

УДК 524.3-735+535.3+537.6

А.И. Серый**О КОМПТОНОВСКОМ ВРАЩЕНИИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ С УЧЕТОМ ШИРИНЫ РЕЗОНАНСА**

В рамках квантовой электродинамики в древесном приближении получена формула для вычисления угла комптоновского вращения плоскости линейной поляризации фотонов на единицу длины пути в электронном газе с высокой степенью спиновой поляризации электронов. Учтена конечная ширина резонанса на промежуточном виртуальном уровне Ландау, произведено усреднение по импульсам электронов в приближении нулевой температуры.

Введение

Исследования в данной работе проведены по предложению В.Г. Барышевского и В.В. Тихомирова и актуальны прежде всего для астрофизики. К примеру, степень линейной поляризации теплового излучения нейтронных звезд достигает 20–50% [1, с. 1017], а для плоскости линейной поляризации фотона (как суперпозиции 2 циркулярных) при определенных условиях возможно вращение (не фарадеевское). Исследования начаты в [2, с. 43–48], где в рамках подхода, примененного в [3, с. 319–325], в древесном приближении получена зависимость угла комптоновского поворота плоскости поляризации фотона на единицу пройденного расстояния в полностью поляризованном по спине электронном газе ($p_{0e} = 1$) от частоты фотона ω , индукции магнитного поля B , концентрации электронов n_e и угла β между волновым вектором фотона \vec{k} и силовыми линиями магнитного поля. При нахождении $d\varphi/dx$ рассматриваются случаи параллельных ($\uparrow\uparrow$) и антипараллельных ($\uparrow\downarrow$) спинов фотона и электрона. Результаты для слабых магнитных полей (когда 1-й порядок является малой поправкой по отношению ко 2-му – таблица 1) подтверждены экспериментально, вопрос о проверке последнего случая (который нами исследуется и где все наоборот) остается открытым.

Таблица 1 – Комптоновское вращение в разных порядках теории возмущений

Порядок		1	2
для $\uparrow\uparrow$ и $\uparrow\downarrow$ берется		разность амплитуд $A_{\uparrow\uparrow}$ и $A_{\uparrow\downarrow}$	разность сечений
величина амплитуд		$\forall B$ в 1-м приближении больше, чем во 2-м	
$\frac{d\varphi}{dx}$	$B = 0$	$= 0 (A_{\uparrow\uparrow} \approx A_{\uparrow\downarrow})$ [4, с. 92]	$\neq 0 (A_{\uparrow\uparrow} \neq A_{\uparrow\downarrow})$ [4, с. 92]
	B в лабораториях	в 1-м порядке по-прежнему меньше, чем во 2-м	
	B в астрофизике	в 1-м порядке уже больше, чем во 2-м	

Исходные соотношения

Запишем полученные формулы с уточнениями согласно [3, с. 321, 322] (m_e – масса электрона, p_z – его импульс вдоль \vec{B} , ε_0 – энергия электрона в основном состоянии; e – элементарный электрический заряд, μ_B – магнетон Бора, $\alpha = e^2/(\hbar c)$):

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{(\pi\hbar c)^2 \alpha n_e \cos \beta}{\hbar \omega (\varepsilon_0 + \hbar \omega)} \exp\left(-\frac{\phi}{2}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \phi^{n-1} (\Xi_n(g) - \Xi_n(f)), \quad \varepsilon_0 = (m_e^2 c^4 + p_z^2 c^2)^{1/2}, \quad (1)$$

$$\phi = \frac{\hbar\omega^2 \sin^2 \beta}{cBe}, \quad \Xi_n(\lambda) = \frac{c\lambda_0\varepsilon_0 - \lambda_3 p_z c^2 - m_e^2 c^4}{c^2 \lambda_0^2 - \varepsilon_{n\lambda}^2 - i \cdot 0}, \quad \varepsilon_{n\lambda}^2 = m_e^2 c^4 + 2ne\hbar Bc + \lambda_3^2 c^2, \quad (2)$$

$$p_{0e} = 1 \Rightarrow 2^{2/3} m_e \mu_B B \geq \pi^{4/3} \hbar^2 n_e^{2/3}. \quad (3)$$

Формулы (1), (2) применимы, если верно (3) [5, с. 20]. Из (1), (2) нельзя определить, какая доля фотонов выполнит поставленную задачу, т.е. без поглощения, расщепления, рассеяния в стороны; $\varepsilon_{n\lambda}$ – энергия виртуального промежуточного электрона на n -м уровне Ландау. Для такого электрона в R -процессе (g) и S -процессе (f) [3, с. 320]:

$$cg_0 = \varepsilon_0 + \hbar\omega, \quad cg_3 = p_z c + \hbar\omega \cos \beta, \quad cf_0 = \varepsilon_0 - \hbar\omega, \quad cf_3 = p_z c - \hbar\omega \cos \beta. \quad (4)$$

Учет ширины резонансных уровней Ландау

При $\hbar\omega < \varepsilon_0$ полюса в $\Xi_n(f)$ нет [3, с. 322]. Рассмотрим фотоны с $\hbar\omega < m_e c^2$, чтобы это выполнялось для всех электронов (экспериментальная проверка при $B \approx 0$ проводилась также при $\hbar\omega < m_e c^2$ [4, с. 95]). При $\hbar\omega > \varepsilon_0$ резонанс в S -диаграмме есть, но ее смысл иной: внутренняя линия соответствует виртуальному позитрону. Для смещения полюсов с вещественной оси в $\Xi_n(g)$ учтем конечную ширину резонанса на n -м уровне Ландау и выделим вещественную часть путем замены [3, с. 323]

$$\varepsilon_{ng} \rightarrow \varepsilon_{ng} - i\Gamma_n / 2, \quad 3m_e c^2 \Gamma_n \approx 16(2n-1)\alpha(\mu_B B)^2, \quad (5)$$

$$Re(\Xi_n(g)) = (cg_0\varepsilon_0 - g_3 p_z c^2 - m_e^2 c^4) G (G^2 + \Gamma_n^2 \varepsilon_{ng}^2)^{-1}, \quad G = (c^2 g_0^2 - \varepsilon_{ng}^2 + \Gamma_n^2 / 4). \quad (6)$$

Расчеты показывают, что замена типа (5) для S -диаграммы не приводит к существенным отличиям при численных расчетах, по крайней мере, при $\hbar\omega < m_e c^2$.

Оценочные расчеты в случае нулевого импульса электрона

Для оценочных расчетов положим $p_z = 0$. При $\beta \neq 0$ остается ряд по зонам Ландау, сходящийся, по крайней мере, при $0 \leq \phi < 1$, что позволяет взять конечное число слагаемых при численных расчетах для заданной точности. При $\beta = 0$ в (1)

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{(\pi\hbar c)^2 \alpha n_e m_e c^2}{m_e c^2 + \hbar\omega} \left(\frac{\chi}{\chi^2 + \Gamma_1^2 (m_e^2 c^4 + 2Be\hbar c + \hbar^2 \omega^2)} - \frac{1}{2\hbar\omega m_e c^2 + 2Be\hbar c} \right),$$

$$\chi = 2\hbar\omega m_e c^2 - 2Be\hbar c + \Gamma_1^2 / 4. \quad (7)$$

Результаты представлены в таблице 3 и на рисунках 1 и 2, выводы – в таблице 2. В данном приближении $d\phi/dx \sim n_e$. Изменение знака $d\phi/dx$ при переходе через резонанс имеет аналогию с результатом для ядерной прецессии нейтронов [4, с. 54].

Таблица 2 – Что происходит при прочих равных условиях

С ростом	Резонансная частота $\omega_{рез}$	Максимальная величина вращения
β	уменьшается	вблизи резонанса по модулю уменьшается
B	увеличивается	

Таблица 3 – Величина угла поворота при $n_e = 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $p_z = 0$

$B, 10^{13} \text{ Гс}$		1-й пик		$d\varphi/dx = 0$	2-й пик	
		$\hbar\omega, \text{ МэВ}$	$d\varphi/dx, \text{ рад/см}$	$\hbar\omega, \text{ МэВ}$	$\hbar\omega, \text{ МэВ}$	$d\varphi/dx, \text{ рад/см}$
1	$\beta = 0$	0,11561	-715,9	0,11577	0,11592	713,6
	$\beta = 30^\circ$	0,11252	-609,8	0,11266	0,11281	607,5
4	$\beta = 0$	0,45916	-18,8	0,46308	0,46694	18,2
	$\beta = 30^\circ$	0,41683	-16,3	0,41995	0,42300	15,7

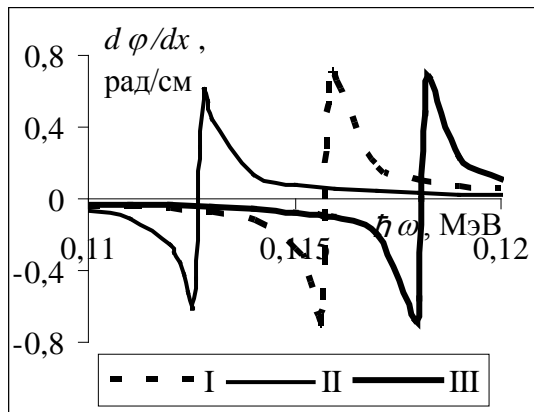


Рисунок 1 – Вращение при $n_e = 10^{19} \text{ см}^{-3}$.
 I. $\beta = 0, B = 10^{13} \text{ Гс}$. II. $\beta = 30^\circ, B = 10^{13} \text{ Гс}$.
 III. $\beta = 0, B = 1,02 \cdot 10^{13} \text{ Гс}$.

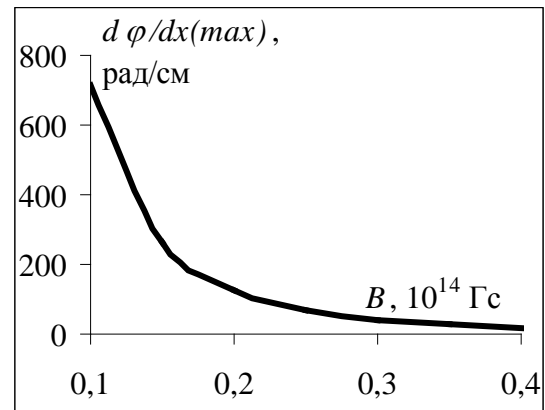


Рисунок 2 – Величина угла поворота
 вблизи резонанса в зависимости от B
 ($p_z = 0, n_e = 10^{22} \text{ см}^{-3}, \beta = 0$)

Согласно (1), (2), (5), резонансы при $n > 1$ ($\beta \neq 0$) более низкие и широкие.

К вопросу об экспериментальной проверке формул

Экспериментальная проверка для случая $B = 0$ осуществлялась на намагниченном до насыщения железе, где поляризация электронов была $p_{0e} \approx 0,0785$ [4, с. 95] (в реальности может быть $p_{0e} \sim 0,1$ [4, с. 90]). При этом для железа $\rho = 7,87 \text{ г/см}^3$, $Z = 26$, $A = 55,85$. Учитывая, что $m_0 = 1,67 \cdot 10^{-24} \text{ г}$, найдем концентрацию электронов в железе:

$$n_e^{Fe} = \rho Z / (A m_0) = 2,19 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (3), получим, что электроны полностью поляризованы при $B > 3,72 \cdot 10^9 \text{ Гс}$, что превосходит поля, разрушающие кристаллическую решетку [6, с. 449]:

$$B_{am} = m_e^2 e^3 c / \hbar^3 = 2,35 \cdot 10^9 \text{ Гс}. \quad (9)$$

Т.е. экспериментально проверить (7) сложно из-за невозможности: а) получения $B \sim 10^9 \text{ Гс}$ на Земле; б) существования железа в кристаллическом виде при $B \sim 10^9 \text{ Гс}$.

Из таблиц 2, 3 и рисунков 1, 2 следует, что даже при $n_e \ll n_e^{Fe}$ и B , характерных для нейтронных звезд, $d\varphi/dx$ превосходит данные эксперимента в слабых $B \sim 10^4 \text{ Гс}$ ($\sim 10^{-3} \text{ рад/см}$ [4, с. 95; 7, с. 375, 376; 8, р. 606–608; 9, р. 1081–1084]).

При $B = 10^6 \text{ Гс}$ максимальная n_e , удовлетворяющая (3), равна $4,24 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$,

что на 6 порядков меньше (8). Это достижимо в лаборатории, но при этом, согласно (7), $d\varphi/dx \sim 10^{-12}$ рад/см. При $n_e = n_e^{Fe}$ $d\varphi/dx$ не возрастет на 6 порядков (т.е. до 10^{-6} рад/см), т.к. степень поляризации p_{0e} , входящая в формулу для $d\varphi/dx$ в виде множителя [4, с. 90], мала. Оценим p_{0e} в пренебрежении квантованием Ландау [5, с. 16]:

$$\frac{4m_e c^2 \mu_B B}{(3\pi^2)^{2/3} (\hbar c)^2 n_e^{2/3}} = (1 + p_{0e})^{2/3} - (1 - p_{0e})^{2/3} \approx \frac{4}{3} p_{0e} \Rightarrow p_{0e} \sim B. \quad (10)$$

При $n_e = n_e^{Fe}$, 10^7 Гс $< B < 10^8$ Гс (максимально возможные импульсные поля в лабораториях) $0,0024 < p_{0e} < 0,024$, т.е. даже меньше приведенных выше значений, т.к. в (3), (10) предполагается, что у электронов парамагнетизм Паули [10, с. 550] преобладает над диамагнетизмом Ландау [11, с. 571], а ферромагнетизм не учитывается. В любом случае, $|d\varphi/dx| \ll 10^{-3}$ рад/см, и польза от земных экспериментов может быть лишь при очень высокой точности, позволяющей учесть соответствующие поправки.

Усреднение амплитуд по импульсам при нулевой температуре

Откажемся от приближения $p_z = 0$ и усредним (1) (с учетом (2), (4) – (6)) по p_z . Случай $\cos \beta = 0$ ($\beta = \pi/2$) не рассматриваем, т.к. при $\vec{k} \perp \vec{B}$, то $\vec{k} \perp \vec{p}_{0e}$, и тогда, согласно [4, с. 90], $d\varphi/dx = 0$.

Пусть $T = 0$ К, $\hbar\omega < m_e c^2$, и тогда для всех электронов $\hbar\omega < \varepsilon_0$. Согласно [12, с. 556], исходя из формулы для плотности числа состояний электрона (в единице объема) с проекцией импульса от p_z до $p_z + dp_z$ на направление \vec{B} , запишем общую формулу усреднения произвольной функции от p_z , переходя к безразмерной переменной:

$$\frac{dN_e}{V} = \frac{eB dp_z}{(2\pi\hbar)^2 c} \Rightarrow \langle \Omega(w) \rangle = \frac{(m_e c^2)^2 \mu_B B}{2\pi^2 (\hbar c)^3 n_e} \int_{-w_1}^{+w_1} \Omega(w) dw, \quad (11)$$

$$w = \frac{p_z}{m_e c}, \quad w_1 = \frac{p_{zmax}}{m_e c} = \frac{\pi^2 (\hbar c)^3 n_e}{(m_e c^2)^2 \mu_B B}. \quad (12)$$

Переписывая (1), (2), (4) через (12) и подставляя в (11), получим:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{\alpha m_e c \mu_B B \cos \beta}{4\hbar^2 \omega} \exp\left(-\frac{\phi}{2}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \phi^{n-1} (R_n - S_n), \quad (13)$$

$$R_n = \int_{-w_1}^{+w_1} \frac{\Omega_1(w) \Omega_2(w) dw}{\Omega_3(w) \left(\Omega_1^2(w) + \frac{\Gamma_n^2}{\hbar^2 \omega^2} \left(1 + 4n \frac{\mu_B B}{m_e c^2} + \left(w + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} \cos \beta \right)^2 \right) \right)}, \quad (14)$$

$$S_n = \int_{-w_1}^{+w_1} \frac{dw}{\Omega_3(w)} - Q_n \int_{-w_1}^{+w_1} \frac{dw}{\Omega_3(w) (Q_n - \Omega_2(w))}, \quad (15)$$

$$Q_n = \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} \sin^2 \beta - 4n \frac{\mu_B B}{\hbar\omega}, \quad \Omega_1(w) = Q_n + \Omega_2(w) + \frac{\Gamma_n^2}{4\hbar\alpha m_e c^2},$$

$$\Omega_2(w) = 2\left(\sqrt{1+w^2} - w \cos \beta\right), \Omega_3(w) = \sqrt{1+w^2} + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2}. \quad (16)$$

Усреднение начнем с амплитуды S -процесса, т.к. из (14), (15) видно, что это математически проще. Рационализируя подынтегральное выражение в (15) путем замен $w = sht$ и $th(t/2) = y$ (согласно [13, с. 218]), получим ($\theta(\eta)$ – функция Хевисайда):

$$S_n = 2\text{arsh}(w_1) - \frac{4\hbar\omega}{\sqrt{m_e^2 c^4 - \hbar^2 \omega^2}} \text{arctg}\left(\frac{y_1}{\lambda}\right) - Q_n I_n, \quad (17)$$

$$I_n = \frac{m_e^2 c^4}{2(m_e c^2 - \hbar\omega)^2 \cos \beta} \left(1 - \frac{\hbar\omega}{m_e c^2}\right) \ln \left| \frac{1 - y_1 \cos \beta}{1 + y_1 \cos \beta} \right| - \frac{2\hbar\omega}{m_e c^2} \times \\ \times \left(\frac{\cos^2 \beta}{\lambda^2 \cos^2 \beta + 1} \ln \left| \frac{1 - y_1 \cos \beta}{1 + y_1 \cos \beta} \right| - \frac{2 \cos \beta}{\lambda (\lambda^2 \cos^2 \beta + 1)} \text{arctg}\left(\frac{y_1}{\lambda}\right) \right), Q_n = -2; \quad (18a)$$

$$I_n = \frac{4\hbar\omega m_e c^2}{(m_e c^2 - \hbar\omega)^2 (Q_n + 2)} \left(\gamma_{1n} \left(\frac{4p_n y_1}{v_n} + \ln \left| \frac{p_n + 2y_1}{p_n - 2y_1} \right| \right) - \frac{8\gamma_{2n} y_1}{v_n} + \frac{2\gamma_{3n}}{\lambda} \text{arctg}\left(\frac{y_1}{\lambda}\right) \right) + \\ + \frac{16y_1 m_e c^2}{(m_e c^2 - \hbar\omega)(Q_n + 2)v_n}, Q_n \neq -2, \mu_n = 0; \quad (18b)$$

$$I_n = \left(\frac{8\hbar\omega\gamma_{3n}}{m_e c^2 \lambda} \text{arctg}\left(\frac{y_1}{\lambda}\right) + \frac{2\hbar\omega\gamma_{1n}}{m_e c^2} \ln \left| \frac{y_1^2 + p_n y_1 + q_n}{y_1^2 - p_n y_1 + q_n} \right| \right) \frac{m_e^2 c^4}{(m_e c^2 - \hbar\omega)^2 (Q_n + 2)} + \\ + \left(\left(\text{arctg}\left(\frac{p_n + 2y_1}{\sqrt{|\mu_n|}}\right) - \text{arctg}\left(\frac{p_n - 2y_1}{\sqrt{|\mu_n|}}\right) \right) \theta(\mu_n) + \frac{1}{2} \ln \left| \frac{(2y_1 - \sqrt{|\mu_n|})^2 - p_n^2}{(2y_1 + \sqrt{|\mu_n|})^2 - p_n^2} \right| \theta(-\mu_n) \right) \times \\ \times \frac{4(2\gamma_{2n} - p_n \gamma_{1n}) m_e c^2 \hbar\omega - 4m_e c^2 (m_e c^2 - \hbar\omega)}{\sqrt{|\mu_n|} (m_e c^2 - \hbar\omega)^2 (Q_n + 2)}, Q_n \neq -2, \mu_n \neq 0; \quad (18b)$$

$$\lambda = \sqrt{\frac{m_e c^2 + \hbar\omega}{m_e c^2 - \hbar\omega}}, y_1 = \frac{w_1 + \sqrt{1+w_1^2} - 1}{w_1 + \sqrt{1+w_1^2} + 1}, p_n = -\frac{4 \cos \beta}{Q_n + 2}, q_n = \frac{2 - Q_n}{2 + Q_n}, \mu_n = 4q_n - p_n^2,$$

$$\gamma_{1n} = \frac{p_n}{\gamma_{4n}}, \gamma_{2n} = \frac{p_n^2}{\gamma_{4n}}, \gamma_{3n}, \gamma_{3n} = \frac{q_n - \lambda^2}{\gamma_{4n}}, \gamma_{4n} = (q_n - \lambda^2)^2 + p_n^2 \lambda^2, v_n = 4y_1^2 - p_n^2. \quad (19)$$

Рационализируя подынтегральное выражение для R -амплитуды в (14) так же, как и в (15), получим выражение с полиномом 4-й степени по y в знаменателе. Общий алгоритм решения уравнений 4-й степени весьма громоздкий (т.е. конечное выражение будет гораздо сложнее (17)–(19)), поэтому проще взять интеграл численно.

Подстановка численных результатов в (13) показывает, что вычисленная в итоге величина вращения не сильно отличается от данных Таблицы 3. При $B \sim 10^{10}$ Гс резонанс для $n = 1$ попадает в мягкую рентгеновскую область (около 0.7 кэВ), а в жесткой рентгеновской области $|d\varphi/dx| \sim 0.1 - 1$ рад/см при $n_e \sim 10^{24}$ см⁻³, что значительно больше экспериментальных данных во 2-м порядке при тех же концентрациях [4, с. 95].

К вопросу об использовании результатов в астрофизике

Т.к. фарадеевский угол поворота $d\varphi/dx$ зависит от частоты ω (преимущественно

венно оптический диапазон), индукции магнитного поля B , концентрации электронов n_e (в т.ч. в межзвездной и межгалактической среде), температуры T , то, измеряя положение плоскости (эллипса) поляризации на разных ω и оценивая B (по зеемановскому расщеплению [11, с. 77], гироспинным или степени поляризации излучения [6, с. 453], исходящего от объекта) и T (пирометрическими методами по разным характеристикам спектра [10, с. 589]), можно оценить n_e [14, с. 191–194].

При малых B (когда соответствующие методы измерения непригодны) остается 1 параметр (T). Тогда n_e можно определить точнее по комптоновскому вращению при разных ω (не рассматривая вопрос о естественной оптической активности в космосе). При этом берем слагаемое 2-го порядка теории возмущений, которое при малых B заметно превосходит 1-й порядок и не зависит от B . Методы рентгеновской астрономии позволяют делать подобные измерения [6, с. 340]. При этом важно, что: 1. При больших пространственных размерах излучающей области разные участки могут не коррелировать между собой по фазе, что может привести к деполяризации; наличие же корреляции должно свидетельствовать об упорядоченном магнитном поле [14, с. 191–194]. 2. При фарадеевском вращении электроны связанные, а при комптоновском – свободные. Несмотря на то, что в рентгеновском диапазоне почти все электроны могут считаться свободными, различие в оценках n_e может позволить оценить степень ионизации.

Ионизация может происходить и во внешних магнитных полях, разрушающих кристаллическую решетку [6, с. 449] $B > B_{am} = m_e^2 e^3 c / \hbar^3 = 2,35 \cdot 10^9$ Гс. При таких B не наблюдаются даже квадратичный эффект Зеемана и эффект Пашена – Бака: спектры химических элементов искажаются до неузнаваемости, преобладает сплошной фон (с линейной или круговой поляризацией), что подтверждает преобладание свободных электронов (например, у некоторых белых карликов [15; 16, с. 185]). Это должно привести к резкому уменьшению роли фарадеевского вращения. При $B \sim 10^{13}$ Гс должно быть магнитное двупреломление вакуума при энергиях, когда невозможно рождение e^+e^- -пар [6, с. 703] при $B \leq B_{uv} = \sqrt{mc^2 (mc/\hbar)^3 / \alpha} \approx 4,4 \cdot 10^{13}$ Гс [6, с. 449]; здесь помимо комптоновского вращения существенно расщепление фотонов [17, с. 637–643]. Поэтому учет комптоновского вращения в 1-м порядке более надежен при $B \sim 10^{10}$ Гс.

Заключение

В древесном приближении получена формула для вычисления угла комптоновского вращения плоскости линейной поляризации фотонов в полностью поляризованном по спину электронном газе. Учтена конечная ширина резонанса на n -м уровне Ландау. Произведено усреднение по импульсам электронов при нулевой температуре. Показано, отличное от нуля вращение возникает уже в 1-м порядке теории возмущений и превосходит вращение во 2-м порядке при астрофизических магнитных полях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pavlov, G.G. Polarization of Thermal X-rays from Isolated Neutron Stars / G.G. Pavlov, V.E. Zavlin // The Astrophys. J. – 2000 February. – Vol 529, № 1. – P. 1011–1018.
2. Серый, А.И. О комптоновском вращении при движении фотонов под произвольным углом к линиям индукции магнитного поля / А.И. Серый // Веснік Брэсцкага ўніверсітэта. Серыя 4. Фізіка. Матэматыка. – 2011. – № 2. – С. 43–48.
3. Фомин, П.И. Резонансное комптоновское рассеяние во внешнем магнитном поле / П.И. Фомин, Р.И. Холодов // ЖЭТФ. – 2000. – Т. 117, вып. 2. – С. 319–325.

4. Барышевский, В.Г. Ядерная оптика поляризованных сред / В.Г. Барышевский. – М. : Энергоатомиздат, 1995. – 320 с.
5. Секержицкий, В.С. Равновесные системы фермионов и бозонов в магнитных полях : монография / В.С. Секержицкий. – Брест : Изд-во БрГУ им. А.С. Пушкина, 2008. – 198 с.
6. Физическая энциклопедия / Гл. ред. А. М. Прохоров; редкол.: Д.М. Алексеев [и др.]. – М. : Большая рос. энцикл., 1994. – Т. 4: Пойнтинга – Робертсона – Стримеры. – 704 с.
7. Лобашев, В.М. Экспериментальное наблюдение вращения плоскости линейной поляризации γ -квантов в намагниченных ферромагнетиках / В.М. Лобашев [и др.]. // Письма в ЖЭТФ. – 1971. – Т. 14. – С. 373–376.
8. Lobashev, V.M. Rotation of the plane of polarization of γ quanta and leftright asymmetry of scattering by thick magnetized scatterers / V.M. Lobashev [et al.] // Sov. Phys. JETP. – 1975. – Vol. 41, № 4. – P. 606–609.
9. Bock, P. Observation of the Faraday Effect with 230 keV and 330 keV Photons / P. Bock, P. Luksch // Lett. Nuovo cimento. – 1972. – Vol. 2, № 21. – P. 1081–1084.
10. Физическая энциклопедия / Гл. ред. А. М. Прохоров; редкол.: Д.М. Алексеев [и др.]. – М. : Большая рос. энцикл., 1992. – Т. 3: Магнитоплазменный – Пойнтинга теорема. – 672 с.
11. Физическая энциклопедия / Гл. ред. А. М. Прохоров; редкол.: Д.М. Алексеев [и др.]. – М. : Совет. энцикл., 1990. – Т. II: Добротность – Магнитооптика. – 703 с.
12. Ландау Л.Д. Теоретическая физика : учеб. пособие для вузов : в 10 т. / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2001. – Т. III: Квантовая механика (нерелятивистская теория). – 808 с.
13. Воднев, В.Т. Основные математические формулы : справочник / В.Т. Воднев, А.Ф. Наумович, Н.Ф. Наумович; под ред. Ю.С. Богданова. – 3-е изд., перераб. и доп. – Минск : Высш. шк., 1995. – 380 с.
14. Железняков, В.В. Электромагнитные волны в космической плазме / В.В. Железняков. – М. : Наука, 1977. – 432 с.
15. www.arm.ac.uk/lectures/landstreet/slides/Lecture-1-intro-to-stellar-magnetism.pdf; www.arm.ac.uk/lectures/landstreet/slides/Lecture-2-atoms-in-magnetic-fields.pdf.
16. Физическая энциклопедия / Гл. ред. А.М. Прохоров. редкол.: Д.М. Алексеев [и др.]. // М. : Сов. энцикл., 1988. – Т. I: Ааронова – Бома эффект – Длинные линии. – 704 с.
17. Берестецкий, В.Б. Квантовая электродинамика (Серия «Теоретическая физика», том IV) / В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. – М. : Наука, 1980. – 704 с.

A.I. Sery. On Compton Rotation in Magnetic Field with Regard to Resonance Width

In the framework of quantum electrodynamics in tree approximation a formula is obtained for the calculation of Compton rotation angle of the plane of linear polarization of photons per unit path in electron gas with high degree of spin polarization of electrons. The finite width of resonance on intermediate virtual Landau level is taken into account, averaging on the momenta of electrons is performed in zero temperature approximation.

Рукапіс паступіў у рэдкалегію 02.10.2012