

## КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. В. АКОПЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 20 июня 1990 г.)

Разработан метод для изучения комptonовского рассеяния электромагнитной волны на быстром электроме при наличии внешнего магнитного поля. Анализируется зависимость сечения рассеяния и поляризации от основных параметров: энергии и степени намагниченности электрона, угла рассеяния и частоты волны.

Среди многочисленных вопросов комptonовского рассеяния (КР) важное место занимает рассеяние электромагнитной волны на электроме, движущемся во внешнем магнитном поле. Прежде всего это касается процессов рассеяния на быстрых тепловых и нетепловых зарядах («комptonизация») и космических условиях, имеющих место при наличии магнитных полей различной конфигурации и величины [1—4]. Ввиду этого представляет интерес детальное изучение влияния магнитного поля на характер КР. Здесь среда предполагается разреженной настолько, что не оказывает влияния на данный процесс, т. е. диэлектрический тензор  $\epsilon_{ij} = \delta_{ij}$ .

## 1. Общая теория. Электрическое поле излучения

Пусть на электрон, движущийся с релятивистской скоростью  $\mathbf{v}$  вдоль внешнего постоянного магнитного поля напряженности  $\mathbf{B} \parallel z$  падает первичная плоская монохроматическая волна  $\alpha_0$ -ой поляризации с электрическим и магнитным векторами

$$\mathbf{E}^{(\alpha_0)}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left[ e^{i(\alpha_0)} E_0 \exp \left( i\omega_0 \left( \frac{\mathbf{n}_0 \mathbf{r}}{c} - t \right) \right) \right]; \quad \mathbf{B}_0 = [\mathbf{n}_0 [\mathbf{n}_0 \mathbf{E}^{(\alpha_0)}]]. \quad (1)$$

Здесь  $E_0$  есть амплитуда электрического поля,  $\omega_0$ ,  $\mathbf{k}_0$  — частота и волновой вектор,  $e^{i(\alpha_0)}$  и  $\mathbf{n}_0 = \mathbf{k}_0/k_0$  — единичные векторы поляризации и направленности волны:

$$e^{(\alpha_0)} = (\cos \vartheta_0 \cos \varphi_0, \sin \vartheta_0, \sin \vartheta_0 \cos \varphi_0); \quad \mathbf{n}_0 = (\sin \vartheta_0, 0, \cos \vartheta_0). \quad (2)$$

В (2)  $\vartheta_0$  есть угол падения, т. е. угол между  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{k}_0$ ,  $\varphi_0$  — угол между проекцией вектора  $e^{(\alpha_0)}$  на плоскость  $xoy$  и осью  $x$  (рис. 1).

Под действием электрического и магнитного полей исходной волны (1) и внешнего магнитного поля электрон, претерпевая дрейфообразное ускорение, испускает вторичную (рассеянную) волну. Исходя из этого,

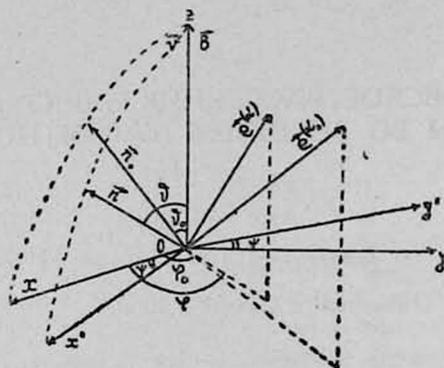


Рис. 1

здесь к изучению вопроса мы подойдем с позиции тормозного излучения в некантованном магнитном поле [5]. Решая уравнение движения в низшем порядке теории возмущений, и ограничиваясь квазиклассическим приближением, находим ускорение электрона, следовательно, поле рассеянной волны [6]. Найденный фурье-образ электрического поля волны  $\alpha$ -ой поляризации есть

$$\begin{aligned}
 E_{\omega}^{(\alpha)} = & \frac{r_e}{R} \frac{E^0 e^{ikR} e^{i\alpha}}{2\pi\gamma} \left\{ \frac{1}{(1-\beta x)^2 - \eta^2} \left[ ((\beta - x) \cos \psi \cos(\varphi - \psi) - \right. \right. \\
 & - (1 - \beta x) \sin \psi \sin(\varphi - \psi)) \left( (\beta - x_0) \cos \varphi_0 - i\eta \frac{1 - \beta x_0 \sin \varphi_0}{1 - \beta x} \right) + \\
 & + ((\beta - x) \sin \psi \cos(\varphi - \psi) + (1 - \beta x) \cos \psi \sin(\varphi - \psi)) \times \\
 & \times \left( (1 - \beta x_0) \sin \varphi_0 + i\eta \frac{\beta - x_0}{1 - \beta x} \cos \varphi_0 \right) \left. + \frac{V(1-x^2)(1-x_0^2)}{\gamma^2(1-\beta x)^2} \times \right. \\
 & \left. \times \cos \varphi_0 \cos(\varphi - \psi) \right\} \delta(\omega(1-\beta x) - \omega_0(1-\beta x_0)). \quad (3)
 \end{aligned}$$

Здесь  $R$  — радиус-вектор точки наблюдения,  $r_e = e^2/mc^2$  — классический радиус электрона;  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона,  $\beta = v/c$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  — релятивистский фактор,  $\eta = \omega_E/\omega$ ,  $\omega_B = eB/mc\gamma$ ;  $\omega$ ,  $\mathbf{k}$  — частота и волновой вектор вторичной волны,  $x = \cos \theta$ ,  $x_0 = \cos \theta_0$ ,  $\theta$  — угол излучения, т. е. угол между  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{k}$ . Кроме того, в (3)  $\varphi$ ,  $\psi$  соответственно есть углы между проекциями единичных векторов поляризации  $\mathbf{e}^{(\alpha)}$  и направленности волны  $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k$  на плоскость  $xoy$  и ось  $x$ . Угол  $\psi$  определяет поворот плоскости рассеянной волны ( $\mathbf{n}$ ,  $\mathbf{v}$ ) относительно плоскости падающей волны ( $\mathbf{n}_0$ ,  $\mathbf{v}$ ). Единичными векторами будут

$$e^{(\alpha)} = \{-\cos \vartheta \cos \psi \cos (\varphi - \psi) - \sin \psi \sin (\varphi - \psi), -\cos \vartheta \sin \psi \cos (\varphi - \psi) + \sin (\varphi - \psi) \cos \psi, \cos (\varphi - \psi) \sin \vartheta\}, \mathbf{n} = \{\sin \vartheta \cos \psi, \sin \vartheta \sin \psi, \cos \vartheta\}. \quad (4)$$

На рис. 1 углы и векторы задаются по отношению к системе отсчета  $xyz$ .

В (3) последний член в больших скобках, обратно пропорциональный  $\gamma^2$ , связан с ускорением электрона вдоль  $\mathbf{V}$ . Остальные же члены описывают поле излучения за счет ускорения поперек  $\mathbf{V}$ . Отметим также, что выражение (3) справедливо только при условии

$$\frac{eE_0}{2\pi m \gamma \omega v} \ll |(1 - \beta_x)^2 - \gamma^2|, \quad (5)$$

являющемся условием применимости теории малых возмущений для рассматриваемой задачи.

Характер излучения будем изучать с помощью сечения рассеяния [6].

$$\frac{d\sigma(s_0 \rightarrow \alpha)}{d\Omega} = \frac{E^{(\alpha)}|^2 R^2}{|E^{(\alpha)}|^2}, \quad (6)$$

где  $d\Omega$  — элемент телесного угла.

Выражения (2)—(4) и (6) ценны в том смысле, что они позволяют исследовать переходы  $\{\mathbf{n}_0, e^{(\alpha_1)}\} \rightarrow \{\mathbf{n}, e^{(\alpha)}\}$  волн произвольных поляризаций, в том числе и неполяризованных волн, при рассеянии на быстром замагниченном электроде. Важно отметить, что по условию такие переходы не сопровождаются циклотронным или синхротронным излучением.

## 2. Рассеяние $s_0$ и $p_0$ — поляризованных волн

Магнитное поле, управляя возмущением движения заряда, тем самым оказывает заметное влияние на сечение и поляризацию излучаемой волны. Рассмотрим сначала случай, когда первичная волна линейно поляризована в плоскости, перпендикулярной плоскости  $(\mathbf{n}_0, \mathbf{v})$ :  $s_0$  — поляризация. Пусть рассеянная волна тоже линейно поляризована. Положим тогда  $E_{\omega}^{(\alpha)} = E_{\omega}^{(p)} + E_{\omega}^{(s)}$ , где знаки  $p$  и  $s$  указывают компоненты поля, лежащие соответственно на плоскости  $(\mathbf{n}, \mathbf{v})$  и перпендикулярные к ней.

В квазиклассическом пределе наибольший интерес представляет КР на ультрарелятивистском электроде. Приняв  $\vartheta_0 \gg \gamma^{-1}$  из (3) убедимся, что поле в основном сосредоточено в направленном вдоль  $\mathbf{V}$  узком конусе с углом раствора  $\vartheta \lesssim \gamma^{-1}$ , причем внутри конуса возбуждаются высокие частоты  $\omega \lesssim 4\gamma^2 \omega_0$  [1, 7]. Тогда из (3), (4) и (6), пренебрегая малыми членами, для сечений  $s_0 \rightarrow p$  и  $s_0 \rightarrow s$  переходов получим

$$\frac{d\sigma(s_0 \rightarrow p)}{\xi d\xi} = 4r_e^2 \frac{C(1-\xi)^2}{(1+\xi)^2} \frac{(1+\xi)^2 \sin^2 \psi + 4\gamma^4 \eta^2 \cos^2 \psi}{|(1+\xi)^2 - 4\gamma^4 \eta^2|} \quad (7)$$

$$\frac{d\sigma(s_0 \rightarrow s)}{\xi d\xi} = 4r_e^2 \frac{C(1+\xi)^2 \cos^2 \psi + 4\gamma^4 \eta^2 \sin^2 \psi}{|(1+\xi)^2 - 4\gamma^4 \eta^2|}, \quad (8)$$

где  $\xi = \gamma^2 \sin^2 \theta$ , а  $C$  есть постоянная, порядка единицы. При выводе этих соотношений квадрат  $\delta$ -функции был заменен через первую степень согласно [7].

На рис. 2 приведен график зависимости отношения  $F =$

$$= \frac{d\sigma(s_0 \rightarrow p)}{\xi d\xi} / \frac{d\sigma(s^0 \rightarrow s)}{\xi d\xi} \text{ от параметра } x^* = 2eB\gamma/mc\omega, \text{ при } \theta = 0 \text{ и}$$

$\theta_0 = \pi/2$ . Цифры у кривых обозначают различные значения угла  $\psi$ . Пунктир вблизи точки пересечения кривых  $0^*$  отражает тот факт, что в узком интервале  $2\gamma^2 \eta \lesssim 1$ , где условие (5) нарушается, результат не верен. С ростом угла излучения точка  $0^*$  перемещается вправо и опускается ближе к оси  $x^*$ . При излучении вдоль боковой грани конуса  $F = 0$  для всех углов  $\psi$ .

Величина  $F$  позволяет определить степень линейной поляризации рассеянной волны:  $\varepsilon = (1 - F)/(1 + F)$ . Из рис. 2 убедимся, что для

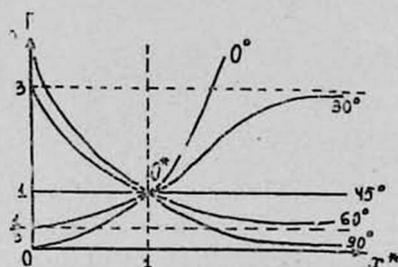


Рис. 2.

широких значений параметра  $x^*$  и угла  $\psi$   $\varepsilon$  меняется в интервале  $-1 \leq \varepsilon \leq 1$ . В частности, если при  $\psi = 45^\circ$  и  $\theta = 0$  излучение не поляризовано ( $\varepsilon = 0$ ), то в других случаях оно может иметь 100%-ную  $p$ - или  $s$ -поляризацию.

Аналогичным образом можно рассмотреть случай, когда первичная волна поляризована в плоскости излучения ( $\Pi_0, \nu$ ):  $p_0$ -поляризация. При этом для сечений переходов  $p_0 \rightarrow p$  и  $p_0 \rightarrow s$  получаются выражения, отличающиеся соответственно от (7) и (8) только тем, что в последних надо выполнить замены  $\sin \psi \rightleftharpoons \cos \psi$ . В соответствии с этим характер степени поляризации рассеянной волны будет иным.

Сечения указанных переходов важны еще тем, что они определяют сечение рассеяния в случае, когда начальная и конечная волны не поляризованы ( $n \rightarrow n$  переход):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(n \rightarrow n)}{\xi d\xi} &= \frac{1}{4} \left[ \frac{d\sigma(s_0 \rightarrow p)}{\xi d\xi} + \frac{d\sigma(s_0 \rightarrow s)}{\xi d\xi} + \frac{d\sigma(p_0 \rightarrow p)}{\xi d\xi} + \right. \\ &\left. + \frac{d\sigma(p_0 \rightarrow s)}{\xi d\xi} \right] = 2r_e C \frac{1 + \xi^2}{(1 + \xi)^2} \frac{(1 + \xi)^2 + 4\gamma^4 \eta^2}{|(1 + \xi)^2 - 4\gamma^4 \eta^2|}. \end{aligned} \quad (9)$$

Так же можно получить сечение перехода в случае, когда одна из волн поляризована, а другая — нет.

Займемся теперь анализом формулы (9). Как следует, при условии  $B \ll B^* \hbar \omega / 2 \gamma m c^2$ , где  $B^* = 4,4 \cdot 10^{13} \text{ Гс}$  есть критическое магнитное поле [7], в случае пренебрежения влиянием магнитного поля формула (9) переходит в известное выражение для сечения КР на быстром свободном электроны [1,7]. В обратном предельном случае,  $B^* \hbar \omega / 2 \gamma m c^2 \ll B \ll B^*$ , вследствие сильной замагниченности электрона, КР подвергается магнитно-релятивистскому подавлению. Вблизи же частоты  $\omega \simeq 2 \gamma m c^2 \times B / \hbar B^*$  в сечении появляется некоторый пик, значение которого сверху будет ограничено соответственно условию (5). Так, что при рассеянии магнитное поле играет роль фильтра, пропускающего волны из одной области и задерживающего волны из другой области частот.

Наконец, рассмотрим также рассеяние на неподвижном электроны. Из (3) и (6), не интересуясь поляризацией, для  $n \rightarrow n$  перехода имеем

$$\frac{d\sigma(n \rightarrow n)}{d\Omega} = \frac{1}{2} \frac{r_e^2}{(1 - \gamma_0^2)^2} \left[ 1 + \cos^2 \theta + \gamma_0^2 (\gamma_0^2 - 2) \times \right. \\ \left. \times \sin^2 \theta \sin^2 \theta_0 + \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta_0) (1 + \cos^2 \theta) \right], \quad (10)$$

где  $\gamma_0 = eB/mc\omega$ ,  $\theta$  есть угол между  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{k}$ . Из (10), пренебрегая при условии  $B \ll B^* \hbar \omega / mc^2$  влиянием магнитного поля, мы перейдем к формуле Томсона. В случае же сильного магнитного поля, когда  $B^* \frac{\hbar \omega}{mc^2} \ll B \ll B^*$ , ..

$$\frac{d\sigma(n \rightarrow n)}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \sin^2 \theta \sin^2 \theta_0.$$

Это соответствует КР одномерно (вдоль  $B$ ) ускоренным зарядом, не подавленному магнитным полем. При  $\omega \simeq \frac{B}{B^*} \frac{mc^2}{\hbar}$  значение появившегося

в сечении пика снова будет ограничено сверху условием (5).

Таким образом, обобщая результаты можно заключить о возможности практической реализации магнитоуправляемого КР с целью получения направленного и поляризованного высокочастотного излучения для нужных диапазонов спектра и длин когерентности переходов. Представляет интерес применение полученных результатов к конкретным вопросам КР в намагниченных космических объектах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. Изд. Наука, М., 1987.
2. Daughery J. K., Harding A. K., Astrophys. J., 336, 2, Pt. 1, 861 (1989).
3. Pavlov G. G., Shibano Yu. A., Mezardos P. Phys. Repts., 182, 187 (1989).
4. Завлин В. Е., Шибанов Ю. А. Астрономический журнал, 66, 983 (1989).
5. Акопян А. В. Изв. вузов сер. Радиофизика, 33, вып. 8 (1990).
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. Изд. Наука, М., 1967.
7. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. Изд. Наука, М., 1980.

ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱՒԻՔԻ ԿՈՄՊՏՈՆՆԵԱՆ ՑՐՈՒՄԸ ԱՐՏԱՔԻՆ  
ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա. Վ. ՀԱԿՈՐՅԱՆ

Աշխատանքում ներկայացված է տեսական հետազոտման մեթոդ՝ արտաքին մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում արագ էլեկտրոնի վրա էլեկտրամագնիսական ալիքի ցրման համար: Հերիտիված է ցրման կարվածքի և բեռնացման բնույթը՝ կախված էլեկտրոնի էներգիայից և մագնիսականացվածության աստիճանից, ալիքի ցրման անկյունից և հաճախությունից:

COMPTON SCATTERING OF AN ELECTROMAGNETIC  
WAVE IN AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

A. V. HAKOPIAN

A new method is developed for the investigation of Compton scattering of an electromagnetic wave on a fast electron in the presence of external magnetic field. The dependence of scattering cross-section and polarization on main parameters: electron energy and magnetization, as well as on the scattering angle and wave frequency is analyzed.

Изв. АН Армения, Физика, т. 26, вып. 1, 8—11 (1991)

УДК 539.12

АВТОМОДЕЛЬНОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ БАРИОННЫХ  
КЛАСТЕРОВ В ОБЛАСТИ ПЕРВОЙ  
ПРОМЕЖУТОЧНОЙ АСИМПТОТИКИ

А. О. КЕЧЕЧЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 30 июля 1990 г.)

Приведены результаты исследований множественного рождения протонов и  $\Lambda^0$ -гиперонов в  $\pi\pi$ - и  $\pi\pi$ -взаимодействиях. Экспериментально подтверждено ранее предсказанное свойство автомодельности второго рода распределений по относительным расстояниям в пространстве 4-скоростей. Из аппроксимации экспериментальных точек степенной функцией получены совпадающие значения показателя степени для  $\pi\pi$ - и  $\pi\pi$ -взаимодействий.

Для релятивистских адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий характерно рождение большого числа частиц. Однако в подавляющем большинстве работ изучение этих взаимодействий основано на микляузивном подходе, что приводит к потере информации. Подход, предложенный в работах [1—3] и применяемый в данной работе, позволяет использовать всю доступную эксперименту информацию и получить закономерности рождения групп частиц. Другим преимуществом этого подхода является применение релятивистски-инвариантных безразмерных величин.