АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16 МАЙ, 1980 ВЫПУСК 2

УДК 523.038

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПОЛЕМ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ В ПРИСУТСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. К. АВЕТИСЯН

Поступила 11 марта 1979
Пересмотрена 30 ноября 1979

Рассмотрено взаимодействие заряженных частиц с полями вращающегося магнитного диполя и электромагнитной волны. На основе релятивистских уравнений движения исследована возможность ускорения частиц указанными полями. Получены классический эффект группировки, а также квантовый эффект модуляции потока заряженных частиц на частотах вращения магнитного диполя и электромагнитной волны. Проведен численный анализ полученных результатов и указана возможность применения названных эффектов к пульсарам.

Введение. В работах [1, 2] была разработана теория квазистационарной магнитосферы нейтронных звезд в моделях симметричного (ось вращения $\vec{\Omega}_0$ звезды совпадает с направлением магнитного момента $\vec{\mu}$) и наклонного ротаторов. В работе [3] был предложен возможный механизм пополнения частиц магнитосферы (утечка частиц происходит из-за диффузии), происходящий за счет выброса частиц с поверхности звезды. Однако лишь небольшая часть этих заряженных частиц оказывается захваченной магнитосферой, так что основная часть их почти не вовлекается в твердотельное вращение магнитосферы.

В настоящей работе рассматривается взаимодействие указанных частиц с электромагнитным излучением вращающейся намагниченной нейтронной звезды и ее дипольным магнитным полем. Отметим, что в работах [2, 4] рассматривалось взаимодействие заряженных частиц магнитосферы с полем излучения нейтронной звезды, приводящее к эффективному нагреву магнитосферной плазмы.

Как будет показано в дальнейшем, характер поля вращающегося магнитного диполя, а следовательно и характер взаимодействия заряженных частиц с указанными полями, существенно зависят от ориентации магнитного момента относительно оси вращения звезды. Поэтому будем отдельно рассматривать случаи симметричного и наклонного (в настоящей работе для простоты принято $\widehat{\vec{\mu}, \vec{\Omega}_0} = \pi/2$) ротаторов.

1. *Поле вращающегося магнитного диполя.* Вначале определим электромагнитное поле вращающегося магнитного диполя в неподвижной системе отсчета с началом в центре звезды. В сопутствующей системе отсчета (жестко вращающейся со звездой, с началом в ее центре) векторный потенциал магнитного диполя дается выражением

$$\vec{A}' = \frac{[\vec{\mu}' \vec{r}']}{r^3}, \tag{1.1}$$

компоненты которого, с учетом неинерциальности системы отсчета, имеют следующий вид [5]:

$$A'_\alpha = \frac{\sqrt{\gamma}}{r^3} e_{\alpha\beta\gamma} \mu'^\beta x'^\gamma. \tag{1.2}$$

Здесь $\gamma = [1 - \Omega_0^2 (x'^2 + y'^2)/c^2]^{-1}$ определитель трехмерного метрического тензора, а $e_{\alpha\beta\gamma}$ — антисимметричный единичный тензор 3-го порядка.

Рассматривая случай наклонного ротатора, направим ось y вдоль магнитного момента звезды, а ось z — по оси вращения ее. Тогда в сопутствующей системе отсчета для компонентов векторного потенциала магнитного диполя получим следующие выражения:

$$A'_1 = \mu \frac{\sqrt{\gamma}}{r^3} x'^3, \quad A'_2 = 0, \quad A'_3 = -\mu \frac{\sqrt{\gamma}}{r^3} x'^1, \quad A'_0 = 0. \tag{1.3}$$

При переходе к инерциальной системе отсчета (оси z и z' совпадают) компоненты потенциала преобразуются по формуле

$$A_i = \frac{\partial x'^k}{\partial x^i} A'_k. \tag{1.4}$$

Окончательно для компонентов потенциала наклонного ротатора в инерциальной системе отсчета получаем следующие выражения:

$$
\begin{aligned}
A_x &= -\mu \frac{\sqrt{\gamma}}{r^3} z \cos \Omega_0 t, \\
A_y &= -\mu \frac{\sqrt{\gamma}}{r^3} z \sin \Omega_0 t, \\
A_z &= \mu \frac{\sqrt{\gamma}}{r^3} (x \cos \Omega_0 t + y \sin \Omega_0 t), \\
\varphi &= \mu \frac{\Omega_0}{c} \frac{\sqrt{\gamma}}{r^3} z(-x \sin \Omega_0 t + y \cos \Omega_0 t).
\end{aligned}
\tag{1.5}
$$

Аналогичным образом для компонентов потенциала симметричного ротатора получаем

$$
A_x = \mu \frac{\sqrt{\gamma}}{r^3} y, \quad A_y = -\mu \frac{\sqrt{\gamma}}{r^3} x, \quad A_z = 0, \quad \varphi = -\mu \frac{\Omega_0}{c} \frac{\sqrt{\gamma}}{r^3} (x^2 + y^2) \tag{1.6}
$$

Отметим, что выражения (1.5) и (1.6) справедливы до расстояний вплоть до светового цилиндра, т. е. при $d = \sqrt{x^2 + y^2} < c/\Omega_0$. На больших расстояниях вне светового цилиндра поле вращающегося магнитного диполя имеет излучательный характер (см., например, [6]).

Рассматриваемые в настоящей работе эффекты (ускорение, группировка и модуляция потока заряженных частиц), обусловленные одновременным взаимодействием заряженных частиц с полями (1.5) или (1.6) и электромагнитным излучением, имеют место внутри светового цилиндра, т. е. при $d \ll c/\Omega_0$. В указанной области, как это следует из выражений (1.5) и (1.6), $\varphi \ll A_z$ и $\gamma \approx 1$. Следовательно, не умаляя общности, в выражениях (1.5) и (1.6) можно положить $\varphi = 0$ и $\gamma = 1$. С учетом сказанного в этой области для компонентов потенциалов наклонного ротатора будем иметь следующие выражения:

$$
\begin{aligned}
A_x &= -\mu z \cos \Omega_0 t / r^3, \\
A_y &= -\mu z \sin \Omega_0 t / r^3, \\
A_z &= \mu (x \cos \Omega_0 t + y \sin \Omega_0 t) / r^3,
\end{aligned}
\tag{1.7}
$$

а для компонентов потенциалов симметричного ротатора —

$$
A_x = \mu \frac{y}{r^3}, \quad A_y = -\mu \frac{x}{r^3}, \quad A_z = 0. \tag{1.8}
$$

Поскольку в дальнейшем будем пользоваться спектральными компонентами полей, то разложим поле вращающегося магнитного диполя в спектр по волновым векторам $\vec{q}$ и частотам Ω:

$$\vec{A}(\vec{r},\ t)=\int\vec{A}(\vec{q},\ \Omega)\exp(i\vec{q}\vec{r}+i\Omega t)\,d\vec{q}d\Omega. \tag{1.9}$$

Используя разложение (1.9), для фурье-компонентов полей (1.7) и (1.8) соответственно получим следующие выражения:

$$\begin{aligned} A_x(\vec{q},\ \Omega) &= \frac{i\mu}{(2\pi)^3}\left[\delta(\Omega+\Omega_0)+\delta(\Omega-\Omega_0)\right]\frac{q_z}{q^2},\\ A_y(\vec{q},\ \Omega) &= \frac{\mu}{(2\pi)^3}\left[\delta(\Omega-\Omega_0)-\delta(\Omega+\Omega_0)\right]\frac{q_z}{q^2},\\ A_z(\vec{q},\ \Omega) &= -\frac{\mu}{(2\pi)^3}\left\{\left[\delta(\Omega+\Omega_0)+\delta(\Omega-\Omega_0)\right]\frac{iq_x}{q^2}+\right.\\ &\left.+\left[\delta(\Omega-\Omega_0)-\delta(\Omega+\Omega_0)\right]\frac{q_y}{q^2}\right\}; \end{aligned} \tag{1.10}$$

$$A_x(\vec{q})=-\frac{i\mu}{2\pi^2}\frac{q_y}{q^2},\qquad A_y(\vec{q})=\frac{i\mu}{2\pi^2}\frac{q_x}{q^2},\qquad A_z(\vec{q})=0. \tag{1.11}$$

2. *Ускорение и группировка потока частиц.* Нас интересует возможность ускорения заряженных частиц при взаимодействии с полями вращающегося магнитного диполя и электромагнитной волны и возникающие при этом эффекты, обусловленные реальным поглощением-излучением квантов в указанных полях. Рассмотрим этот вопрос сначала с точки зрения классической теории, исходя из релятивистского уравнения движения (инжектируемые с поверхности звезды частицы релятивистские)

$$\frac{d\vec{p}}{dt}=e\{\vec{E}(\vec{r},\ t)+\vec{E}_0(\vec{r},\ t)\}+\frac{e}{c}[\vec{v}\times\{\vec{H}(\vec{r},\ t)+\vec{H}_0(\vec{r},\ t)\}]. \tag{2.1}$$

Здесь $\vec{E}(\vec{r},\ t)$, $\vec{H}(\vec{r},\ t)$ — соответственно напряженности электрического и магнитного полей вращающегося магнитного диполя, а $\vec{E}_0(\vec{r},\ t)$, $\vec{H}_0(\vec{r},\ t)$ — электромагнитной волны. Последнюю для простоты будем считать квазимонохроматической с векторным потенциалом

$$\vec{A}_0(\vec{r},\ t)=\vec{A}_0(t)\cos(\omega_0 t-\vec{k}\vec{r}), \tag{2.2}$$

где $\vec{A}_0(t)$ — медленно меняющаяся по сравнению с фазой функция.

Уравнение (2.1) будем решать в приближении теории возмущений, чему соответствуют малые изменения импульса и энергии заряженной частицы в заданных полях по сравнению с начальными значениями $\Delta p\ll p_0$, $\Delta\varepsilon\ll\varepsilon_0$.

а) *Спонтанное взаимодействие*. Рассмотрим сначала случай наклонного ротатора. Для интегрирования уравнения (2.1) удобно перейти к фурье-компонентам поля вращающегося магнитного диполя. Для электрической и магнитной напряженностей полного электромагнитного поля при этом будем иметь следующие выражения:

$$\vec{E}_n(\vec{r}, t) = \frac{\omega_0 \vec{A}_0}{c} \sin(\omega_0 t - \vec{k}\vec{r}) - \frac{i}{c}\int \Omega \vec{A}(\vec{q}, \Omega) \exp(i\vec{q}\vec{r} + i\Omega t)\, d\vec{q}\, d\Omega,$$

$$\vec{H}_n(\vec{r}, t) = [\vec{k}\vec{A}_0] \sin(\omega_0 t - \vec{k}\vec{r}) + i\int [\vec{q}\vec{A}(\vec{q}, \Omega)] \exp(i\vec{q}\vec{r} + i\Omega t)\, d\vec{q}\, d\Omega, \tag{2.3}$$

где $\vec{A}(\vec{q}, \Omega)$ дается выражением (1.10). Подставляя невозмущенную траекторию частицы $\vec{r}^{(0)}(t) = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t$ в выражение (2.3) и интегрируя с учетом его уравнение (2.1) по t от $-\infty$ до $+\infty$, получим изменение импульса частицы после взаимодействия в первом порядке теории возмущений (волна адиабатически включается и выключается на $\pm\infty$)

$$\Delta\vec{p}^{(1)} = \frac{2i\pi e}{c}\int \{[\vec{v}_0[\vec{q}\vec{A}(\vec{q}, \Omega)]] - \Omega\vec{A}(\vec{q}, \Omega)\} \exp(i\vec{q}\vec{r}_0)\, \delta(\vec{q}\vec{v}_0 + \Omega)\, d\vec{q}\, d\Omega. \tag{2.4}$$

Соответственно этому изменение энергии частицы после взаимодействия будет $(\Delta\varepsilon^{(1)} = \vec{v}_0 \cdot \Delta\vec{p}^{(1)})$

$$\Delta\varepsilon^{(1)} = -\frac{2i\pi e}{c}\int \Omega \vec{v}_0 \vec{A}(\vec{q}, \Omega) \exp(i\vec{q}\vec{r}_0)\, \delta(\vec{q}\vec{v}_0 + \Omega)\, d\vec{q}\, d\Omega. \tag{2.5}$$

Подставляя выражение (1.10) в (2.5), легко заметить, что интегрирование по $\vec{q}$ сводится к вычислению следующего интеграла:

$$I = \int \frac{\delta(\vec{q}\vec{v}_0 + \Omega)}{q^2} \exp(i\vec{q}\vec{r}_0)\, d\vec{q}, \tag{2.6}$$

входящая в который δ-функция определяет условие реального поглощения-излучения квантов поля вращающегося магнитного диполя. После интегрирования для I получим следующее выражение:

$$I = \frac{2\pi}{v_0} \exp\left(-i\Omega \frac{\vec{r}_0\vec{v}_0}{v_0^2}\right) K_0\left[\lambda \sqrt{\delta^2 + \left(\tilde{y}\frac{v_0}{v_{0x}}\right)^2}\right], \tag{2.7}$$

где K_0 — модифицированная функция Генкеля [7], а

$$\lambda^2 = \Omega^2 \frac{v_{0x}^2 + v_{0y}^2}{v_0^4}, \quad \delta = \tilde{z}_0 - \tilde{y}_0 \frac{v_{0y} v_{0z}}{v_{0x}^2 + v_{0y}^2}, \quad \tilde{z}_0 = z_0 - x_0 \frac{v_{0z}}{v_{0x}},$$

$$\tilde{y}_0 = y_0 - x_0 \frac{v_{0y}}{v_{0x}}. \tag{2.8}$$

Окончательные выражения для изменения энергии частицы после взаимодействия имеют довольно громоздкий вид (особенно во втором порядке теории возмущений), поэтому в дальнейшем все окончательные результаты приводятся для случая, когда начальная скорость частицы совпадает с направлением распространения электромагнитной волны (ось x), поляризованной вдоль оси y. Окончательно для изменения энергии частицы после взаимодействия в первом порядке теории возмущений получим следующее выражение:

$$\Delta\varepsilon^{(1)} = \Delta\varepsilon_0^{(1)} \sin \frac{\Omega_0 x_0}{v_0} = \frac{e\mu\Omega_0^2}{\pi c v_0} \frac{z_0}{\rho_0} K_1\left(\frac{\Omega_0}{v_0}\rho_0\right) \sin \frac{\Omega_0 x_0}{v_0}, \tag{2.9}$$

где $\rho_0^2 = y_0^2 + z_0^2$.

Таким образом, в случае наклонного ротатора уже в первом порядке теории возмущений имеется реальное изменение энергии частицы, обусловленное действием только периодического по времени электрического поля вращающегося магнитного диполя (спонтанное взаимодействие). Очевидно. что спонтанное взаимодействие частицы с электромагнитной волной не может привести к реальному изменению энергии частицы (взаимодействие происходит в разреженной плазме, показатель преломления которой $n_0 \leqslant 1$).

Из выражения (2.9) следует, что в зависимости от начальной фазы частица ускоряется или замедляется. В случае потока частиц это приводит к группировке потока частиц с пространственным периодом $L_0 = 2\pi v_0/\Omega_0$. Последнее в свою очередь приведет к квантовой модуляции плотности, а следовательно и тока частиц на частоте вращения магнитного диполя (см. раздел 4). В этом и заключается принципиальное различие между наклонным и симметричным ротаторами. Для последнего электрическое поле стационарно, так что спонтанное взаимодействие не может привести к указанным эффектам. Отметим, что учет скалярного потенциала симметричного ротатора, которым мы пренебрегли из-за малости, качественно может привести к незначительному изменению энергии частицы электрическим полем, что, однако, не может привести к указанным эффектам. В случае симметричного ротатора эти эффекты возникают лишь при вынужденном взаимодействии заряженных частиц с полями (1.8) и (2.2).

б) *Вынужденное взаимодействие.* Вынужденное взаимодействие заряженной частицы с полями наклонного ротатора и электромагнитной волны, которое опять приведет к реальному изменению энергии частицы, соответствует второму порядку теории возмущений. Интегрируя (2.1) по t от $-\infty$ до t, находим скорость и траекторию частицы в полях (1.7) и (2.2) в первом порядке теории возмущений:

$$\vec{v}^{(1)} = \frac{ec}{\varepsilon_0}\Bigg\{\frac{\omega_0\vec{A}_0 + [\vec{v}_0[\vec{k}\vec{A}_0]]}{\vec{k}\vec{v}_0 - \omega_0}\cos\left[(\omega_0 - \vec{k}\vec{v}_0)t - \vec{k}\vec{r}\right] +$$

$$+ \int \exp\left[i\vec{q}\vec{r}_0 + i(\vec{q}\vec{v}_0 + \Omega)t\right]\frac{[\vec{v}_0[\vec{q}\vec{A}(\vec{q}, \Omega)]] - \Omega\vec{A}(\vec{q}, \Omega)}{\vec{q}\vec{v}_0 + \Omega}\,d\vec{q}\,d\Omega, \qquad (2.10)$$

$$\vec{r}^{(1)} = \frac{ec}{\varepsilon_0}\Bigg\{-\frac{\omega_0\vec{A}_0 + [\vec{v}_0[\vec{k}\vec{A}_0]]}{(\vec{k}\vec{v}_0 - \omega_0)^2}\sin\left[(\omega_0 - \vec{k}\vec{v}_0)t - \vec{k}\vec{r}_0\right] +$$

$$+ i\int \exp\left[i\vec{q}\vec{r}_0 + i(\vec{q}\vec{v}_0 + \Omega)t\right]\frac{\Omega\vec{A}(\vec{q}, \Omega) - [\vec{v}_0[\vec{q}\vec{A}(\vec{q}, \Omega)]]}{(\vec{q}\vec{v}_0 + \Omega)^2}\,d\vec{q}\,d\Omega, \qquad (2.11)$$

где $\vec{A}_0 = \overline{\vec{A}_0(t)}$ — среднее значение амплитуды векторного потенциала электромагнитной волны. Подставляя (2.10) и (2.11) в (2.1) и интегрируя по t от $-\infty$ до $+\infty$, получим изменение энергии частицы после взаимодействия во втором порядке теории возмущений $(\Delta\varepsilon^{(2)} = \vec{v}_0\Delta\vec{p}^{(2)})$

$$\Delta\varepsilon^{(2)} = \Delta\varepsilon_1^{(2)}\cos\left[(\omega_0 + \Omega_0)\frac{x_0}{v_0}\right] + \Delta\varepsilon_2^{(2)}\cos\left[(\omega_0 - \Omega_0)\frac{x_1}{v_0}\right], \qquad (2.12)$$

где

$$\Delta\varepsilon_{1,2}^{(2)} = \frac{e^2\mu A_0 z_0}{2\pi v_0^2\varepsilon_0\omega\rho_0}(\omega_0 \pm \Omega_0)(\omega \pm \Omega_0)\left[(\omega \pm \Omega_0)\frac{y_0}{\rho_0}K_2\left(\frac{\omega \pm \Omega_0}{v_0}\rho_0\right) \mp\right.$$

$$\left.\mp\,\omega K_1\left(\frac{\omega \pm \Omega_0}{v_0}\rho_0\right)\right]. \qquad (2.13)$$

Здесь $\omega = \omega_0(1 - v_0/c)$ — доплеровски смещенная частота волны.

Из (2.12) следует, что в зависимости от начальной фазы, частица ускоряется или замедляется, вынужденно поглощая или излучая кванты комбинированных частот электромагитной волны и поля вращающегося магнитного диполя $(\omega_0 \pm \Omega_0)$. Это приводит к группировке заряженных частиц с пространственным периодом $L_{1,2} = 2\pi v_0(\omega_0 \pm \Omega_0)^{-1}$.

В случае симметричного ротатора для изменения энергии частицы после взаимодействия во втором порядке теории возмущений, обусловленного вынужденным взаимодействием с полями (1.8) и (2.2), имеем

$$\Delta\varepsilon^{(2)} = \Delta\varepsilon_3^{(2)} \cos \frac{\omega_0 x_0}{v_0}, \tag{2.14}$$

где

$$\Delta\varepsilon_3^{(2)} = \frac{2e^2\omega_0\mu A_0}{\varepsilon_0 v_0} \left[\frac{\omega}{v_0} \frac{z_0^2}{\rho_0^2} K_2\left(\frac{\omega}{v_0}\rho_0\right) - \frac{1}{\rho_0} K_1\left(\frac{\omega}{v_0}\rho_0\right)\right]. \tag{2.15}$$

Как видно из выражения (2.14), ускорение (замедление) заряженных частиц в случае симметричного ротатора происходит благодаря вынужденному поглощению (излучению) квантов только электромагнитной волны, соответственно чему в этом случае происходит группировка потока частиц с пространственным периодом $L_3 = 2\pi v_0 \omega_0^{-1}$.

3. *Многоквантовый характер взаимодействия частицы с полями ротатора и электромагнитной волны.* Ускорение (замедление) частицы как при спонтанном взаимодействии с полем наклонного ротатора, так и при вынужденном взаимодействии с полями ротатора и электромагнитной волны, соответствует поглощению (излучению) большого числа квантов указанных полей. Поскольку роль спина в рассматриваемых эффектах несущественна (учет спина может привести лишь к поляризационным явлениям), будем пользоваться уравнением Клейна—Гордона:

$$\left[\hbar^2\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2\vec{\nabla}^2\right) + m^2c^4\right]\psi = -2ie\hbar c\left[\vec{A}(\vec{r}, t) + \right.$$

$$\left. + \vec{A}_0(\vec{r}, t)\right]\psi - 2e^2\vec{A}(\vec{r}, t)\vec{A}_0(\vec{r}, t)\psi. \tag{3.1}$$

Уравнение (3.1) будем решать в импульсном приближении, когда начальная плоская волна частицы медленно искажается в поле, т. е. решение будем искать в следующем виде:

$$\psi(\vec{r}, t) = \sqrt{N_0}\cdot f(r, t)\, e^{\frac{i}{\hbar}(\vec{p}_0\vec{r} - \varepsilon_0 t)}, \tag{3.2}$$

где $f(\vec{r}, t)$ — медленно меняющаяся по координате и времени функция по сравнению с экспонентой. Такое приближение справедливо, когда изменения импульса и энергии частицы в поле малы по сравнению с начальными значениями: $\Delta p \ll p_0$, $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon_0$. Последнее соответствует сделанному в разделе 2 классическому приближению теории возмущений. Амплитуду волновой функции (3.2) представим в следующем виде:

$$f(\vec{r}, t) = f_1(\vec{r}, t) f_2(\vec{r}, t),$$

где $f_1(\vec{r}, t)$ соответствует спонтанному взаимодействию частицы с полем ротатора (спонтанное взаимодействие частицы с электромагнитной волной зануляется после взаимодействия), а $f_2(\vec{r}, t)$ — вынужденному взаимодействию с полями ротатора и волны. При этом функция $f_2(\vec{r}, t)$ будет медленно меняться по сравнению с функцией $f_1(\vec{r}, t)$, следовательно, выделяя в уравнении (3.1) величины одинакового порядка малости, а также отбрасывая вторые производные функций $f_{1,2}(\vec{r}, t)$ по координате и времени по сравнению с первыми (импульсное приближение), получим следующую систему уравнений для функций $f_1(\vec{r}, t)$ и $f_2(\vec{r}, t)$:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + (\vec{v}\vec{\nabla}) f_1 = \frac{ie}{\hbar c} \vec{v}_0 (\vec{A} + \vec{A}_0) f_1, \tag{3.3}$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial t} + (\vec{v}_0 \vec{\nabla}) f_2 = \frac{e}{\varepsilon_0 f_1} \left[c (\vec{A} + \vec{A}_0) \vec{\nabla} f_1 - \frac{ie}{\hbar} \vec{A}\vec{A}_0 f_1 \right] f_2. \tag{3.4}$$

Эти уравнения легко решаются в переменных

$$\eta = t - \frac{x}{v_{0x}}, \quad \zeta = t - \frac{y}{v_{0y}}, \quad \xi = t - \frac{z}{v_{0z}}, \quad t = \tau.$$

Сначала рассмотрим случай наклонного ротатора. Перейдя к новым переменным и интегрируя уравнение (3.3) по τ от $-\infty$ до t получим

$$\ln f_1 = \frac{ie}{\hbar} \left\{ \frac{\vec{v}_0 \vec{A}_0}{c\omega} \sin (\omega_0 t - \vec{k}\vec{r}) + \int \frac{\vec{v}_0 \vec{A} (\vec{q}, \Omega)}{ic (\vec{q}\vec{v}_0 + \Omega)} \exp (i\vec{q}\vec{r} + i\Omega t) \, d\vec{q} d\Omega \right\}. \tag{3.5}$$

Как видно из этого выражения, после взаимодействия ($t = +\infty$), второе слагаемое в экспоненте, соответствующее спонтанному взаимодействию частицы с волной, зануляется и для спонтанной части волновой функции частицы (взаимодействие с полем ротатора) будем иметь

$$f_1(\vec{r}, t) = \exp \left\{ - \frac{ie\mu\Omega_0}{\pi\hbar c v_0} \frac{z}{\rho} K_1 \left(\frac{\Omega_0}{v_0} \rho \right) \cos \Omega_0 \left(t - \frac{x}{v_0} \right) \right\}. \tag{3.6}$$

Подставляя выражение (3.5) в уравнение (3.4) и интегрируя по τ от $-\infty$ до $+\infty$, получим вынужденную часть амплитуды волновой функции частицы после взаимодействия

$$f_2(\vec{r}, t) = \exp\left\{-\frac{i\pi e^2}{\varepsilon_0 \hbar\omega}\left[\int (\omega \vec{A}\vec{A}_0 + (\vec{A}_0\vec{q})(\vec{v}_0\vec{A}))\, e^{i(\Omega+\omega_0)t + i(\vec{q}-\vec{k})\vec{r}} \times\right.\right.$$

$$\times\, \delta(\vec{q}\vec{v}_0 + \Omega + \omega)\, d\vec{q}\, d\Omega + \qquad (3.7)$$

$$\left.\left. + \int (\omega \vec{A}_0\vec{A} - (\vec{A}_0\vec{q})(\vec{v}_0\vec{A}))\, e^{i(\Omega-\omega_0)t + i(\vec{q}+\vec{k})\vec{r}}\, \delta(\vec{q}\vec{v}_0 + \Omega - \omega)\, d\vec{q}\, d\Omega\right]\right\}.$$

Окончательное выражение для волновой функции частицы легко получить, подставляя (1.10) в (3.7) и интегрируя с учетом (2.7). Для полной волновой функции частицы в случае наклонного ротатора получим

$$\psi(\vec{r}, t) = \sqrt{N_0} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} i^n J_n(\alpha_0) J_s(\alpha_1) J_l(\alpha_2) \times$$

$$\times \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left[p_0 + \frac{n\hbar\Omega_0}{v_0}\,\frac{s\hbar(\omega_0 + \Omega_0)}{v_0} + \frac{l\hbar(\omega_0 - \Omega_0)}{v_0}\right]x - \right.$$

$$\left. - \frac{i}{\hbar}[\varepsilon_0 + n\hbar\Omega_0 + s\hbar(\omega_0 + \Omega_0) + l\hbar(\omega_0 - \Omega_0)]\, t\right\}. \qquad (3.8)$$

Здесь

$$\alpha_0 = \Delta\varepsilon_0^{(1)}/\hbar\Omega_0, \qquad \alpha_{1,2} = \Delta\varepsilon_{1,2}^{(2)}/\hbar(\omega_0 \pm \Omega_0),$$

где $\Delta\varepsilon_0^{(i)}$ — амплитуда классического изменения энергии частицы при спонтанном взаимодействии (см. (2.9)), а $\Delta\varepsilon_{1,2}^{(2)}$ — при вынужденном (см. (2.13)). При получении (3.8) мы воспользовались формулой [7]

$$e^{i\alpha\cos\varphi} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n J_n(\alpha)\, e^{in\varphi}; \qquad e^{i\alpha\sin\varphi} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\alpha)\, e^{in\varphi},$$

где $J_n(\alpha)$ — функция Бесселя n-го порядка.

Как следует из выражения (3.8), при спонтанном взаимодействии с полем наклонного ротатора частица поглощает ($n > 0$) и излучает ($n < 0$) кванты указанного поля, в результате чего импульс и энергия частицы после взаимодействия становятся соответственно равны

$$p = p_0 + n\hbar\Omega_0/v_0; \qquad \varepsilon = \varepsilon_0 + n\hbar\Omega_0. \qquad (3.9)$$

Отметим, что соотношение $\varepsilon^2 = c^2p^2 + m^2c^4$ здесь выполняется с точностью до величины первого порядка по малому параметру отдачи. Вероятность спонтанного поглощения-излучения n-квантов поля наклонного ротатора частоты Ω_0 определяется следующим выражением:

$$W_n = J_n^2(\alpha_0). \qquad (3.10)$$

При $\alpha_0 \ll 1$ имеется одноквантовый процесс, а при $\alpha_0 \gg 1$ основной вклад в процессе дают $n \sim \alpha_0$ кванты (наивероятное число квантов), что находится в полном согласии с классическим изменением энергии частицы при спонтанном взаимодействии с полем наклонного ротатора (см. (2.9)).

В результате вынужденного взаимодействия, как это следует из (3.8), поглощаются-излучаются кванты с частотами $\omega_0 \pm \Omega_0$, в результате чего импульс и энергия частицы после взаимодействия становятся равными

$$p = p_0 + \frac{s\hbar(\omega_0 + \Omega_0)}{v_0} + \frac{l\hbar(\omega_0 - \Omega_0)}{v_0}; \quad \varepsilon = \varepsilon_0 + s\hbar(\omega_0 + \Omega_0) + l\hbar(\omega_0 - \Omega_0). \tag{3.11}$$

Вероятности указанных процессов соответственно равны

$$W_s = J_s^2(\alpha_1), \qquad W_l = J_l^2(\alpha_2), \tag{3.12}$$

следовательно наивероятные числа вынужденно поглощенных-излученных квантов с частотами $\omega_0 \pm \Omega_0$ при этом есть $s,\ l \sim \alpha_{1,2}$ (см. (2.12)).

В случае симметричного ротатора спонтанное взаимодействие не приводит к реальному изменению импульса и энергии частицы $(f_1(\vec{r}, t) = 1)$, поэтому изменение волновой функции частицы обусловлено только вынужденным взаимодействием ее с полями (1.8) и (2.2). Полная волновая функция после взаимодействия в этом случае имеет следующий вид:

$$\psi(\vec{r}, t) = \sqrt{N_0} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\alpha_3) \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left[\left(p_0 + \frac{n\hbar\omega_0}{v_0}\right)x - (\varepsilon_0 + n\hbar\omega_0)t\right]\right\}, \tag{3.13}$$

где

$$\alpha_3 = \frac{2\mu e^2 A_0}{v_0 \varepsilon_0 \hbar}\left\{\frac{1}{\rho} K_1\left(\frac{\omega}{v_0}\rho\right) - \frac{\omega}{v_0}\frac{z^2}{\rho^2} K_2\left(\frac{\omega}{v_0}\rho\right)\right\} \tag{3.14}$$

совпадает с амплитудой классического изменения энергии частицы (2.15). В результате вынужденного поглощения-излучения квантов электромагнитной волны импульс и энергия частицы становятся равными соответственно

$$p = p_0 + n\hbar\omega_0/v_0; \quad \varepsilon = \varepsilon_0 + n\hbar\omega_0. \tag{3.15}$$

Вероятность указанных процессов равна

$$W_n = J_n^2(\alpha_3). \tag{3.16}$$

Из (3.16) следует, что наивероятное число вынужденно поглощенных-излученных квантов электромагнитной волны при $\alpha_3 \gg 1$ есть $n \sim \alpha_3$, что опять находится в полном согласии с классическим изменением энергии частицы при вынужденном взаимодействии (см. (2.15)).

4. *Квантовая модуляция плотности потока частиц.* Выражения волновых функций (3.8) и (3.13) показывают, что благодаря реальному поглощению-излучению квантов указанных полей начальная плоская волна частицы после взаимодействия превращается в пакет волн со всевозможными состояниями $(\varepsilon_0 \pm s\hbar\Omega_0 \pm l\hbar\omega_0)$. Суперпозиция этих состояний приводит к модуляции плотности, а следовательно и тока частиц на вышеуказанных частотах (с учетом биений) и их гармониках. Это сугубо квантовая модуляция, сохраняющаяся и после взаимодействия, в отличие от классической, которая возможна только в присутствии поля (классически частица после взаимодействия движется равномерно, так что при этом возможна только группировка потока частиц (см. раздел 2)).

Для получения эффекта квантовой модуляции потока частиц, необходимо в уравнении (3.1), которое будем решать в приближении теории возмущений по полям (1.7), (1.8) и (2.2), учесть вторые производные волновой функции. Как было показано выше, в случае наклонного ротатора реальный одноквантовый процесс появляется уже в первом порядке теории возмущений благодаря спонтанному взаимодействию с полем (1.9). Вынужденному одноквантовому процессу соответствует второй порядок теорий возмущений. Исходя из этого, решение (3.1) будем искать в виде

$$\psi = \psi_0 + \psi_1 + \psi_2 + \ldots; \quad |\psi_2| \ll |\psi_1| \ll \psi_0|, \tag{4.1}$$

где

$$\psi_0(\vec{r}, t) = \sqrt{N_0} \exp\left[\frac{i}{\hbar}(\vec{p}_0\vec{r} - \varepsilon_0 t)\right]$$

невозмущенная волновая функция потока частиц с плотностью N_0. Подставляя (4.1) в (3.1), получим систему уравнений для функций ψ_1 и ψ_2:

$$\left[\hbar^2\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2\nabla^2\right) + m^2c^4\right]\psi_1 = -2iec\hbar(\vec{A} + \vec{A}_0)\vec{\nabla}\psi_0, \tag{4.2}$$

$$\left[\hbar^2\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2\nabla^2\right) + m^2c^4\right]\psi_2 = -2iec\hbar(\vec{A} + \vec{A}_0)\vec{\nabla}\psi_1 - 2e^2\vec{A}\vec{A}_0\psi_0. \tag{4.3}$$

Сперва рассмотрим случай наклонного ротатора. Переходя от $\vec{A}(\vec{r}, t)$ к фурье-образу согласно формуле (1.10), ищем решение (4.2) в виде

$$\psi_1(\vec{r}, t) = \alpha(t)\exp\left\{\frac{i}{\hbar}[(\vec{p}_0 - \hbar\vec{k})\vec{r} - (\varepsilon_0 - \hbar\omega_0)t]\right\} +$$

$$+ \beta(t)\exp\left\{\frac{i}{\hbar}[(\vec{p}_0 + \hbar\vec{k})\vec{r} - (\varepsilon_0 + \hbar\omega_0)t]\right\} + \tag{4.4}$$

$$+ \int\gamma(\vec{q}, \Omega)\exp\left\{\frac{i}{\hbar}[(\vec{p}_0 + \hbar\vec{q})\vec{r} - (\varepsilon_0 - \hbar\Omega)t]\right\}d\vec{q}d\Omega,$$

где первые два члена соответствуют спонтанному взаимодействию частицы с электромагнитной волной (однофотонное излучение и поглощение), а третий член — с полем наклонного ротатора. Подставляя (4.4) в (4.2) и учитывая медленность изменения коэффициентов $\alpha(t)$ и $\beta(t)$, соответствующие изменению амплитуды $\vec{A}_0(t)$ электромагнитной волны, получим

$$\alpha = -\beta = \sqrt{N_0}\frac{e\vec{v}_0\vec{A}_0}{2c\hbar\omega}; \quad \gamma(\vec{q}, \Omega) = \sqrt{N_0}\frac{e\vec{v}_0\vec{A}(\vec{q}, \Omega)}{c\hbar(\vec{q}\vec{v}_0 + \Omega)}. \tag{4.5}$$

Знаменатель выражения $\gamma(\vec{q}, \Omega)$ обращается в нуль при выполнении закона сохранения для реального поглощения-излучения одного кванта поля ротатора. Следовательно, воспользовавшись известной формулой

$$\frac{1}{x - a \mp io} = \pm i\delta(x - a) + P\left(\frac{1}{x - a}\right),$$

в выражении для функции ψ_1 оставим только δ-функцию, ответственную за реальный одноквантовый процесс. После интегрирования по $\vec{q}$ и Ω с учетом (1.10), для волновой функции ψ_1 получим

$$\psi_1(\vec{r}, t) = \frac{e\mu\Omega_0}{2\pi hcv_0}\frac{z}{\rho}K_1\left(\frac{\Omega_0}{v_0}\rho\right)\sin\left[\Omega_0\left(t - \frac{x}{v_0}\right)\right]\psi_0(\vec{r}, t). \tag{4.6}$$

Используя выражение (4.6), для плотности потока частиц после взаимодействия в первом порядке теории возмущений ($N_1 = |\psi_0 + \psi_1|^2$) получим

$$N_1 = N_0\left\{1 + \Gamma_0\sin\left[\Omega_0\left(t - \frac{x_0}{v_0}\right)\right]\right\}, \tag{4.7}$$

где

$$\Gamma_0 = \Delta\varepsilon_0^{(1)}/\hbar\Omega_0.$$

Как видно из выражения (4.7), плотность потока частиц модулируется на частоте вращения магнитного диполя с глубиной, равной Γ_0.

Исследуем теперь модуляцию, обусловленную вынужденным взаимодействием частиц с указанными полями. Решение уравнения (4.3) ищем в виде

$$\psi_2(\vec{r}, t) = \int G_1(\vec{q}, \Omega) \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left[(\vec{p}_0 + \hbar\vec{q} - \hbar\vec{k})\vec{r} - \right.\right.$$

$$\left.\left. - (\varepsilon_0 - \hbar\Omega - \hbar\omega_0) t\right]\right\} d\vec{q}\, d\Omega + \tag{4.8}$$

$$+ \int G_2(\vec{q}, \Omega) \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left[(\vec{p}_0 + \hbar\vec{q} + \hbar\vec{k})\vec{r} - (\varepsilon_0 - \hbar\Omega + \hbar\omega_0) t\right]\right\} d\vec{q}\, d\Omega.$$

Подставляя (4.8) в уравнение (4.3), для коэффициентов $G_{1,2}(\vec{q}, \Omega)$ получим

$$G_{1,2}(\vec{q}, \Omega) = \frac{\sqrt{N}\, e^2}{2\varepsilon_0 \hbar (\vec{q}\vec{v}_0 + \Omega \pm \omega)} \left\{ \frac{(\vec{v}_0 \cdot \vec{A}(\vec{q}, \Omega))((\vec{p}_0 + \hbar\vec{q}) \cdot \vec{A}_0(t))}{\hbar(\vec{q}\vec{v}_0 + \Omega)} \pm \right.$$

$$\left. \pm \frac{(\vec{v}_0 \cdot \vec{A}_0(t))((\vec{p}_0 \mp \hbar\vec{k}) \cdot \vec{A}(\vec{q}, \Omega))}{\hbar\omega} - \vec{A}_0(t) \cdot \vec{A}(\vec{q}, \Omega) \right\}. \tag{4.9}$$

Знаменатели выражений (4.9) определяют условия реального поглощения-излучения квантов полей вращающегося магнитного диполя и электромагнитной волны (вынужденное взаимодействие). Заменяя знаменатели в (4.9) δ-функциями и подставляя в (4.8), интегрируя по $\vec{q}$ и Ω с учетом (1.10), для волновой функции частицы ψ_2 получим выражение

$$\psi_2(\vec{r}, t) = -\frac{e^2 \mu A_0 z}{4\pi v_0 \varepsilon_0 \hbar\omega\rho} \left\{ \frac{\omega + \Omega_0}{v_0} \left[(\omega + \Omega_0) \frac{y}{\rho} K_2\left(\frac{\omega + \Omega_0}{v_0}\rho\right) - \right.\right.$$

$$\left. - \omega K_1\left(\frac{\omega + \Omega_0}{v_0}\rho\right)\right] \cos\left[(\omega_0 + \Omega_0)\left(t - \frac{x}{v_0}\right)\right] +$$

$$+ \frac{\omega - \Omega_0}{v_0}\left[(\omega - \Omega_0)\frac{y}{\rho} K_2\left(\frac{\omega - \Omega_0}{v_0}\rho\right) + \right. \tag{4.10}$$

$$\left.\left. + \omega K_1\left(\frac{\omega - \Omega_0}{v_0}\rho\right)\right] \cos\left[(\omega_0 - \Omega_0)\left(t - \frac{x}{v_0}\right)\right]\right\} \psi_0(\vec{r}, t).$$

С помощью выражений (4.1), (4.6) и (4.10) для плотности потока частиц после взаимодействия, во втором порядке теории возмущений, получим

$$N = N_0\left\{1 + \Gamma_0 \sin\left[\Omega_0\left(t - \frac{x}{v_0}\right)\right] + \Gamma_1 \cos\left[(\omega_0 + \Omega_0)\left(t - \frac{x}{v_0}\right)\right] + \right.$$
$$\left. + \Gamma_2 \cos\left[(\omega_0 - \Omega_0)\left(t - \frac{x}{v_0}\right)\right]\right\}, \tag{4.11}$$

где

$$\Gamma_{1,2} = \Delta\varepsilon_{1,2}^{(2)}/\hbar\,(\omega_0 \pm \Omega_0).$$

Как видно из выражения (4.11), в результате вынужденного взаимодействия частиц с полями наклонного ротатора и электромагнитной волны, плотность частиц после взаимодействия модулируется на частотах $\omega_0 \pm \Omega_0$.

В случае симметричного ротатора модуляция плотности частиц обусловлена только вынужденным взаимодействием (спонтанное взаимодействие не приводит к реальному поглощению-излучению). В этом случае для волновой функции частицы $\psi_2(\vec{r}, t)$ аналогичным образом получим выражение

$$\psi_2(\vec{r}, t) = \frac{\mu e^2 A_0}{\varepsilon_0 \hbar v_0}\left[\frac{1}{\rho} K_1\left(\frac{\omega}{v_0}\rho\right) - \right.$$
$$\left. - \frac{\omega}{v_0}\frac{z^2}{\rho^2} K_2\left(\frac{\omega}{v_0}\rho\right)\right] \cos\left[\omega_0\left(t - \frac{x}{v_0}\right)\right] \psi_0(\vec{r}, t). \tag{4.12}$$

С учетом (4.12) для плотности частиц после взаимодействия имеем

$$N = N_0\left\{1 + \Gamma_3 \cos\left[\omega_0\left(t - \frac{x}{v_0}\right)\right]\right., \tag{4.13}$$

где $\Gamma_3 = \Delta\varepsilon_3^{(2)}/\hbar\omega_0$. Как это следует из выражения (4.13), модуляция плотности частиц происходит на частоте электромагнитной волны.

Поскольку рассмотренный здесь процесс носит многоквантовый характер (см. раздел 3), то очевидно, что плотность частиц будет модулирована также на гармониках основных частот, что можно получить в следующих порядках теории возмущений. Глубины модуляций на гармониках вышеуказанных частот при этом будут равны $\Gamma_j = \Gamma_i^j$ ($i = 0$, 1, 2, 3; j — номер гармоники).

5. *Критерии применимости полученных результатов к пульсарам.* Единственный пока что пульсар во всем богатом семействе этих объектов, который излучает во всем диапазоне частот, начиная от радиочастот ($\sim 10^8$ Гц) и кончая γ-излучением ($\sim 10^{23}$ Гц) — это пульсар в Крабо-

видной туманности NP 0532 с угловой скоростью вращения $\Omega_0 = 200$ с$^{-1}$. Благодаря этому, а также тому обстоятельству, что, как показывают численные расчеты полученных результатов для характерных пульсаров, все параметры последних (кроме лишь $L_{0;\,e,\,p}$ и $a_{0;\,e,\,p}$, которые $\sim \Omega_0^{-1}$; индексами «е» и «р» отмечены значения параметров электрона и протона) почти не отличаются от приведенных в таблице соответствующих значений параметров пульсара NP 0532, в таблицу включены параметры лишь указанного пульсара*. Численный анализ показывает, что критерии применимости полученных результатов к пульсарам во всем диапазоне частот $10^8 \div 10^{18}$ Гц удовлетворяются при характерной величине их радиуса $R = \rho = 10^6$ см и поверхностной температуре $T = 10^6$, тогда как при частотах $\omega_0 \gtrsim 3.5 \cdot 10^{19}$ Гц необходимы температуры $T \gtrsim 10^7$. Отметим, что значения параметров, приведенных в последнем столбце таблицы, соответствуют частоте $\omega_0 = 7.2 \cdot 10^{19}$ Гц и поверхностной температуре $T = 2 \cdot 10^7$.

Напряженность (E_0), а следовательно и векторный потенциал (A_0) электромагнитной волны с частотой ω_0, принимаемой нами квазимонохроматической, с достаточной точностью можно оценить, приравнивая выражения для плотности энергии плоской монохроматической волны и плотности энергии абсолютно-черного тела в интервале частот от ω_0 до $\omega_0 + \Delta\omega$, причем для удовлетворения условий $\Gamma_{i;\,e,\,p} \ll 1$ необходимо, чтобы $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$. Здесь следует отметить, что такое определение напряженности электромагнитной волны в действительности является несколько грубым и погрешность определения величины напряженности волны может оказаться порядка самой ее величины. Однако даже такая неточность в определении E_0 не может влиять на возможность применения результатов к пульсарам; благодаря сильной зависимости функций Ганкеля от аргумента можно сравнительно малым изменением его достичь реальной применимости результатов к этим объектам.

Для пульсара NP 0532 имеем $\Delta z^{(1)}_{0;\,e,\,p} \approx z_{0;\,e,\,p} \ll \rho_{0;\,e,\,p}$, поэтому $y_{0,\,e,\,p} \approx \rho_{0;\,e,\,p}$. Как видно из таблицы, при классическом рассмотрении $v_0 \approx c$ и так как для всех известных пульсаров $\omega_0 \gg \Omega_0$, то пространственные периоды группировки заряженных частиц в первом и во втором порядках теории возмущений равны (через „н“ и „с“ отмечены значения параметров для случаев наклонного и симметричного ротаторов соответственно)

$$L_{\rm I}^{(н)} = 2\pi c/\Omega_0 \approx L_{0;\,e,\,p} \approx 9.4 \cdot 10^8 \text{ см},$$

$$L_{\rm II} \equiv L_{\rm II}^{(н)} = L_{\rm II}^{(с)} \approx L_{1;\,e,\,p} \approx L_{2;\,e,\,p} \approx L_{3;\,e,\,p}\,.$$

---

* Значения всех параметров приведены в системе единиц СГСЕ.

Таблица 1

	Частота / Параметры	$4\cdot10^{8}$	10^{11}	10^{15}	$3.7\cdot10^{17}$	$7.2\cdot10^{19}$
	E_0	$2\cdot10^{-9}$	$2.2\cdot10^{-5}$	25	$7.7\cdot10^{4}$	$7.5\cdot10^{3}$
	A_0	$1.5\cdot10^{-7}$	$6.5\cdot10^{-6}$	$7.5\cdot10^{-4}$	$6.2\cdot10^{-3}$	$3\cdot10^{-6}$
наклонный ротатор	ε_{0e}	$2.1\cdot10^{-4}$	$4\cdot10^{-4}$	$3.5\cdot10^{-2}$	0.82	9.23
	$\Delta\varepsilon_{0e}^{(1)}$	$2\cdot10^{-5}$	$4\cdot10^{-6}$	$3.5\cdot10^{-4}$	$8.2\cdot10^{-3}$	$9.2\cdot10^{-2}$
	$\Delta\varepsilon_{1e}^{(2)}$	$1.5\cdot10^{-6}$	$9.8\cdot10^{-9}$	$5.8\cdot10^{-7}$	$5\cdot10^{-6}$	$1.5\cdot10^{-4}$
	$\Delta\varepsilon_{2e}^{(2)}$	$1.6\cdot10^{-6}$	$1.7\cdot10^{-8}$	$9.4\cdot10^{-6}$	$8.9\cdot10^{-5}$	$1.7\cdot10^{-3}$
	ε_{0p}	$3.9\cdot10^{2}$	1.9	$1.1\cdot10^{2}$	$2.2\cdot10^{3}$	$5.5\cdot10^{4}$
	$\Delta\varepsilon_{0p}^{(1)}$	39	$1.9\cdot10^{-2}$	1.1	22	$5.5\cdot10^{2}$
	$\Delta\varepsilon_{1p}^{(2)}$	1.5	10^{-4}	$5.5\cdot10^{-4}$	0.25	3.3
	$\Delta\varepsilon_{2p}^{(2)}$	1.56	$1.1\cdot10^{-4}$	$2.7\cdot10^{-3}$	0.43	6.8
	L_{II}	$4.7\cdot10^{2}$	1.88	$1.88\cdot10^{-4}$	$5.1\cdot10^{-7}$	$2.6\cdot10^{-9}$
	Γ_{0e}	$6.2\cdot10^{-2}$	3.10^{-2}	$5.4\cdot10^{-2}$	$2.8\cdot10^{-2}$	$4.1\cdot10^{-2}$
	ε'_{Ce}	$8.2\cdot10^{-7}$	$8.2\cdot10^{-7}$	$8.2\cdot10^{-7}$	$8.2\cdot10^{-7}$	$8.2\cdot10^{-7}$
	Γ_{1e}	$7.2\cdot10^{-4}$	$6.6\cdot10^{-4}$	$3.9\cdot10^{-4}$	$5\cdot10^{-4}$	$4.1\cdot10^{-4}$
	ε'_{1e}	$1.3\cdot10^{-5}$	$2.1\cdot10^{-4}$	$2\cdot10^{-2}$	0.36	5.6
	Γ_{2e}	$5.6\cdot10^{-4}$	$3.5\cdot10^{-4}$	$5.3\cdot10^{-4}$	$4.4\cdot10^{-4}$	$4.8\cdot10^{-4}$
	ε'_{2e}	$1.2\cdot10^{-5}$	2.10^{-4}	$1.8\cdot10^{-2}$	0.34	5.3
	Γ_{0p}	$4.8\cdot10^{-2}$	$2.2\cdot10^{-2}$	$6\cdot10^{-2}$	$2.5\cdot10^{-2}$	$3.5\cdot10^{-2}$
	ε'_{0p}	$1.5\cdot10^{-3}$	$1.5\cdot10^{-3}$	$1.5\cdot10^{-3}$	$1.5\cdot10^{-3}$	$1.5\cdot10^{-3}$
	Γ_{1p}	$1.9\cdot10^{-3}$	$2\cdot10^{-4}$	$3.9\cdot10^{-4}$	$3.7\cdot10^{-4}$	$5.1\cdot10^{-4}$
	ε'_{1p}	$2.2\cdot10^{-2}$	0.38	36	$6.5\cdot10^{2}$	10^{4}
	Γ_{2p}	$1.3\cdot10^{-3}$	$2.9\cdot10^{-4}$	$5.3\cdot10^{-4}$	$3.3\cdot10^{-4}$	$7.1\cdot10^{-4}$
	ε'_{2p}	$2\cdot10^{-2}$	0.34	33	$6.2\cdot10^{2}$	$9.6\cdot10^{3}$
	α_{0e}	$1.1\cdot10^{20}$	$2\cdot10^{19}$	$1.8\cdot10^{21}$	$4.1\cdot10^{22}$	$4.6\cdot10^{23}$
	α_{0p}	$2\cdot10^{26}$	$9.5\cdot10^{22}$	$5.5\cdot10^{24}$	$1.1\cdot10^{26}$	$2.8\cdot10^{27}$
	α_{1e}	$4\cdot10^{12}$	$9.8\cdot10^{7}$	$5.8\cdot10^{5}$	$1.4\cdot10^{4}$	$2\cdot10^{3}$
	α_{1p}	$4\cdot10^{17}$	10^{12}	$5.5\cdot10^{8}$	$7\cdot10^{8}$	$5\cdot10^{7}$
	α_{2e}	4.10^{12}	$1.7\cdot10^{8}$	$9.4\cdot10^{6}$	$2.4\cdot10^{5}$	$2.4\cdot10^{4}$
	α_{2p}	$4\cdot10^{18}$	$1.1\cdot10^{12}$	$2.7\cdot10^{9}$	$1.1\cdot10^{8}$	$9.5\cdot10^{7}$
симметричный ротатор	ε_{0e}	$1.2\cdot10^{-7}$	$2.3\cdot10^{-4}$	$2\cdot10^{-2}$	0.58	5.58
	$\Delta\varepsilon_{3e}^{(2)}$	$6.6\cdot10^{-10}$	$1.2\cdot10^{-6}$	$2.6\cdot10^{-4}$	$1.3\cdot10^{-3}$	$7.2\cdot10^{-4}$
	ε_{0p}	$3.3\cdot10^{-4}$	0.72	45	$1.3\cdot10^{3}$	$1.6\cdot10^{4}$
	$\Delta\varepsilon_{3p}^{(2)}$	$1.1\cdot10^{-6}$	$6\cdot10^{-3}$	2.1	1.88	1.36
	Γ_{3e}	$1.1\cdot10^{-3}$	$4.1\cdot10^{-4}$	$4.5\cdot10^{-4}$	$5.4\cdot10^{-4}$	$5.9\cdot10^{-4}$
	ε'_{3e}	$9\cdot10^{-6}$	$1.4\cdot10^{-4}$	$1.4\cdot10^{-2}$	0.28	4.1
	Γ_{3p}	$6.5\cdot10^{-4}$	$2.4\cdot10^{-4}$	$7.4\cdot10^{-4}$	$3.2\cdot10^{-4}$	$7\cdot10^{-4}$
	ε'_{3p}	$1.8\cdot10^{-2}$	0.28	28.5	$5.6\cdot10^{2}$	$8.7\cdot10^{3}$
	α_{3e}	$2\cdot10^{9}$	$1.2\cdot10^{10}$	$2.6\cdot10^{8}$	$3.5\cdot10^{6}$	10^{4}
	α_{3p}	$3\cdot10^{12}$	$6\cdot10^{13}$	$2.1\cdot10^{12}$	$5\cdot10^{9}$	$2\cdot10^{7}$

В табл. 1 под каждым значением параметров глубин модуляции $\Gamma_{i;\,e,\,p}$ приведены соответствующие значения начальных энергий $\varepsilon'_{i;\,e,\,p}$ электронов и протонов, при которых выполняются условия $\Gamma_{3;\,e,\,p} \sim \Gamma_{2;\,e,\,p} \sim \Gamma_{1;\,e,\,p} \ll \Gamma_{0;\,e,\,p} \ll 1$.

Резюмируя, можно утверждать, что полученные в настоящей работе эффекты, в приципе, могут быть применены для объяснения интенсивного радиоизлучения пульсаров. Как известно, предложенные до сих пор механизмы не в состоянии объяснить последнее, поскольку ими не обеспечиваются столь большие интенсивности. Единственной возможностью объяснения радиоизлучения пульсаров является привлечение когерентных механизмов излучения. Так как модулированный пучок заряженных частиц излучает когерентно, то найденный в настоящей работе эффект квантовой модуляции плотности потока частиц может иметь прямое отношение к объяснению излучения пульсаров.

Выражаю благодарность Г. К. Аветисяну за постановку задачи и постоянный интерес к работе, А. А. Дживаняну за помощь, оказанную при выполнении работы. Благодарен также профессору Г. С. Саакяну и участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ за обсуждение результатов.

Ереванский государственный
университет

THE INTERACTION OF CHARGED PARTICLES WITH THE FIELD OF ROTATING MAGNETIC DIPOLE IN THE PRESENCE OF ELECTROMAGNETIC RADIATION

A. K. AVETISSIAN

The interaction of charged particles with the field of rotating magnetic dipole and electromagnetic wave has been examined. The possibility of particle acceleration by the mentioned fields on the basis of relativistic equations of motion has been investigated. The classical effect of bunching as well as the quantum effect of modulation of the beam of charged particles at the frequencies of rotating magnetic dipole and electromagnetic wave are obtained. The calculation analysis of the obtained results is made, showing the possibility of applying these effects to pulsars.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. М. Авакян, А. К. Аветисян, Г. М. Алоджанц, Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян*, Астрофизика, 11, 109, 1975.
2. *А. К. Аветисян*, Препринт ЕГУ, 78—01; Астрофизика, 15, 135, 1979.
3. *Р. М. Авакян, Г. П. Алоджанц, Г. С. Саакян, Д. М. Седракян*, Астрофизика, 13, 323, 1977.
4. *Р. М. Авакян, Г. П. Алоджанц, Г. С. Саакян, Д. М. Седракян*, Астрофизика, 12, 339, 1976.
5. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Теория поля, Наука, М., 1967.
6. *A. J. Deutsch*, Ann. Astrophys., 18, 1, 1955.
7. *И. С. Градштейн, И. М. Рыжик*, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений Госиздат, М., 1963.
8. *Ф. Дайсон, Д. Тер Хаар*, Нейтронные звезды и пульсары, Мир, М., 1973.