УДК 530.145

ОБ УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. Е. Лобанов, О. С. Павлова

(*кафедра теоретической физики*)

В классическом приближении найдено угловое распределение излучения неполяризованной нейтральной частицы, обладающей аномальным магнитным моментом, при ее движении в произвольном электромагнитном поле. Результат получен в предположении, что эволюция спина частицы определяется уравнением Баргмана–Мишеля–Телегди.

В работе [1] в классическом приближении получена универсальная формула для полной мощности излучения неполяризованной нейтральной частицы (нейтрона), обладающей магнитным моментом, в произвольном электромагнитном поле. Там же были приведены обоснования и критерии применимости классического подхода при решении такой задачи. В настоящем сообщении продолжено исследование в этой области и показано, что можно получить столь же универсальную формулу и для углового распределения излучения.

Рассмотрим излучение, обусловленное аномальным магнитным моментом μ_0. Для полной энергии излучения классическая электродинамика дает следующую формулу [2]:

$$\mathcal{E} = \int \frac{dI}{d\mathcal{O}} d\mathcal{O} dt, \tag{1}$$

где $dI/d\mathcal{O}$ — угловое распределение мощности излучения.

Поскольку излучающая частица считается точечной, выражение для углового распределения излучения неполяризованного нейтрона получается из аналогичной формулы для заряженной частицы [3] путем замены дипольного момента заряженной частицы на магнитный момент нейтрона:

$$\frac{dI}{d\mathcal{O}} = -\frac{1}{4\pi(lu)^5 u^0} < \{\ddot{\mu}^\nu \ddot{\mu}_\nu (ul)^2 + (l^\nu \ddot{\mu}_\nu)^2\} > \equiv$$
$$\equiv -\frac{1}{4\pi(lu)^5 u^0} < e^{\xi\nu\rho\lambda} \ddot{\mu}_\nu u_\rho l_\lambda e_{\xi\nu'\rho'\lambda'} \ddot{\mu}^{\nu'} u^{\rho'} l^{\lambda'} >, \tag{2}$$

где $l^\nu = \{1, \mathbf{l}\}$; $\mathbf{l}$ — единичный вектор, определяющий направление излучения в лабораторной системе; u^ν — 4-скорость частицы; точкой обозначено дифференцирование по собственному времени τ, угловые скобки означают усреднение по спиновым состояниям, $\hbar = c = 1$.

Ограничимся стандартным предположением, что магнитный момент пропорционален вектору спина: $\mu^\nu = \mu_0 S^\nu$. Тогда эволюция вектора спина описывается уравнением Баргмана–Мишеля–Телегди [4]

$$\dot{S}^\nu = 2\mu_0 \{F^{\nu\alpha} S_\alpha - u^\nu (u_\alpha F^{\alpha\beta} S_\beta)\},$$

решение которого удовлетворяет дополнительным условиям: $(SS) = -1$ и $(Su) = 0$.

Для удобства сравнения с квантовомеханическим описанием вместо вектора поляризации S^ν мы будем использовать спин-тензор второго ранга $\underset{\sim}{S} = S^0\sigma_0 + \mathbf{S}\boldsymbol{\sigma}$ и $\widetilde{S} = S^0\sigma_0 - \mathbf{S}\boldsymbol{\sigma}$, где σ_ν — матрицы Паули (использованные обозначения соответствуют [5]). Тогда эволюция спина определяется формулой [6]

$$\underset{\sim}{S}(\tau) = \underset{\sim}{L}\,\underset{\sim}{R}\,\underset{\sim}{L}^{-1}\,\underset{\sim}{S}_0(\underset{\sim}{L}^{-1})^+\,\underset{\sim}{R}^+\,\underset{\sim}{L}^+. \tag{3}$$

Здесь $\underset{\sim}{S}_0 \equiv \underset{\sim}{S}(\tau_0)$ — поляризация в начальный момент времени τ_0, $\underset{\sim}{L}^{-1}$ — оператор перехода в систему покоя частицы:

$$\underset{\sim}{L}^{-1} = \frac{1 + \widetilde{u}}{\sqrt{2(1+u^0)}}, \quad \underset{\sim}{L} = \frac{1 + \underset{\sim}{u}}{\sqrt{2(1+u^0)}};$$

а $\underset{\sim}{R}$ — оператор поворота, удовлетворяющий уравнению

$$\dot{\underset{\sim}{R}} = i\mu_0 \underset{\sim}{H}_0 \underset{\sim}{R}, \tag{4}$$

где

$$\mathbf{H}_0(x) \equiv \mathbf{H}_0 = u^0\mathbf{H} - \mathbf{u} \times \mathbf{E} - \frac{\mathbf{u}(\mathbf{uH})}{1 + u^0}$$

— магнитное поле в системе покоя частицы в точке ее нахождения.

С использованием введенного спин-тензора формула (2) для углового распределения мощности излучения может быть переписана так:

$$\frac{dI}{d\mathcal{O}} = -\frac{\mu_0^2}{8\pi(lu)^5 u^0} \times$$
$$\times < \mathrm{Sp}\{\ddot{\underset{\sim}{S}}\ddot{\widetilde{S}}(ul)^2 + \frac{1}{4}[\underset{\sim}{l}\ddot{\widetilde{S}}\underset{\sim}{l}\ddot{\widetilde{S}} + \ddot{\underset{\sim}{S}}\widetilde{l}\ddot{\underset{\sim}{S}}\widetilde{l}]\} >.$$

После несложных преобразований отсюда с учетом (3) для углового распределения мощности излучения неполяризованного нейтрона можно получить

$$\frac{dI}{d\mathcal{O}} = -\frac{\mu_0^2}{16\pi(lu)^3 u^0} \times$$
$$\times \mathrm{Sp} \sum_i \{\ddot{\sigma}_{iR}\ddot{\sigma}_{iR} - \ddot{\sigma}_{iR}(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})\ddot{\sigma}_{iR}(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})\}, \tag{5}$$

где

$$\sigma_{iR} \equiv \underset{\sim}{R}\sigma_i \underset{\sim}{R}^+, \quad \mathbf{n} = \frac{1}{(ul)}\{\mathbf{l} - \frac{1+(ul)}{1+u^0}\mathbf{u}\}$$

— единичный вектор, характеризующий направление излучения в системе покоя частицы. Суммирование по i, указанное в (5), соответствует процедуре усреднения по начальным и суммирования по конечным спиновым состояниям частицы в квантовой теории.

Из формул (4) и (5) следует окончательный результат:

$$\frac{dI}{dO} = \frac{\mu_0^4}{\pi u^0 (ul)^3}\left\{4\mu_0\left\{\mu_0\mathbf{H}_0^4 + \mu_0\mathbf{H}_0^2(\mathbf{H}_0\mathbf{n})^2 + +(\mathbf{H}_0\mathbf{n})\left(\dot{\mathbf{H}}_0[\mathbf{H}_0\mathbf{n}]\right)\right\} + \dot{\mathbf{H}}_0^2 + (\dot{\mathbf{H}}_0\mathbf{n})^2\right\}. \tag{6}$$

Таким образом, угловое распределение мощности излучения неполяризованного нейтрона в произвольном электромагнитном поле выражается лишь через напряженности этих полей в системе покоя частицы и их производные по собственному времени.

Формулу (6) можно записать в явно ковариантной форме:

$$\frac{dI}{dO} = \frac{\mu_0^2}{\pi u^0(ul)^5}\Big\{[4(\mu_0^2 u_\rho H^{\rho\lambda}H_{\lambda\sigma}u^\sigma)^2 + + (\mu_0^2 u_\rho \dot{H}^{\rho\lambda}\dot{H}_{\lambda\sigma}u^\sigma)](ul)^2 + +4(\mu_0^2 u_\rho H^{\rho\lambda}H_{\lambda\sigma}u^\sigma)(\mu_0 u_\rho H^{\rho\lambda}l_\lambda)^2 + (\mu_0 u_\rho \dot{H}^{\rho\lambda}l_\lambda)^2 + + 4\mu_0^2(\mu_0 u_\rho H^{\rho\lambda}l_\lambda)e^{\mu\nu\rho\lambda}u_\mu \dot{H}_{\nu\sigma}u^\sigma H_{\rho\delta}u^\delta l_\lambda\Big\},$$

где $H^{\nu\alpha} = -\frac{1}{2}e^{\nu\alpha\beta\gamma}F_{\beta\gamma}$ — тензор, дуальный тензору электромагнитного поля.

Отсюда, проводя элементарное интегрирование по углам, получаем формулу для полной мощности излучения [1]:

$$I = \frac{16}{3}\mu_0^2\{4(\mu_0\mathbf{H}_0)^4 + (\mu_0\dot{\mathbf{H}}_0)^2\}, \tag{7}$$

которая имеет следующую ковариантную форму:

$$I = \frac{16}{3}\mu_0^2\{4(\mu_0^2 u_\rho H^{\rho\lambda}H_{\lambda\sigma}u^\sigma)^2 + (\mu_0^2 u_\rho \dot{H}^{\rho\lambda}\dot{H}_{\lambda\sigma}u^\sigma)\}.$$

Сделаем несколько замечаний по поводу вычисления полной энергии излучения. Как уже отмечалось в работе [1], если интеграл в (1) сходится на интервале $(-\infty, +\infty)$, то эта формула описывает полную энергию излучения при пролете частицей области, занятой полем. Если существует конечный предел $\lim \frac{1}{2T}\int\limits_{-T}^{T} I dt$ при $T \to \infty$, то это выражение определяет энергию излучения в единицу времени в периодических и квазипериодических полях. Если же указанный предел не существует, то это означает наличие сингулярности поля. В этом случае не выполняются условия применимости формулы (7) (см. [1]). Наличие сингулярности поля приводит к существованию дискретного спектра энергии (см., напр., [7]), поэтому исследование излучения нейтрона в этом случае возможно только на основе строго квантового подхода. Однако если классическая траектория частицы находится достаточно далеко от точки особенности поля, так что условия применимости формулы (7) на этой траектории выполняются, то, естественно, данная формула может быть использована для описания процесса излучения. С точки зрения квантовой теории это означает, что в рассматриваемом случае излучающая частица имеет такие квантовые числа, что вероятность перехода в дискретный спектр в результате акта излучения мала.

Важной особенностью формул (6) и (7) является наличие слагаемых, величина которых определяется градиентами полей. В силу этого интенсивность излучения может существенно возрастать при пересечении границы области, занятой магнитным полем, при условии, что эта граница достаточно резкая. Этот эффект, напоминающий переходное излучение, в первую очередь важен при исследовании излучения астрофизических объектов. Однако не исключено, что он может наблюдаться и при пролете быстрых нейтронов через ферромагнетики.

Авторы выражают благодарность А. В. Борисову и В. Ч. Жуковскому за обсуждение работы.

Литература

1. *Лобанов А.Е., Павлова О.С.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2000. № 2. С. 18 (Moscow University Phys. Bull. 2000. No. 2).
2. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1988.
3. *Соколов А.А., Тернов И.М., Жуковский В.Ч., Борисов А.В.* Квантовая электродинамика. М.: Изд-во МГУ, 1983.
4. *Bargmann V., Michel L., Telegdi V.* // Phys. Rev. Lett. 1959. **2**. P. 435.
5. *Боголюбов Н.Н., Логунов А.А., Оксак А.И., Тодоров И.Т.* Общие принципы квантовой теории поля. М.: Наука, 1987.
6. *Лобанов А.Е., Павлова О.С.* // ТМФ. 1999. **121**. С. 509.
7. *Багров В.Г., Степанов В.Е.* // Изв. вузов, Физика. 1967. № 1. С. 142; 1967. № 6. С. 142.

Поступила в редакцию
24.12.99