УДК 530.12; 531.51

А. Н. АЛИЕВ, Д. В. ГАЛЬЦОВ, А. А. СОКОЛОВ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ИЗЛУЧЕНИЕМ В СИЛЬНЫХ ГРАВИТАЦИОННОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Отрицательное поглощение электромагнитных волн электронами, движущимися в магнитном поле B, на частоте, близкой к циклотронной $\omega_c = \frac{eB}{E}$ * [1], обусловлено релятивистской зависимостью циклотронной частоты от энергии, причем в пределе $E \to \mu$ эффект исчезает. Однако в случае систем, обладающих несколькими несовпадающими собственными частотами, отрицательное поглощение может возникать на некоторых комбинационных частотах и в отсутствие зависимости этих частот от энергии [2]. В работе [3] было показано, что мазерный эффект такого типа может реализоваться при движении заряженных частиц в однородном магнитном поле в искривленном пространстве-времени, описываемом метрикой Шварцшильда. Был рассмотрен случай относительно слабого магнитного поля $B \ll B_M$, $B_M = 1/M = 2{,}4 \cdot 10^{19}\ M_\odot/M$ Гс, $M_\odot$ — масса Солнца, M — масса черной дыры, когда влиянием магнитного поля на метрику можно пренебречь в некоторой конечной области пространства.

В настоящей работе рассматривается случай магнитного поля произвольной напряженности с учетом влияния поля на геометрию. Соответствующее решение системы уравнений Эйнштейна — Максвелла было получено Эрнстом [4]. Физические свойства решения Эрнста, а также траектории движения заряженных и нейтральных частиц в поле Эрнста исследовались в работе [5]. Было показано, что магнитное поле расширяет области существования и устойчивости круговых орбит, лежащих в плоскости, ортогональной магнитному полю, причем заряженные частицы могут двигаться по устойчивым круговым орбитам, близким к горизонту. Возмущение кругового движения по устойчивым орбитам, вызываемое электромагнитными волнами, приводит к раскачке колебаний, характеризующихся двумя частотами не совпадающими ни между собой, ни с частотой обращения. В спектре такой колебательной системы имеются комбинационные частоты, на которых, согласно общей теории [2], взаимодействие с периодическим возмущением характеризуется систематическим уменьшением энергии системы (отрицательное поглощение).

Решение Эрнста, описывающее невращающуюся черную дыру во внешнем однородном магнитном поле, описывается интервалом

$$ds^2 = \left[\left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 - \frac{dr^2}{1 - 2M/r} - r^2 d\theta^2\right] \Lambda^2 - \frac{r^2 \sin^2\theta}{\Lambda^2} d\varphi^2, \qquad (1)$$

* В работе используется система единиц, в которой $G = c = \hbar = 1$ (G — гравитационная постоянная).

где $\Lambda = 1 + \frac{B^2 r^2}{4}\sin^2\theta$, и тензором электромагнитного поля, имеющим следующие отличные от нуля компоненты:

$$F^1{}_3 = \frac{\Delta B \sin^2\theta}{r\Lambda^4},\ F^3{}_1 = -B/r,\ F^3{}_2 = -B\operatorname{ctg}\theta, F^2{}_3 = \frac{B}{\Lambda^4}\sin\theta\cos\theta. \qquad (2)$$

Пространство-время с метрикой (1) является статическим аксиально-симметричным пространством с несингулярным горизонтом событий при $r=2M$, которое переходит в магнитную вселенную Мельвина [6] при $r\longrightarrow\infty$. Приведем явные выражения для символов Кристоффеля, отвечающих метрике (1), которые будут использованы в расчетах:

$$\Gamma^0_{01} = \Gamma^0_{10} = \frac{r^4}{\Delta^2}\Gamma^1_{00} = \frac{M}{\Delta} + \frac{2\delta}{r};\ \Gamma^1_{11} = -\frac{M}{\Delta} + \frac{2\delta}{r};$$

$$\Gamma^1_{33} = -\frac{\Delta\sin^2\theta}{\Lambda^4 r}(1-2\delta);$$

$$\Gamma^2_{12} = \Gamma^2_{21} = -\frac{1}{\Delta}\Gamma^1_{22} = \frac{1+2\delta}{r};\ \Gamma^3_{23} = \Gamma^3_{32} = \operatorname{ctg}\theta(1-2\delta); \qquad (3)$$

$$\Gamma^3_{13} = \Gamma^3_{31} = \frac{1}{r}\cdot(1-2\delta);\ \Gamma^2_{33} = \frac{\sin 2\theta}{2\Lambda^4}(2\delta-1);\ \Delta = r^2 - 2Mr,$$

где параметр $\delta = 1 - 1/\Lambda$ характеризует влияние магнитного поля на геометрию, причем $\delta\longrightarrow 0$, если $B \ll B_M$, и $\delta\longrightarrow 1$ при $B\longrightarrow\infty$. В общем случае исследование траекторий как заряженных, так и нейтральных частиц в поле Эрнста не удается выполнить аналитически, однако движение в экваториальной плоскости, ортогональной вектору напряженности магнитного поля, может быть описано аналитически.

Рассмотрим уравнения движения заряженной частицы массы μ:

$$\frac{Du^\mu}{ds} = \frac{du^\mu}{ds} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta}u^\alpha u^\beta = \frac{e}{\mu}F^\mu{}_\nu u^\nu,\ u^\alpha = \frac{dx^\alpha}{ds}. \qquad (4)$$

Из соображений сохранения проекции момента количества движения на направление магнитного поля, принятое за ось z, вытекает, что возможно плоское движение частиц, соответствующее значению $\theta = \pi/2$. Подставляя в (4) значения символов Кристоффеля (3) и компонент поля (2) при $\theta=\pi/2$, можно показать, что существуют круговые орбиты, когда $u^1=u^2=0$, а отличные от нуля компоненты импульса равны

$$u^0 = u^3\Omega^{-1} = \frac{r}{\Lambda\sqrt{\Delta}}(1+\lambda^2)^{1/2},\ \Omega = \frac{\Lambda^2\sqrt{\Delta}}{r^2}\lambda_{(\pm)}(1+\lambda^2_{(\pm)})^{-1/2}, \qquad (5)$$

где использованы обозначения

$$\lambda = \lambda_{(\pm)} = -\frac{1}{2\alpha}\left(\eta \pm \sqrt{\eta^2 + 2\alpha\left(\frac{r}{M} - 1 - \alpha\right)}\right),$$

$$\alpha = \frac{r}{M} - 3 - 4\delta\left(\frac{r}{M} - 2\right),\ \eta = \frac{e}{\mu}\frac{B}{B_M}\frac{\Delta}{M^2\Lambda}. \qquad (6)$$

Как было показано в работе [5], область существования круговых орбит для нейтральных частиц заключена между двумя светогеодезическими, имеющими вид окружностей с радиусами r_1 и r_2, причем с выключением магнитного поля $B\longrightarrow 0$, $r_1\longrightarrow 3M$, $r_2\longrightarrow\infty$. При $r>3M$, как видно из формул (5)—(6), возможно вращение заряженных частиц в обе стороны, верхний знак отвечает ларморову движению, при котором сила Лоренца направлена к центру, нижний знак — антиларморову движению (сила Лоренца направлена от центра). При $r < r_1$ ларморово вращение становится невозможным, однако при заданном r имеются две пары значений u^0 и u^3 в соответствии с двумя значениями параметра λ, сила Лоренца в обоих случаях направлена от центра. «Выключение» магнитного поля соответствует пределу $\Lambda \longrightarrow 1$, $\delta \longrightarrow 0$ в формулах (5)—(6), в этом случае различие между двумя направлениями вращения исчезает. В противоположном предельном случае $M \longrightarrow 0$ ларморово вращение переходит во вращение по окружности циклотронного радиуса в магнитном поле, антиларморово движение становится невозможным.

Рассмотрим взаимодействие заряженной частицы с полем электромагнитных волн, описываемым тензором $f_{\mu\nu}(x)$. Принимая во внимание аксиальную симметрию исходной задачи, представим поле $f_{\mu\nu}$ в виде следующего разложения:

$$f_{\mu\nu}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \sum_{m=-\infty}^{\infty} f_{\mu\nu}(\omega, m, r, \theta)\, e^{-i\omega t + im\varphi} . \tag{7}$$

Добавляя в правую часть уравнения движения (4) член, описывающий взаимодействие частицы с полем $f_{\mu\nu}$, и рассматривая этот член как возмущение, будем пользоваться при решении уравнения (4) методом последовательных приближений. Для малых отклонений от круговой траектории частицы

$$\xi^\mu = x^\mu(s) - u^\mu s, \tag{8}$$

где компоненты вектора u^μ определяются формулами (5), (6), получим уравнение, справедливое в линейном приближении по ξ^μ:

$$\frac{d^2\xi^\mu}{dt^2} + \gamma^\mu_\alpha \frac{d\xi^\alpha}{dt} + \xi^a \partial_a U^\mu = \frac{e}{\mu u^0} f^\mu, \quad a = 1, 2 \equiv r, \theta, \tag{9}$$

в котором введены обозначения

$$\gamma^\mu_\alpha = \left[2\Gamma^\mu_{\alpha\beta} u^\beta (u^0)^{-1} - \frac{e}{\mu u^0} F^\mu{}_\alpha \right]_{\theta=\pi/2}, \quad f^\mu = f^\mu{}_\nu u^\nu (u^0)^{-1},$$

$$U^\mu = \frac{1}{2} \left[\gamma^\mu_\alpha u^\alpha (u^0)^{-1} - \frac{e}{\mu u^0} F^\mu{}_\alpha u^\nu (u^0)^{-1} \right]_{\theta=\pi/2}. \tag{10}$$

Подставляя в (10) значения символов Кристоффеля при $\theta = \pi/2$, а также учитывая соотношения (5), (6), найдем, что отличными от нуля являются следующие компоненты величин γ^μ_α:

$$\gamma^0_1 = \frac{2M}{\Delta} \beta, \quad \gamma^1_0 = -g^{11} g_{00} \gamma^0_1 = \frac{2\Delta(1-2\delta)}{\Lambda^4 r} \omega^2_M, \tag{11}$$

$$\gamma^3_1 = \frac{1-2\delta}{r} (2\Omega + \omega_B), \quad \gamma^1_3 = -g^{11} g_{33} \gamma^3_1 = -\frac{\Delta(1-2\delta)}{r\Lambda^4} (2\Omega + \omega_B),$$

$$\beta = 1 + 2\delta\Delta/Mr,$$

где введены две характерные частоты:

$$\omega_B = \frac{eB}{\mu u^0 (1-2\delta)}, \quad \omega_M = \left(\frac{M\Lambda^4}{r^3} \cdot \frac{\beta}{1-2\delta} \right)^{1/2}, \tag{12}$$

удовлетворяющие в силу (5) соотношению

$$(2\Omega + \omega_B)^2 = \omega_B^2 + 4\omega_M^2. \tag{13}$$

Аналогично находим, что отличными от нуля являются лишь две компоненты величины U^μ:

$$U^1 = \frac{(2\delta - 1)\Delta}{r\Lambda^4} \sin^2\theta\,(\Omega^2 - \omega_M^2 + \omega_B\Omega), \tag{14}$$

$$U^2 = \frac{2\delta - 1}{2\Lambda^4} \sin 2\theta \cdot \Omega\,(\Omega + \omega_B).$$

Нетрудно видеть, что компоненты 0, 3 уравнения (9) могут быть однократно проинтегрированы, в результате чего первые производные компонент ξ^0 и ξ^3 будут выражены через радиальную составляющую возмущения ξ^1:

$$\frac{d\xi^0}{dt} = -\gamma_1^0\xi^1 + \frac{e}{\mu u^0} G^0, \quad \frac{dG^0}{dt} = f^0, \tag{15}$$

$$\frac{d\xi^3}{dt} = -\gamma_1^3\xi^1 + \frac{e}{\mu u^0} G^3, \quad \frac{dG^3}{dt} = f^3.$$

Подставив (15) в уравнение (9) с $\mu = 1$, получим изолированное уравнение второго порядка

$$\frac{d^2\xi^1}{dt^2} + \omega_r^2\xi^1 = \frac{e}{\mu u^0} G^1; \; G^1 = f^1 - \gamma_0^1 G^0 - \gamma_3^1 G^3, \tag{16}$$

описывающее вынужденные радиальные колебания с частотой

$$\omega_r = \left(\frac{\partial U^1}{\partial r} - \gamma_0^1\gamma_1^0 - \gamma_3^1\gamma_1^3\right)^{1/2}. \tag{17}$$

Аналогичное уравнение имеет место и для аксиальной компоненты

$$\frac{d^2\xi^2}{dt^2} + \omega_\theta^2\xi^2 = \frac{e}{\mu u^0} f^2 \equiv \frac{e}{\mu u^0} G^2, \tag{18}$$

причем собственная частота аксиальных колебаний равна

$$\omega_\theta = \left(\frac{\partial U^2}{\partial \theta}\right)^{1/2}. \tag{19}$$

Подставив в формулы (17) и (19) значения (11) и используя соотношение (13), получим следующие явные выражения для квадратов собственных частот радиальных и аксиальных колебаний:

$$\omega_r^2 = \left\{\left(\omega_B^2(1-2\delta)^2 + \frac{4\delta\Omega^2}{\Lambda}\right)\left(1 - \frac{2M}{r_0}\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{1-2\delta}{\beta}\omega_M^2\left[\left(1 - \frac{6M}{r_0}\right)\left(1 + \frac{4\delta\Delta_0}{Mr_0}\right) - 18\delta^2\frac{r_0}{M}\left(1 - \frac{2M}{r_0}\right)\right]\right\} \cdot \frac{1}{\Lambda_0^4}, \tag{20}$$

$$\omega_\theta^2 = \frac{M}{r_0^3}\left(1 + \frac{2\delta\Delta_0}{Mr_0}\right). \tag{21}$$

Для устойчивости колебаний необходимо, чтобы правые части в (20), (21) были положительными. Очевидно, что для аксиальных колебаний это требование выполняется независимо от радиуса круговой орбиты. Область устойчивости в радиальном направлении определяется уравнением $\omega_r^2 = 0$.

Переходя к фурье-разложениям

$$\xi^\mu(t) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega \sum_{m=-\infty}^{\infty} \xi^\mu(\omega, m)\, e^{-i\omega_m t}, \quad \omega_m = \omega - m\Omega, \tag{22}$$

$$G^\mu\left(t, r, \theta = \frac{\pi}{2}, \varphi\right) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega \sum_{m=-\infty}^{\infty} G^\mu(\omega, m)\, e^{-i\omega t + im\varphi},$$

представим решения уравнений (15), (16), (18) в следующем виде:

$$\xi^1 = \frac{e}{\mu u^0}\, \frac{G^1(\omega, m)}{\omega_r^2 - \omega_m^2}, \qquad \xi^2 = \frac{e}{\mu u^0} \cdot \frac{G^2(\omega, m)}{\omega_\theta^2 - \omega_m^2}, \tag{23}$$

$$\xi^0 = \frac{i}{\omega_m}\left(\frac{e}{\mu u^0}\, G^0(\omega, m) - \gamma_1^0 \xi^1(\omega, m)\right),$$

$$\xi^3 = \frac{i}{\omega_m}\left(\frac{e}{\mu u^0}\, G^3(\omega, m) - \gamma_1^3 \xi^1(\omega, m)\right). \tag{24}$$

Как видно из этих формул, взаимодействие носит резонансный характер при совпадении частоты возмущающей силы ω с частотами

$$\Omega_r^{(\pm)} = m\Omega \pm \omega_r, \quad \Omega_\theta^{(\pm)} = m\Omega \pm \omega_\theta, \tag{25}$$

связанными с радиальными и аксиальными колебаниями. В случае резонанса происходит систематическое изменение энергии частицы, не зависящее от соотношения между фазой волны и положением частицы.

Усредненная по фазам величина мощности поглощения имеет вид

$$\frac{dE}{dt} = e\left\langle f_{0\mu}\, \frac{d\xi^\mu}{dt} + \Omega \xi^\lambda\, \frac{\partial f_{03}}{\partial x^\lambda}\right\rangle, \tag{26}$$

где значения величин $f_{0\mu}$ и f_{03} берутся на невозмущенной круговой траектории. Правая часть этого выражения после усреднения по фазам не должна зависеть от времени, поэтому полные производные по времени под знаком среднего можно опустить. Учитывая также вытекающие из уравнений Максвелла соотношения

$$\Omega\, \frac{\partial f_{03}}{\partial r} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega \frac{\partial}{\partial \varphi}\right) f_{01} + \frac{\partial}{\partial t}(f_{10} + \Omega f_{13}), \tag{27}$$

$$\Omega\, \frac{\partial f_{03}}{\partial \theta} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega \frac{\partial}{\partial \varphi}\right) f_{02} + \frac{\partial}{\partial t}(f_{20} + \Omega f_{23}),$$

преобразуем выражение (26) к виду

$$\frac{dE}{dt} = e\left\langle (\Omega\xi^0 - \xi^3)\frac{\partial f_{03}}{\partial t} + \xi^1 \frac{\partial}{\partial t}(f_{10} + \Omega f_{13}) + \xi^2 \frac{\partial}{\partial t}(f_{20} + \Omega f_{23})\right\rangle. \tag{28}$$

Предполагая, что фазы имеют хаотический характер, введем корреляционные функции электромагнитного поля с помощью соотношения

$$\langle f_{\mu\nu}(\omega, m)\, f^*_{\lambda\tau}(\omega', m')\rangle = I_{\mu\nu\lambda\tau}\delta_{mm'}\delta(\omega - \omega'). \tag{29}$$

Ниже будем использовать также «укороченную» корреляционную функцию

$$I_{\mu\lambda}(\omega, m) = I_{\mu\nu\lambda\tau}(\omega, m)\, u^\nu u^\tau (u^0)^{-2}, \tag{30}$$

удовлетворяющую соотношениям

$$I_{\mu\lambda}(\omega, m) = I^{*}_{\lambda\mu}(\omega, m) = I_{\lambda\mu}(-\omega, -m), \tag{31}$$

вытекающим из условия вещественности поля $f_{\mu\nu}(x)$.

При выполнении условий резонанса знаменатели выражений (23), (24), обращаются в нуль. Однако при учете диссипативных процессов полюса сдвигаются в комплексную плоскость, что можно учесть с помощью замены $\omega_m \to \omega_m + i\nu$, где величина ν имеет смысл обратного времени взаимодействия. Подставив в (28) разложение Фурье (7) и принимая во внимание соотношения (23), (24), в результате преобразований найдем

$$\frac{dE}{dt} = \int\limits_0^\infty d\omega \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\sum_{\lambda=\pm} P_r^\lambda(m, \omega) \frac{\nu}{(\omega - \Omega_r^\lambda)^2 + \nu^2} + \right.$$

$$\left. + \sum_{\lambda=\pm} P_\theta^\lambda(\omega, m) \frac{\nu}{(\omega - \Omega_\theta^\lambda)^2 + \nu^2} + P_0(\omega, m) \frac{\nu}{(\omega - m\Omega)^2 + \nu^2} \right]. \tag{32}$$

Входящие в эту формулу спектральные функции имеют следующий вид:

$$P_r^\pm(m, \omega) = \pm \frac{e^2}{\mu u_0} \frac{\omega}{\omega_r} \frac{\Delta_0}{r_0^4} \left[\left(I_{11} + \frac{\varkappa^2}{\omega_r^2} I_{33} \right) \pm \frac{2\varkappa}{\omega_r} \operatorname{Im} I_{13} \right],$$

$$P_\theta^\pm(m, \omega) = \pm \frac{e^2}{\mu u_0} \frac{\omega}{\omega_\theta} \frac{\Delta_0}{r_0^4} I_{22},$$

$$P_0(m, \omega) = \frac{2e^2}{\mu u_0} \left[\left(\frac{\varkappa^2}{\omega_r^2} - \frac{\Lambda_0^6}{r_0^2 u_0^2} \right) \frac{\Delta_0}{r_0^4} \frac{d}{d\omega} (\omega I_{33}) - 2 \frac{\varkappa\omega}{\omega_r^2} \frac{\Delta_0}{r_0^4} \operatorname{Im} I_{13} \right], \tag{33}$$

где $\varkappa = \gamma_3^1 - \Omega\gamma_0^1$.

Покажем, что корреляционная функция I_{22}, а также комбинация корреляционных функций, заключенная в квадратные скобки в выражении для $P_r^\pm$, являются положительно определенными. Для I_{22} это видно непосредственно из ее определения (30), поскольку при $\omega \to \omega'$ левая часть представляет собой квадрат модуля величины $f_{2\nu}(\omega, m) u^\nu (u^0)^{-1}$. Выражение в квадратных скобках в формуле для $P_r^\pm$ представим в следующем виде:

$$I_{11}^{(\omega,m)} + \frac{\varkappa^2}{\omega_r^2} I_{33}^{(\omega,m)} \pm \frac{2\varkappa}{\omega_r} \operatorname{Im} I_{13}^{(\omega,m)} =$$

$$= \int d\omega' \left\langle \left(f_{1\mu}(\omega, m) \pm \frac{i\varkappa}{\omega_r} f_{3\mu}(\omega, m) \right) \times \right.$$

$$\left. \times \left(f_{1\nu}(\omega', m') \pm \frac{i\varkappa}{\omega_r} f_{3\nu}(\omega', m') \right)^* \right\rangle \frac{u^\mu u^\nu}{(u^0)^2}. \tag{34}$$

Поскольку среднее значение произведения функций поля отлично от нуля лишь при $\omega = \omega'$, то становится ясным, что и эта комбинация корреляционных функций положительно определена.

Из формул (32), (33) следует, что на частотах $\omega = \Omega_r^\pm$ и $\omega = \Omega_\theta^\pm$ имеет место отрицательное поглощение, т. е. перекачка энергии от частиц к волнам. Знак выражения $P_0(\omega, m)$ зависит от более детальной структуры корреляционных функций и в принципе также может быть отрицательным.

Для оценки коэффициентов усиления ограничимся длинноволновым приближением $M\omega \ll 1$ при $B \ll B_M$. В этом случае основной вклад в сумму по m в (32) дают наинизшие гармоники $m = \pm 1$. Корреляционные функции в этом приближении могут быть представлены в виде:

$$I_{11} = I(\omega)\frac{\omega^2}{3},\quad I_{22} = I(\omega)\frac{\omega^2}{3}\left(\frac{m\omega}{2} - \Omega\right)^2 r^2, \tag{35}$$

$$I_{33} = I(\omega)\frac{\omega^2}{3}\cdot\frac{\Delta^2}{r^2},\quad I_{13} = -im\frac{\Delta}{r} I(\omega)\frac{\omega^2}{3}.$$

Здесь $I(\omega)$ — спектральное распределение интенсивности падающих волн $f_{\mu\nu}$, $\int\limits_0^\infty I(\omega)\,d\omega = I$. Предполагая, что спектральное распределение $I(\omega)$ имеет лоренцеву форму

$$I(\omega) = I\frac{\Delta\omega}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Delta\omega)^2}, \tag{36}$$

введем коэффициенты усиления на частотах $\omega = \Omega_r^\pm$ и $\omega = \Omega_\theta^\pm$, исходя из соотношения $\frac{dE}{dt} = -kI$. В случае достаточно узких спектральных распределений, когда нет перекрытия между резонансами, для коэффициентов усиления (поглощения) найдем в рассматриваемом приближении

$$k_r^\pm = \pm\frac{e^2}{3\mu u_0}\frac{\Delta_0^2}{r_0^4}\int\limits_0^\infty d\omega\frac{\nu}{(\omega - \Omega_r^\pm)^2 + \nu^2}\cdot\frac{\Delta\omega}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Delta\omega)^2}\times$$

$$\times\left(1 \pm \frac{\Delta}{r}\frac{\varkappa}{\omega_r}\right)^2\frac{\omega^3}{\omega_r}, \tag{37}$$

$$k_\theta^\pm = \pm\frac{e^2\Delta_0}{3\mu u_0}\int\limits_0^\infty d\omega\frac{\nu}{(\omega - \Omega_\theta^\pm)^2 + \nu^2}\cdot\frac{\Delta\omega}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Delta\omega)^2}\left(\frac{m\omega}{2} - \Omega\right)^2\frac{\omega^3}{\omega_\theta}.$$

Явное значение интегралов в правой части выражений (37) зависит от соотношения между шириной спектрального распределения $\Delta\omega$ и параметром ν, характеризующим обратное время взаимодействия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Синхротронное излучение. Сб. статей под ред. А. А. Соколова и И. М. Тернова. М., 1966, 1—228.
2. Galt'sov D. V. Effèt d'absorption négative par les systèms quasiclassiques.— Ann. of Inst. H. Poincaré (Paris), 1968, **9**, 35—43.
3. Galtsov D. V., Petukhov V. I. Gravitational cyclotron instability: new mechanism for cosmic radio emission.— Phys. Lett., 1978, **68A**, 346—348.
4. Ernst F. J. Black hole in magnetic universe.— J. Math. Phys., 1976, **17**, 54—57.
5. Гальцов Д. В., Петухов В. И. Черная дыра во внешнем магнитном поле.— ЖЭТФ, 1978, **74**, 801—819.
6. Melvin M. A. Dynamics of cylindrical electromagnetic universes.— Phys. Rev., 1965, **139B**, 225—243.

Поступила в редакцию
14.07.78