Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10, 3—10 (1975)

КОМПТОН-ЭФФЕКТ В СРЕДЕ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Г. К. АВЕТИСЯН

Рассматривается излучение заряженной частицы в поле монохроматической волны в среде при наличии продольного магнитного поля. Из-за реального многофотонного поглощения частицы вблизи резонанса происходит нелинейное рассеяние даже слабой волны в среде как с показателем преломления $n_0 > 1$, так и с $n_0 < 1$. Найдены условия для излучения высоких гармоник основной частоты волны (на каждой частоте излучается много гармоник под разными углами).

В работе [1] был получен новый резонансный эффект в среде, заключающийся в следующем: при движении частицы в поле электромагнитной волны в присутствии продольного магнитного поля существует критическая интенсивность волны, выше которой импульс частицы нелинейно возрастает даже в чрезвычайно слабых полях (в частности, после прохождения волны частица остается ускоренной).

Причиной этого эффекта является многофотонное поглощение частицы в резонансе, который в среде становится реальным в отличие от случая вакуума (в среде с $n_0 > 1$ резонанс может наступить, когда циклотронная частота частицы меньше частоты света, а в среде с $n_0 < 1$ — при обратном соотношении).

Такое многофотонное поглощение приводит к многофотонному излучению частицы вблизи резонанса в сколь угодно слабом поле волны. Когда циклотронная частота частицы равна частоте света (с учетом допплеровского смещения), наступает другая нелинейность: в сколь угодно слабом поле волны поперечный импульс частицы становится пропорциональным одной третьей степени интенсивности волны. Это также приводит к нелинейному рассеянию слабой волны.

Рассмотрим теперь нелинейное комптоновское рассеяние в среде в присутствии магнитного поля. Продольное магнитное поле не меняет траекторию частицы в поле монохроматической волны циркулярной поляризации (меняются скорость и радиус вращения). Поэтому формула для интенсивности излучения будет совпадать с аналогичной формулой комптоновского рассеяния [2]

$$dI_{\omega'} = \frac{e^2 n(\omega')}{2\pi c} \frac{\omega'^2}{\omega_0 \left(1 - n_0 \frac{v_x}{c}\right)} \left\{ \left[n(\omega') \frac{v_x}{c} - \cos\theta \right]^2 J_s^2(z) / n^2(\omega') \sin^2\theta + \right.$$

$$\left. + \xi^2 \left(\frac{mc^2}{W}\right)^2 J_s'^2(z) \right\} \delta \left[\omega' \left(1 - n(\omega') \frac{v_x}{c} \cos\theta \right) \times \right. \tag{1}$$

$$\left. \times \left(\omega_0 \left(1 - n_0 \frac{v_x}{c}\right) - s \right)^{-1} \right] d\omega' dO,$$

где аргумент бесселевой функции в этом случае имеет вид

$$z=\frac{n(\omega')}{\sqrt{n_0^2-1}}\,\frac{\omega'}{\omega_0}\,\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}\sin\theta. \tag{2}$$

Здесь предположено, что волна распространяется по оси x, вдоль которой имеется постоянное однородное магнитное поле $\vec{B}_0$ (начальная скорость частицы также направлена по x: $v_0=v_{ox}$), ω_0 и ω' — соответственно частоты падающей и рассеянной волн, θ — угол рассеяния.

Входящие в (1) продольная скорость частицы v_x и энергия W даются выражениями [1]

$$v_x=cn_0\,\frac{\left(1-\frac{v_0}{cn_0}\right)-\sqrt{\left(1-n_0\frac{v_0}{c}\right)^2-(n_0^2-1)\left(1-\frac{v_0^2}{c^2}\right)P_\perp^2/m^2c^2}}{n_0^2\left(1-\frac{v_0}{cn_0}\right)-\sqrt{\left(1-n_0\frac{v_0}{c}\right)^2-(n_0^2-1)\left(1-\frac{v_0^2}{c^2}\right)P_\perp^2/m^2c^2}}, \tag{3}$$

$$W=\frac{W_0}{n_0^2-1}\left\{n_0^2\left(1-\frac{v_0}{cn_0}\right)-\sqrt{\left(1-n_0\frac{v_0}{c}\right)^2-(n_0^2-1)\left(1-\frac{v_0^2}{c^2}\right)P_\perp^2/m^2c^2}\right\}, \tag{4}$$

где поперечный импульс $P_\perp$ (в абсолютных единицах) определяется из уравнения

$$\beta\left(1-\frac{\Omega}{\sqrt{1+\beta^2}}\right)=X,\quad \Omega=\frac{ecB_0}{W_0}, \tag{5}$$

$\beta=P_\perp/mc\alpha$, $X=\xi/\alpha$, $\xi=\frac{eE_0}{mc\omega_0}$ — релятивистски-инвариантный параметр интенсивности волны, $\alpha=\left|1-n_0\frac{v_0}{c}\right|/\sqrt{|n_0^2-1|(1-v_0^2/c^2)}$ — значение ξ, при котором происходит „отражение“ или захват частицы волной в случае $B_0=0$ [3].

Найдем условия, при которых реально наступают нелинейности в комптоновском рассеянии вблизи резонанса. Для этого представим в явном виде аргумент бесселевой функции z, используя закон сохранения (δ-функцию в (1)) и подставляя критическое значение β [1]

$$\beta_{\text{кр.}}=[1-(\Omega/\omega)^{2/3}]^{1/2},\quad X_{\text{кр.}}=[1-(\Omega/\omega)^{2/3}]^{3/2}, \tag{6}$$

где $\omega=\omega_0\left(1-n_0\frac{v_0}{c}\right)$.

Тогда получим

$$z=s\,\frac{n(\omega')}{\sqrt{n_0^2-1}}\,\frac{\sqrt{1-(\Omega/\omega)^{2/3}}}{(\Omega/\omega)^{1/3}}\,\frac{1-n_0\frac{v_x}{c}}{1-n(\omega')\frac{v_x}{c}\cos\theta}\sin\theta. \tag{7}$$

Входящий сюда угол θ определяется из закона сохранения и в рассматриваемом случае имеет вид

$$\cos\theta = \frac{n_0^2\left(1-\frac{v_0}{cn_0}\right)-\left[1+s\frac{\omega_0}{\omega'}(n_0^2-1)\right]\left|1-n_0\frac{v_0}{c}\right|(\Omega/\omega)^{1/3}}{n_0 n(\omega')\left|\left(1-\frac{v_0}{cn_0}\right)-\left|1-n_0\frac{v_0}{c}\right|(\Omega/\omega)^{1/3}\right|}. \tag{8}$$

С учетом этого z примет вид

$$z=\frac{n(\omega')}{\sqrt{n_0^2-1}}\,\frac{\omega'\sqrt{1-(\Omega/\omega)^{2/3}}}{\omega_0(\Omega/\omega)^{1/3}}\times$$

$$\times\left\{1-\frac{\left[n_0^2\left(1-\frac{v_0}{cn_0}\right)-\left(1+s\frac{\omega_0}{\omega'}(n_0^2-1)\right)\left|1-n_0\frac{v_0}{c}\right|\left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^{1/3}\right]^2}{n_0^2 n^2(\omega')\left[\left(1-\frac{v_0}{cn_0}\right)-\left|1-n_0\frac{v_0}{c}\right|\left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^{1/3}\right]^2}\right\}^{1/2}. \tag{9}$$

Интенсивность волны, необходимая для многофотонного поглощения частицы (а, следовательно, и излучения), есть

$$\xi\gtrsim\xi_{\text{кр.}}=\frac{\left|1-n_0\frac{v_0}{c}\right|}{\sqrt{|n_0^2-1|(1-v_0^2/c^2)}}\left[1-(\Omega/\omega)^{2/3}\right]^{3/2}. \tag{10}$$

Нелинейности в излучении будут наступать, когда аргумент бесселевой функции $z\sim1$.

Рассмотрим конкретные случаи. Для нерелятивистских частиц, если $n_0^2-1\simeq1$ и $\Omega/\omega=1-\delta$, $\delta\ll1$, это условие дает

$$\delta\simeq\frac{3}{4}\,\frac{1}{s^2n^2(\omega')}\left\{1+\sqrt{1+8s^4n^2(\omega')\left(1-s\frac{\omega_0}{\omega'}\right)^2}\right\}. \tag{11}$$

Критическая интенсивность волны при этом есть

$$\xi_{\text{кр.}}\simeq\left(\frac{2}{3}\delta\right)^{3/2}. \tag{12}$$

Из закона сохранения (8) следует, что при выполнении условий (11) и (12) на каждой частоте ω' излучается s гармоник под углами

$$\cos\theta\simeq\frac{3}{2}\,\frac{1}{n(\omega')}\,\frac{1}{\delta}\left(1-s\frac{\omega_0}{\omega'}\right), \tag{13}$$

откуда получаем возможное число гармоник на рассеянной частоте ω'

$$s\lesssim\frac{\omega'}{\omega_0}\left|1-\frac{2}{3}\delta n(\omega')\right|. \tag{14}$$

Как видно из (14), на основной частоте ω_0 излучается только первая гармоника в направлении вперед. Нулевая гармоника на этой частоте излучаться не может, так как этому соответствует черенковское условие

$1 - n_0 \frac{v_x}{c} \cos\theta = 0$, которое не может выполняться, поскольку в присутствии магнитного поля $v_x < c/n_0$ при любой конечной интенсивности волны. Гармоника $s = 0$ может излучаться на частотах, для которых выполняется черенковское условие $1 - n(\omega') \frac{v_x}{c} \cos\theta = 0$ или же

$$\cos\theta = \frac{1}{n_0 n(\omega')} \frac{n_0^2 \left(1 - \frac{v_0}{cn_0}\right) - \left|1 - n_0 \frac{v_0}{c}\right| (\Omega/\omega)^{1/3}}{\left(1 - \frac{v_0}{cn_0}\right) - \left|1 - n_0 \frac{v_0}{c}\right| (\Omega/\omega)^{1/3}}. \tag{15}$$

В рассматриваемом случае это равносильно условию $n(\omega') \geqslant 3/\sqrt{2}\delta \gg 1$, которое не выполняется для реально существующих сред. Излучение гармоник $s > 1$ возможно здесь на частотах выше оптического диапазона.

В нерелятивистском случае, когда $n_0 = 1 + \varepsilon$, $\varepsilon \ll 1$, возможное число гармоник будет

$$s \leqslant \frac{\omega'}{\omega_0} \left[1 + \frac{\delta}{6\varepsilon} (1 + n(\omega'))\right]. \tag{16}$$

Здесь возможны два случая. Если $\delta \lesssim \varepsilon$, то опять получается первый случай $(s \leqslant \omega'/\omega_0)$. Если же $\varepsilon \ll \delta$, то $s \leqslant \frac{\delta}{6\varepsilon} \frac{\omega'}{\omega_0} \frac{1}{n(\omega')}$. Это довольно широкий спектр по s. Нулевая гармоника в этом случае может излучаться на частотах, для которых $n(\omega') \geqslant 1 + 6\varepsilon/\delta$.

Условие для излучения остальных гармоник $(z \sim 1)$ в этом случае имеет вид

$$\delta \simeq 6 \frac{\varepsilon}{n^2(\omega') - 1} \left| s \frac{\omega_0}{\omega'} - 1 - \frac{1}{4s^2} \right| \left\{ \sqrt{1 + 4 \frac{n^2(\omega') - 1}{\left| s \frac{\omega_0}{\omega'} - 1 - \frac{1}{4s^2} \right|^2}} - 1 \right\}, \tag{17}$$

а критическая интенсивность волны есть

$$\xi_{\text{кр.}} \simeq \frac{2}{5} \frac{\delta^{3/2}}{\varepsilon^{1/2}}. \tag{18}$$

На основной частоте ω_0 $\delta \sim \frac{10\varepsilon}{s-1}$ (для не слишком больших s) и если $\varepsilon \sim 10^{-4}$, то $s \lesssim 1/\sqrt{3\varepsilon} \sim 10^2$. Например, для $s = 2$ $\delta \sim 10^{-3}$ (с такой точностью нужно приближаться к резонансу для излучения второй гармоники), а $\xi_{\text{кр.}} \sim 1$.

Таким образом, в нерелятивистском случае для нелинейного рассеяния света необходимы очень сильные поля, которые будут ионизировать среду. Поэтому этот случай реально можно использовать только в плазме $(n_0 < 1)$, где справедливы все результаты при условии $\Omega > \omega$ $(\Omega/\omega = 1 + \delta)$. Отметим также, что для выполнения резонанса в оптической области в этом случае требуются гигантские магнитные поля ($\sim 10^8$ *гс*), которые в настоящее время достигнуты только в импульсном режиме.

Можно достичь выполнения резонанса с оптическим излучением слабыми магнитными полями для начальных черенковских частиц. В этом случае уменьшается также критическая интенсивность волны, необходимая для многофотонного излучения частицы. С физической точки зрения интересен именно этот случай рассеяния. Найдем условия для нелинейного рассеяния света в этом случае.

Для начальных черенковских частиц, если $1 - n_0 \frac{v_{\parallel}}{c} = \mu \ll 1$, нелинейности могут наступать при $n_0 = 1 + \varepsilon$. В этом случае условие $z \sim 1$ дает

$$\delta \simeq \frac{3\varepsilon}{s^2 \left[n^2(\omega') - 1 + \mu s \omega_0/\omega' \right]}. \tag{19}$$

Критическая интенсивность волны при этом есть

$$\xi_{\text{кр.}} \simeq \frac{\left(\frac{2}{3} \delta \right)^{3/2} \mu}{2\sqrt{\varepsilon(\varepsilon + \mu)}}, \tag{20}$$

а возможное число гармоник на частоте излучения ω' определяется условием

$$s \leqslant \frac{\omega'}{\omega_0} \left[n(\omega') + 1 \right] \frac{1}{\mu}. \tag{21}$$

Угол излучения s-ой гармоники есть

$$\cos\theta \simeq \frac{1}{n(\omega')} \left(1 - \mu s \omega_0/\omega' \right). \tag{22}$$

Оценим излучение на основной частоте. При $\varepsilon \sim \mu \sim 10^{-3}$ для гармоники $s \sim 5$ на основной частоте ω_0 $\delta \simeq 3/s^3 \sim 2\cdot 10^{-2}$. При этом $\xi_{\text{кр.}} \simeq \frac{1}{2} \left(\frac{2}{3} \delta \right)^{3/2} \sim 2 \cdot 10^{-4}$, а число гармоник $s \lesssim 2\cdot 10^3$. Максимальная интенсивность излучается на второй гармонике ($z = s$). Первая гармоника излучается под углом $\theta_1 = 0^\circ$, вторая — $\theta_2 \simeq 6^\circ$, третья — $\theta_3 \simeq 4^\circ$. Как видно, здесь улучшаются условия для различия отдельных гармоник по сравнению с комптоновским рассеянием [2], где углы соответствующих гармоник мало отличаются друг от друга и направлены по узкому конусу вблизи $\theta = 0^\circ$.

Нулевая гармоника в этом случае может излучаться на частотах, для которых $n(\omega') \geqslant (6\varepsilon + \mu\delta)/(1 - 6\varepsilon\mu)$. Это условие выполняется почти во всей области оптических частот ($n(\omega') > 1$).

Если вначале частица догоняет волну ($v_0 > c/n_0$), то эффект имеет место при обратной поляризации волны ($\omega_0 \to -\omega_0$) и все результаты остаются в силе, если $\mu \to -\mu$. В этом случае имеется черенковское излучение и на основной частоте ω_0. При $\vec{B}=0$ излучение полностью переходит в комптоновское, а при $\xi=0$ получается формула Тамма—Франка [2].

До сих пор мы исследовали нелинейное рассеяние света вблизи резонанса при условии $\Omega<\omega$ (в среде с $n_0>1$). Рассмотрим теперь случай нелинейного рассеяния слабой волны ($\xi\ll 1$), частота которой в лабораторной системе точно равна циклотронной частоте частицы ($\omega=\Omega$).

В этом случае поперечный импульс частицы дается формулой [2]

$$\beta\simeq\alpha^{2/3}(2\xi)^{1/3}, \tag{23}$$

с учетом которой z имеет вид

$$z=s\,\frac{n(\omega')}{\sqrt{n_0^2-1}}\,\alpha^{2/3}(2\xi)^{1/3}\left|1+\frac{1}{2^{1/3}}\alpha^{4/3}\xi^{2/3}\right|\frac{1-n_0\dfrac{v_x}{c}}{1-n(\omega')\dfrac{v_x}{c}\cos\theta}\sin\theta. \tag{24}$$

В нерелятивистском случае, когда $n_0^2-1\simeq 1$, нелинейности в рассеянии возникнут при интенсивности

$$\xi\simeq\frac{1}{4\sqrt{2}\,s^3n^3(\omega')}\left\{1+\sqrt{1+8\,s^4n^2(\omega')\left(1-s\,\frac{\omega_0}{\omega'}\right)^2}\right\}^{3/2}. \tag{25}$$

Угол излучения соответствующих гармоник при этом есть

$$\cos\theta\simeq\frac{1}{2^{1/6}\,n(\omega')}\,\frac{1-s\,\dfrac{\omega_0}{\omega'}}{\xi^{2/3}}, \tag{26}$$

откуда получаем возможное число гармоник на частоте излучения

$$s\leqslant\frac{\omega'}{\omega_0}\left(1+2^{1/6}\,n(\omega')\,\xi^{2/3}\right). \tag{27}$$

Как и при рассеянии вблизи резонанса, в этом случае гармоники $s>1$ могут излучаться только на частотах много больше оптических.

Более мягкие условия в нерелятивистском случае получаются для $n_0=1+\varepsilon$. В этом случае нелинейное рассеяние происходит уже при интенсивности волны

$$\xi\simeq\frac{\sqrt{\varepsilon}}{2^{3/2}\,s^3n^3(\omega')}\left\{1+\sqrt{1+2^{10/3}\,s^4n^2(\omega')\,\varepsilon^{8/3}\left(1-s\,\frac{\omega_0}{\omega'}\right)^2}\right\}^{3/2}, \tag{28}$$

s-ая гармоника излучается под углом

$$\cos\theta\simeq\frac{2^{7/3}\,\varepsilon^{5/3}}{n(\omega')}\,\frac{1-s\,\dfrac{\omega_0}{\omega'}}{\xi^{2/3}}, \tag{29}$$

а возможное число гармоник определяется соотношением

$$s<\frac{\omega'}{\omega_0}\left\{1+\frac{n(\omega')}{2^{1/3}}\,\frac{\xi^{2/3}}{\varepsilon^{5/3}}\right\}. \tag{30}$$

Если $\beta^2 \ll \varepsilon$, то $s \simeq \omega'/\omega_0$ и получается первый случай. Если же $\beta^2 \gg \varepsilon$, то $s \gg 1$ (для этого нужно, чтобы $\xi \gg \varepsilon^{5/3}$). Например, при $\varepsilon \sim 10^{-4}$ на основной частоте ω_0 будут излучаться гармоники $s \lesssim 10$ при $\xi \sim 3 \cdot 10^{-6}$. Нулевая гармоника на этой частоте излучаться не может (так как $v_0 < c/n_0$; она может излучаться на частотах, для которых $n(\omega') \geqslant \frac{2^{7/3}\varepsilon^{5/3}}{\xi^{2/3}}\left(1 - s\frac{\omega_0}{\omega'}\right)$), первая гармоника излучается под углом $\theta_1 = 90^\circ$, вторая — под углом $\theta_2 \simeq 89{,}5^\circ$, третья — под углом $\theta_3 \simeq 89^\circ$ и т. д. Однако, как и в рассмотренном выше случае, для выполнения условия $\omega = \Omega$ необходимо очень сильное магнитное поле.

Рассмотрим теперь релятивистский случай. Для начальных черенковских частиц, если $\mu = 1 - n_0\frac{v_0}{c} \ll 1$ и $n_0 = 1 + \varepsilon$, условие для нелинейного рассеяния имеет вид

$$s\frac{n(\omega')}{\sqrt{2\varepsilon}}\,\frac{\alpha^{2/3}(2\xi)^{1/3}}{1 - \frac{1}{2^{1/3}}\alpha^{4/3}\xi^{2/3}}\left\{1 - \frac{4\varepsilon^2(1-\mu s\omega_0/\omega')^2}{\left[2\varepsilon + \frac{1}{2^{1/3}}\mu\alpha^{4/3}\xi^{2/3}\right]^2}\right\}^{1/2} \sim 1. \qquad (31)$$

Здесь возможны два случая.

1. Если $\xi \ll 2^4\left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)^{5/2}$, $\varepsilon \ll \mu$, то это условие выполняется при значении

$$\xi \simeq \frac{(2\varepsilon)^{5/2}}{s^3 n^3(\omega')}\,\frac{1}{\mu}\,\frac{1}{[1-(1-\mu s\omega_0/\omega')^2]^{3/2}}. \qquad (32)$$

Углы излучения гармоник в этом случае будут

$$\cos\theta \simeq \frac{1}{n(\omega')}(1 - \mu s\omega_0/\omega'), \qquad (33)$$

а возможное их число есть

$$s \leqslant \frac{\omega'}{\omega_0}\,\frac{1}{\mu}(1 + n(\omega')). \qquad (34)$$

Если, например, $\mu \sim 10^{-3}$, $\varepsilon \sim 10^{-5}$, то для излучения гармоники $s \sim 5$ на основной частоте необходимо $\xi \sim 10^{-7}$. Первая гармоника излучается под углом $\theta_1 \simeq 2{,}5^\circ$, вторая — $\theta_2 \simeq 3{,}5^\circ$, третья — $\theta_3 \simeq 5^\circ$ и т. д. Нулевая гармоника соответствует черенковскому излучению, которое отлично от нуля на таких частотах, для которых

$$n(\omega') \gtrsim 2^{8/3}\varepsilon^{5/3}/(2^{8/3}\varepsilon^{5/3} + \mu^{5/3}\xi^{2/3}) \sim 1.$$

2. Если $\varepsilon \gg \mu$ (скорость частицы определяется средой), то из (31) следует условие для нелинейного рассеяния

$$\xi \simeq \left(\frac{\omega'}{\omega_0}\right)^{3/2}\frac{2^{5/2}}{s^{9/2}n^3(\omega')}\,\frac{1}{(2 - \mu s\omega_0/\omega')^{3/2}}\left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)^{7/2}. \qquad (35)$$

Как нетрудно видеть, этот случай не очень выгоден, требуются большие поля. Если, например, $\varepsilon \sim 10\mu$, то для излучения гармоники $s \sim 5$ на основной частоте ω_0 необходимо $\xi \sim 5$.

Если вначале частица догоняет волну, то все сказанное остается в силе, если $\mu \to -\mu$ (в этом случае эффект имеет место при обратной поляризации волны: $\omega_0 \to -\omega_0$ или же $\vec{B}_0 \to -\vec{B}_0$). В этом случае имеется черенковское излучение и на основной частоте волны.

Отметим также, что здесь мы рассматривали только случай $n_0 > 1$. Все результаты имеют место и в плазме ($n_0 < 1$) при обратном направлении электрического поля волны. Практически удобен именно этот случай, поскольку здесь исчезает вопрос ионизации среды при больших интенсивностях волны.

Выражаю благодарность В. М. Арутюняну за обсуждение результатов и постоянный интерес к работе.

Ереванский государственный
университет

Поступила 20.II.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. М. Арутюнян, Г. К. Аветисян.* Препринт ЕГУ, 72—04; Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 110 (1974).
2. *Г. К. Аветисян, С. Г. Оганесян.* Препринт ЕГУ, 72--02; Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 12 (1973).
3. *В. М. Арутюнян. Г. К. Аветисян.* ДАН АрмССР, 52, 5, 4 (1971); Квантовая электроника, 7, 1042 (1972); Препринт ИФИ, 71—01, 71—03.

ԿՈՄՊՏՈՆ-ԷՖԵԿՏԸ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ, ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Հ. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ

Ուսումնասիրվում է լիցքավորված մասնիկի ճառագայթումը միջավայրում մոնոքրոմատիկ ալիքի դաշտում, համասեռ երկայնական մագնիսական դաշտի առկայությամբ: Ռեալ բազմաֆոտոն կլանման շնորհիվ ցիկլոտրոնային ռեզոնանսի մոտ տեղի է ունենում նույնիսկ թույլ ալիքի ոչ-գծային ցրում ինչպես մեկից մեծ բեկման ցուցիչ ունեցող միջավայրերում, այնպես էլ մեկից փոքր: Գտնված են հիմնական հաճախության բարձր հարմոնիկների ճառագայթման համար անհրաժեշտ պայմանները (ամեն մի հաճախության վրա ճառագայթվում են մեծ թվով հարմոնիկներ տարբեր անկյունների տակ):

COMPTON-EFFECT IN MEDIUM IN THE PRESENCE OF MAGNETIC FIELD

H. K. AVETISSYAN

The radiation from charged particles in the field of monochromatic wave in a medium is considered in the presence of longitudinal magnetic field. The non-linear scattering of waves is shown to take place in the media with both refractive index $n_0 > 1$ and $n_0 < 1$ due to the multiphoton absorption of the particle near the resonance. The conditions are found for the radiation of high-order harmonics of the basic wave frequency (at each frequency there are many harmonics radiated at different angles).