

## ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ЭФФЕКТЕ ААРОНОВА – БОМА

Е.М. Серебряный, В.Д. Скаржинский

*Рассмотрен процесс тормозного излучения при рассеянии электронов на магнитном потоке соленоида. Получено выражение для эффективного сечения излучения.*

В настоящей работе рассматривается процесс тормозного излучения, сопровождающий рассеяние электрона на магнитном потоке, заключенном внутри тонкого длинного соленоида. Это рассеяние возникает из-за своеобразного нелокального взаимодействия заряженной квантовой частицы с внешним электромагнитным полем, известного как эффект Ааронова – Бома /1/. Подробное обсуждение различных сторон этого квантового эффекта можно найти в обзорах /2, 3/.

Пусть соленоид расположен вдоль оси  $z$ , его вектор-потенциал в цилиндрической системе координат равен  $A_\varphi = \Phi/2\pi\rho$ , где  $\Phi = \beta\Phi_0$  – поток магнитного поля,  $\Phi_0 = 2\pi\hbar/e$  – квант потока.

Волновая функция рассеяния (в нерелятивистском приближении без учета спина) имеет вид /1/

$$\Psi_{\mathbf{p}}^{(\pm)}(\mathbf{r}) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m^{(\pm)} J_{|m-\beta|}(\rho) \exp[i m(\varphi - \varphi_p) + i p_z z], \quad (1)$$

где  $J_\nu(x)$  – функция Бесселя;  $\mathbf{p} = (\rho, p_z)$ ; коэффициенты  $c_m^{(+)} = \exp(i\pi m - i\pi|m - \beta|/2)$ ,  $c_m^{(-)} = \exp(i\pi|m - \beta|/2)$  соответствуют расходящейся и сходящейся цилиндрическим волнам в  $\Psi_{\mathbf{p}}^{(\pm)}(\mathbf{r})$ . При этом дифференциальное сечение рассеяния на единицу длины соленоида равно

$$d\sigma = \frac{\sin^2 \pi \delta}{2\pi \rho \sin^2[(\varphi - \varphi_p)/2]} d\varphi, \quad (2)$$

где  $\delta$  – дробная часть  $\beta$ .

Рассеяние здесь является чисто квантовым процессом и фактически обусловлено дифракцией электронной плоской волны на магнитном потоке. Электрон не испытывает локального действия силы Лоренца и поэтому в классическом смысле ускорение отсутствует.

Покажем, что этот квантовый процесс тем не менее сопровождается тормозным излучением. Влияние соленоида на излучение заряженных частиц в однородном магнитном поле рассматривалось в работе /4/.

Вероятность тормозного излучения определяется матричным элементом по точным волновым функциям (1) электрона во внешнем поле от оператора тока  $\mathbf{j} = (e/M)(-i\vec{\nabla} - e\mathbf{A})$ ,

$$M_{\mathbf{p}' + \mathbf{k} \leftarrow \mathbf{p}}^{(\lambda)} = \frac{e^{(\lambda)*}(\mathbf{k})}{\sqrt{2\omega}} \int d^3 r \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \Psi_{\mathbf{p}}^{(-)*}(\mathbf{r}) \mathbf{j} \Psi_{\mathbf{p}}^{(+)}(\mathbf{r}), \quad (3)$$

который можно вычислить в явном виде при произвольных значениях  $\rho$  и  $\omega$ . Однако в рамках нерелятивистского описания разумно пренебречь членами  $\sim \omega/M$ ,  $(\rho/M)^2$ , что соответствует дипольному приближению,  $\exp(i\mathbf{k}_\perp \vec{\rho}) \sim 1$ . Тогда для случая нормального падения ( $p_z = 0$ ) получаем следующее выражение для дифференциального эффективного сечения тормозного излучения (на единицу длины соленоида):

$$d\sigma_T = (4r_0 \sin^2 \pi\delta) / 3\pi\omega (p/M) [(1 - \omega/E)^\delta + (1 - \omega/E)^{1-\delta}] d\omega, \quad (4)$$

где  $r_0 = e^2/4\pi M$  — классический радиус электрона.

Это сечение имеет характерную периодическую зависимость от магнитного потока с периодом  $\Delta\Phi = \Phi_0$  и обращается в нуль при целом числе квантов потока в соленоиде. Как и следовало ожидать, оно содержит также инфракрасную расходимость. В классическом предельном случае в качестве волновой функции электрона вместо (1) следует использовать волновые пакеты и тогда в формулах (2) и (4) возникают дополнительные множители  $\exp(-d^2/a^2)$ , где  $d$  — преломленный параметр,  $a$  — ширина пакета. При  $a \rightarrow 0$  эффект Ааронова — Бома и вызванное им тормозное излучение исчезают.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Аһаронов У., Воһм D. Phys. Rev., 115, 485 (1959).
2. Olariu S., Popescu I.I. Rev. Mod. Phys., 57, 339 (1985).
3. Скаржинский В. Д. Труды ФИАН, 167, 139 (1986).
4. Lewis R. R. Phys. Rev., A28, 1228 (1983).

Поступила в редакцию 16 марта 1988 г.