» электроны в область своего возрастания по координате x. Если при таком смещении электроны движутся «против» электростатического поля, то их потенциальная энергия преобразуется в энергию высокочастотного поля — преобладает индуцированное излучение (не случайно, что в приборах магнетронного типа гофрируют не катод, а анод).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К.— Изв. вузов — Радиофизика, 1967, **10**, № 9—10, с. 1414.
2. Андронов А. А., Фабрикант А. Л. — В сб.: Нелинейные волны. — М.: Наука, 1979, с. 68.

3. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Ковалев Н. Ф. и др.— В сб.: Релятивистская высокочастотная электроника.— Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 249.
4. Leavitt R. P., Wortman D. E., Dropkin H.— IEEE J. Quantum Electronics, 1981, QE-17, № 8, p. 1333.
5. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И. Лекции по электронике СВЧ и радиофизике, 5-я зимняя школа-семинар.— Саратов: Гос. ун-т, 1981, кн. 1, с. 69.
6. Калмыкова С. С.— УФН, 1982, 137, вып. 4, с. 725.
7. Петелин М. И., Юлпатов В. К.— Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 2, с. 290.
8. Becker W., McIver J. K.— Phys. Rev. A, 1982, 25, № 2, p. 956.
9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика.— М.: Физматгиз, 1963.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
31 декабря 1982 г.

SPECTRAL-QUANTUM APPROACH TO STIMULATED TRANSITIONAL AND CERENKOV RADIATION OF ELECTRONS

E. B. Abubakirov, M. I. Petelin

A quasiclassical Born approximation method is used to describe interaction of rectilinear electron beams and monochromatic electromagnetic fields, lecalized in finite regions. Resulting formulae are proved to be in agreement with those used in the classical linear theory.

Аннотации депонированных статей

УДК 621.391.814:533.9

О КОМПРЕССИИ ЛЧМ СИГНАЛОВ В ДИСПЕРГИРУЮЩИХ СРЕДАХ

Ю. И. Орлов, *Н. П. Федоров*

На примере однородных и неоднородных диспергирующих сред исследуется эффект фокусировки сигналов с линейной частотной модуляцией, в том числе с учетом их согласованной фильтрации. Получены формулы локальных асимптотик, описывающие поля сжатых ЛЧМ сигналов в квадратичном и кубичном приближениях, и определены их области применимости. Решения содержат функцию Френеля и неполную функцию Эйри. Получены практические критерии эффективности фокусировки, приводятся примеры численных расчетов ЛЧМ сигналов и откликов согласованного фильтра в однородной и неоднородной плазме.

Статья депонирована в ВИНИТИ,
рег. № 3747-83. Деп. от 7 июля 1983 г.
