

T, К	$Q_{\nu\nu}^w, \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$	$Q_{\nu\nu}^{em}, \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$	
		$\mu_\nu \sim d_\nu \sim 10^{-17} \mu_B$	$\mu_\nu \sim d_\nu \sim 10^{-10} \mu_B$
10^9	$1,2 \cdot 10^{14}$	7,5	$7,5 \cdot 10^{14}$
10^{10}	$3,2 \cdot 10^{20}$	$6,8 \cdot 10^7$	$6,8 \cdot 10^{21}$
10^{11}	$2,3 \cdot 10^{31}$	$5,6 \cdot 10^{12}$	$5,6 \cdot 10^{26}$
10^{12}	$3,8 \cdot 10^{40}$	$9,0 \cdot 10^{19}$	$9,0 \cdot 10^{28}$

тромагнитного механизма можно пренебречь. При значении $\mu_\nu \sim d_\nu \sim 10^{-10} \mu_B$ и $T = 10^9 \div 10^{10}$ К величина $Q_{\nu\nu}^{em}$ более чем на порядок превышает $Q_{\nu\nu}^w$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Рудерман М. А. // Нейтрино. М., 1970. С. 168. [2] Керимов Б. К., Халилов Э. Н., Цветков В. П. // Тр. 2-го Междунар. семинара по спиновым явлениям в физике высоких энергий, Протвино, 1984. Серпухов, 1985. С. 265; Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1985. 26, № 6. С. 21; Волошин М. Б., Высоцкий М. И., Окунь Л. Б. // ЖЭТФ. 1986. 91. С. 754. [3] Fujikawa K., Shrok R. E. // Phys. Rev. Lett. 1980. 45. P. 963. [4] Kerimov B. K., Safin M. Yu., Haidar N., Tikhomirov A. M. // VII Intern. Symp. on High Energy Spin Physics, Protvino, 1986. Serpukhov, 1987. V. 2. P. 51. [5] Керимов Б. К., Сафин М. Я., Хайдар Назих // Изв. АН СССР, сер. физ. 1988. 52. С. 136. [6] Mohapatra R. N., Marshak R. E. // Phys. Lett. 1980. 91B. P. 222; Kim J. E. // Phys. Rev. 1976. D14. P. 3000. [7] Morgan J. A. // Phys. Lett 1981. 102B. P. 247; Morgan J. A., Farrant D. B. // Phys. Lett. 1983. 128B. P. 431. [8] Cowan C. L., Reines F. // Phys. Rev. 1957. 107. P. 528. [9] Reines F., Gurr H. S., Sobel H. W. // Phys. Rev. Lett. 1976. 37. P. 315. [10] Abe K. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. 58. P. 636. [11] Chiu H.-Y., Stabler R. C. // Phys. Rev. 1961. 122. P. 1317. [12] Petrosian V., Beaudet G., Salpeter E. E. // Phys. Rev. 1967. 154. P. 1445. [13] Ригус В. И. // ЖЭТФ. 1961. 41. С. 1285. [14] Dicus D. A. // Phys. Rev. 1972. D6. P. 941. [15] Керимов Б. К., Рыжиков В. Н., Цветков В. П. // Ядерная физика. 1981. 33. С. 766.

Поступила в редакцию
29.09.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 1

УДК 530.145

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭФФЕКТЕ ААРОНОВА—БОМА

Д. В. Гальцов, С. А. Воропаев

(кафедра теоретической физики)

Рассматривается процесс радиационного рассеяния квантовой релятивистской бесспиновой частицы на постоянном магнитном потоке тонкого соленоида. Анализируется влияние эффекта Ааронова—Бома на круговую поляризацию излучения.

В 1959 году Ааронов и Бом [1] показали, что в квантовой теории при движении заряженной частицы в области пространства, где напряженности внешнего электромагнитного поля \mathbf{E} и \mathbf{H} равны нулю, но вектор-потенциал A_μ отличен от нуля, возможно своеобразное нелокальное взаимодействие частицы с полем. Одним из проявлений эффекта Ааронова—Бома является тормозное излучение, сопровождающее рассеяние электрона на магнитном поле, заключенном внутри тонкого длинного соленоида [2]. Рассеяние здесь является чисто квантовым процессом и

фактически обусловлено дифракцией электронной волны на магнитном потоке (рис. 1).

Для нерелятивистской частицы в дипольном приближении дифференциальное сечение тормозного излучения (на единицу длины соленоида) $d\sigma_R$ имеет вид [2]

$$\frac{d\sigma_R}{d\omega} = \frac{4}{3} \frac{r_0 (\sin \pi\delta)^2}{\pi\omega} \frac{P}{M} \left[\left(1 - \frac{h\omega}{E}\right)^\delta + \left(1 - \frac{h\omega}{E}\right)^{1-\delta} \right], \quad (1)$$

где r_0 — классический радиус электрона; M , P и E — масса, начальные импульс и энергия частицы соответственно; ω — частота излучения. При этом если Φ — величина магнитного потока соленоида, то δ — дробная часть Φ/Φ_0 , где $\Phi_0 = 2\pi\hbar c/e_0$ — квант магнитного потока.

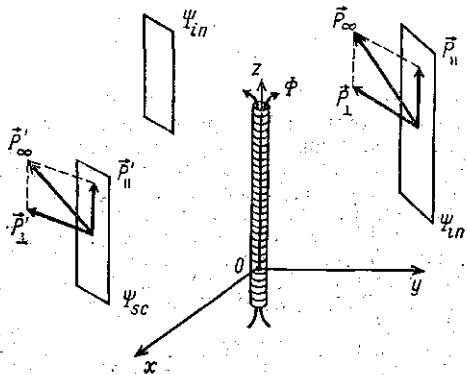


Рис. 1

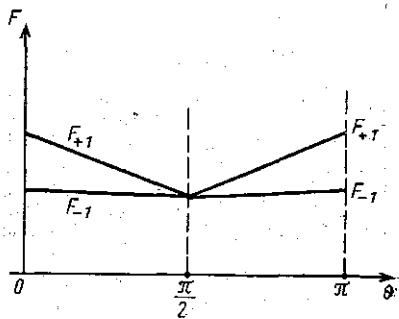


Рис. 2

В реальном эксперименте по проверке свойств эффекта Ааронова—Бома излучение частицы может быть вызвано рядом других причин (например, торможением на потенциальном барьере). Целью настоящей работы является нахождение свойств тормозного излучения, обусловленного исключительно эффектом Ааронова—Бома, которые позволяют эффективно выделить его из шума.

Рассмотрим процесс радиационного рассеяния квантовой релятивистской бесспиновой частицы с зарядом Q и массой M на постоянном магнитном потоке Φ бесконечно тонкого и длинного соленоида. Проанализируем влияние эффекта Ааронова—Бома на круговую поляризацию излучения.

Движение частицы в нашем случае описывается уравнением Клейна—Гордона

$$\left[\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \right)^2 - (c\hat{\mathbf{P}})^2 - (Mc^2)^2 \right] \Psi(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (2)$$

где $\hat{\mathbf{P}} = -i\hbar\hat{\nabla} - (Q/c)\mathbf{A}$ — «удлиненный» оператор импульса, $A_n = (0, \mathbf{A})$ — вектор-потенциал магнитного поля соленоида, причем $\mathbf{A} = (0, A_\phi, 0)$ и

$$A_\phi = \frac{\Phi}{2\pi} \frac{1}{\rho}. \quad (3)$$

Здесь мы выбрали цилиндрическую систему координат (ρ, ϕ, z) так,

чтобы ось Oz совпадала с осью соленоида (см. рис. 1). Тогда внешнее магнитное поле $\mathbf{H} = (0, 0, H_z)$ и

$$H_z = \Phi(2/\pi)\delta(\rho^2). \quad (4)$$

Сингулярность магнитного поля (4) и вектор-потенциала (3) при $\rho = 0$ возникает вследствие идеализации реального тонкого соленоида, но она не отразится на интересующих нас величинах.

Решением уравнения (2) является

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) \exp\left\{-i \frac{E}{\hbar} t\right\}, \quad (5)$$

где энергия частицы E удовлетворяет соотношению

$$E^2 = (Mc^2)^2 + (cP)^2, \quad (6)$$

P — собственные значения оператора \hat{P} . Для координатной части (5) из условия регулярности решения в точке $\rho = 0$ и граничных условий получаем [3]

$$\psi(\mathbf{r}) = C_N \exp\{+iP_{\parallel} z\} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} C_m \exp\{+im\varphi\} J_{|\tilde{m}|}(P_{\perp}\rho), \quad (7)$$

где $J_\nu(x)$ — функция Бесселя; $C_N = \sqrt{Mc^2/(EL^3)}$ — нормировка волновой функции на единицу заряда в объеме $V = L^3$, $L \rightarrow \infty$; $C_m = \exp\{i(\pi m - m\varphi_{\perp} - (\pi/2)|\tilde{m}|)\}$, $\tilde{m} = m + f$, где $f = -\Phi/(2\pi\hbar c/Q)$. Значения P_{\parallel} , P_{\perp} и φ_{\perp} определяются величиной «асимптотического» импульса частицы \mathbf{P}_{∞} при $\rho \rightarrow \infty$:

$$\mathbf{P}_{\infty} = \hbar(P_{\perp}, \varphi_{\perp}, P_{\parallel})$$

и они связаны с энергией частицы соотношением (6), где

$$P^2 = \hbar^2(P_{\parallel}^2 + P_{\perp}^2).$$

Из (7) видно, что квантовое состояние частицы с энергией $E_n = |n\rangle$ полностью определяется $\mathbf{P}_{\infty} : |n\rangle \Leftrightarrow |\mathbf{P}_{\infty}, E_n\rangle$.

Согласно квантовой теории переходных процессов [4], вероятность радиационного перехода частицы из состояния $|\mathbf{P}_{\infty}, E_n\rangle$ в состояние $|\mathbf{P}'_{\infty}, E'_n\rangle = \omega_{nn'}$ (в единицу времени) с испусканием фотона с волновым вектором

$$\mathbf{K} = (K_{\perp} = K \sin \theta, \varphi_k, K_{\parallel} = K \cos \theta)$$

(θ, φ_k — обычные сферические углы вылета фотона) определяется формулой

$$\omega_{nn'}(l) = \frac{Q^2}{2\pi\hbar} \int d\mathbf{K} \frac{1}{K} \delta(K - K_R) F_{(l)}, \quad (8)$$

где $K = \omega/c$; $K_R = (E_n - E'_n)/(\hbar c)$, а $F_{(l)}$ — выражение, зависящее от поляризации излучения.

В случае круговой поляризации

$$F_{(l)} = \frac{1}{2} ([\mathbf{K}^0 \times \mathbf{d}^*] [\mathbf{K}^0 \times \mathbf{d}]) - \frac{i}{2} l (\mathbf{K}^0 [\mathbf{d}^* \times \mathbf{d}]),$$

причем значения $l = +1 (-1)$ отвечают правой (левой) поляризации

фотона и $K^0 = K/K$. Амплитуда вероятности перехода d определяется выражением

$$d = \frac{1}{2Mc} \int dr \exp[-i(K \cdot r)] \{(\hat{P}^* \psi_n^*(r)) \psi_n(r) + \psi_n^*(r) (\hat{P} \psi_n(r))\}. \quad (9)$$

Выберем систему отсчета так, чтобы $P_{||} = 0$; $\varphi_{\perp} = \pi$, т. е. рассмотрим случай нормального падения частицы на соленоид. Тогда с помощью (7) и (9) для $F_{(i)}$ получаем следующие выражения [5]:

$$\begin{aligned} F_{(\pm 1)} &= \frac{1}{2} F \pm F_{\beta}, \\ F &= C \left\{ \left[\left(\frac{R_2}{R_1} \right)^{2(1-\beta)} + \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^{2\beta} \right] [(P_1)^2 + (P_2)^2] + \right. \\ &\quad \left. + \cos(2\chi - 2\pi\beta + 2\varphi_h - \varphi'_{\perp}) 2 \frac{R_2}{R_1} [(P_1)^2 - (P_2)^2] \right\}, \\ F_{\beta} &= C \left[\left(\frac{R_2}{R_1} \right)^{2(1-\beta)} - \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^{2\beta} \right] P_1 P_2, \end{aligned} \quad (10)$$

где β — дробная часть f ,

$$\begin{aligned} C &= (\sin \pi\beta)^2 \left(\frac{Pc}{E} \right)^2 \left(\frac{ch}{L^2} \right)^2 \left\{ (EK_R)^2 \left(1 - \left(\frac{Pc}{E} \right)^2 \sin^2 \theta \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times (1 + 2 \cos(\varphi_h) R_1 + R_1^2) (1 + 2 \cos(\pi - \varphi'_{\perp} + \varphi_h) R_2 + R_2^2) \right\}^{-1}, \\ R_1 &= \frac{Pc}{E} \sin \theta \left\{ 1 + \left[1 - \left(\frac{Pc}{E} \right)^2 \sin^2 \theta \right]^{1/2} \right\}^{-1}, \\ R_2 &= \frac{P'_{\perp} \hbar c}{E} \sin \theta \left\{ 1 - \frac{K_R ch}{E} \sin^2 \theta + \left[1 - \left(\frac{Pc}{E} \right)^2 \sin^2 \theta \right]^{1/2} \right\}^{-1}. \end{aligned}$$

Выражения χ , P_1 и P_2 , входящие в (10), определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \chi &= [R_2 \sin(\varphi_h - \varphi'_{\perp}) - R_1 \sin(\varphi_h) + R_1 R_2 \sin(2\varphi_h - \varphi'_{\perp})] \times \\ &\quad \times \{1 - R_2 \cos(\varphi_h - \varphi'_{\perp}) + R_1 \cos(\varphi_h) - R_1 R_2 \cos(2\varphi_h - \varphi'_{\perp})\}^{-1}, \\ P_1 &= \cos \theta \left[\left(1 + \frac{P'_{\perp} \hbar}{P} \frac{R_1}{R_2} \right) + R_1^2 \left(1 + \frac{P'_{\perp} \hbar}{P} \frac{R_2}{R_1} \right) \right] - \frac{K \hbar}{P} R_1 \sin 2\theta, \\ P_2 &= \left(1 + \frac{P'_{\perp} \hbar}{P} \frac{R_1}{R_2} \right) - R_1^2 \left(1 + \frac{P'_{\perp} \hbar}{P} \frac{R_1}{R_2} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

причем мы учли сохранение импульса вдоль оси Oz , т. е. $P'_{||} = -K \cos \theta$. Формулы (10) — (11) точные и позволяют рассматривать процесс тормозного излучения при любых значениях P_{∞} , P'_{∞} , E_n , E'_n и ω .

Из выражения (10) видно, что при $\beta = 1/2$: $F_{+1} = F_{-1}$ и $F_{\beta} = 0$. Если же $\beta \neq 1/2$, то в тормозном излучении частицы будет превалировать либо правая, либо левая поляризация в зависимости от величины β и θ (например, для $\beta > 1/2$ см. рис. 2). Это новое интересное проявление эффекта Ааронова—Бома можно объяснить, если предположить существование вокруг соленоида кольцеобразного дифракционного тока частицы, причем направление «вращения» должно зависеть от β . Здесь

мы опираемся на аналогию с круговой поляризацией синхротронного излучения [4]: вращение поляризации совпадает с вращением частицы, которое задается относительно направления волнового вектора фотона K . (Если K направлен в сторону положительных значений z — поляризация правая и наоборот, причем внешнее магнитное поле параллельно Oz .)

Замечание. Физической (измеримой) величиной в случае радиационного рассеяния является распределение конечных частиц по импульсам. Полная информация об этом заключается в дифференциальном сечении процесса $d\sigma_R$ [6], которое для нашего случая определяется выражением (на единицу длины соленоида)

$$\frac{d\sigma_{R(\pm 1)}}{\sin \theta d\theta d\omega} = \frac{Q^2}{\hbar c} \left(\frac{L}{2\pi} \right)^3 L \frac{K_R (E'_n / (c\hbar) + K_R \cos^2 \theta)}{v_n} d\varphi'_\perp d\varphi_R, \quad (12)$$

где v_n — скорость частицы в начальном состоянии. Для нерелятивистской частицы в дипольном приближении (12) совпадает с (1) после интегрирования по θ .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Агапов У., Воин Д. // Phys. Rev. 1959. 115. P. 485. [2] Серебряный Е. М., Скаржинский В. Д. // Кр. сообщения по физике ФИАН. 1988. № 6. С. 45. [3] Скаржинский В. Д. // Тр. ФИАН. 1986. 167. С. 139. [4] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1983. [5] Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. Специальные функции. М., 1984. [6] Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. М., 1984.

Поступила в редакцию
28.12.88

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.384.6.1

ДЛИННОВОЛНОВЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В ЛИНИИ С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

О. И. Василенко

(НИИЯФ)

Рассматривается распространение длинноволновых возмущений в однородном в продольном направлении магнитоизолированном электронном потоке в полосковой линии. Найдена скорость распространения возмущений, исследованы пределы применимости результатов.

В устройствах, предназначенных для генерации и транспортировки мощных сильноточных пучков заряженных частиц, используются электрические поля высокой напряженности. Когда последняя превышает 10^5 В/см, единственным способом предотвращения пробоя является наложение сильного магнитного поля, приводящего к дрейфу электронов в скрещенных полях вдоль электродов и препятствующего их прохождению на анод. Этот способ устранения межэлектродных токов называется магнитной изоляцией.