

ОНДУЛЯТОРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МНОГОДОМЕННОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

Г.М.Генкин, В.В.Зильберберг

Исследовано излучение релятивистского электрона, движущегося внутри ферромагнетика ортогонально его оси намагничивания. Указаны возможные способы управления частотой излучения. Найдены условия, в которых это излучение превышает излучение каналированной частицы как по энергии квантов, так и по мощности излучения.

Интерес к ондуляторному излучению в значительной мере определяется возможностями, связанными с получением излучения в широком диапазоне длин волн и особенно в коротковолновом. Частота излучения в ондуляторе определяется длиной его элемента периодичности. При этом используется пространственно периодическое магнитостатическое поле, создаваемое макроскопическими системами магнитов, период которого λ_0 не может быть сделан достаточно малым (обычно $\lambda_0 \sim 1 - 10$ см).

В настоящей работе предлагается пропускать пучок электронов через ферромагнетик, находящийся в многодоменном состоянии, с целью использования периодического магнитного поля доменной структуры для получения ондуляторного излучения. Преимущество этого метода состоит в том, что здесь элементом периодичности ондулятора служит период доменной структуры, который, как известно (см., например, ¹), достаточно мал и может меняться в широком диапазоне от ~ 100 до ~ 1 мкм. Так, например, в тонких монокристаллических пленках Ni – Fe $\lambda_0 \sim 2$ мкм². Очевидно, что такие величины λ_0 совершенно не достижимы в „обычных” ондуляторах.

Частица, движущаяся в пространственно периодическом магнитном поле амплитуды \mathbf{B}_0 со скоростью $v_z = \beta c$ (ось z выбрана в направлении периодичности), колеблется с частотой $\Omega_0 = 2\pi v_z / \lambda_0$ и излучает на доплеровски смещенных частотах

$$\omega = \frac{\Omega_0}{1 - \beta \cos \theta}, \quad (1)$$

где θ – угол между направлениями распространения излучения и движения частицы. В ультрарелятивистском случае $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \gg 1$ для излучения вперед $\omega \approx 2\gamma^2 \Omega_0$. Хорошо известно ³, что в ондуляторе частота преобразуется более эффективно, чем при эффекте каналирования, где максимальная частота излучения $\omega_m \approx 2\gamma^{3/2} \Omega_K$,

Ω_K – частота колебаний электрона в канале. При $\lambda_0 \sim 2$ мкм, $\Omega_K \sim 10^{16} \text{ с}^{-1}$ ³ для электронов с энергией ~ 50 МэВ частота излучения в ферромагнитном ондуляторе сравнивается с максимальной частотой излучения при каналировании, а для электронов с энергией ~ 10 ГэВ $v \sim 15$ раз превосходит ее, при этом длина волны излучения составляет $\lambda \sim 2,5 \cdot 10^{-5}$ Å.

В сравнении с излучением при каналировании, где спектр излучения простирается ³от нуля до ω_m , излучение ферромагнитного ондулятора более монохроматично: в фиксированном

направлении θ полоса частот $\Delta\omega \sim \omega/M$, где M — число доменов, проходимых релятивистским электроном в кристалле. Кроме того, ферромагнитный ондулятор лишен того демпфирующего излучения каналированной частицы обстоятельства ⁴, что лишь R/a для плоскостного каналирования и $(R/a)^2$ для осевого каналирования часть электронов принимает участие в излучении, где R — ширина канала, a — расстояние между кристаллическими плоскостями или осями (обычно $(R/a) \sim 0,1 \div 0,03$).

В случае ферромагнитного ондулятора имеется уникальная возможность управления частотой излучения путем воздействия на параметры исходной доменной структуры. Так, например, воздействие внешнего магнитного поля приводит к изменению как геометрии (ширина доменов, направленных по полю, растет по сравнению с шириной противоположных доменов), так и периода структуры. Период структуры можно изменить также, меняя толщину ферромагнитной пластины. Кроме того, частоту излучения электрона, ондулирующего в ферромагнетике, можно менять, изменяя угол падения электронного пучка по отношению к оси намагниченности кристалла.

Что касается интенсивности излучения, то для структуры с блоховской стенкой для дифференциальной по частоте и телесному углу мощности излучения можно получить следующее выражение:

$$\frac{dI_0}{d\omega d\theta} = \frac{e^2 \beta}{\pi^2 c \lambda_0 M} \left| \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{\sin \frac{\pi M [\omega (1 - n_z \beta) - k \Omega_0]}{\Omega_0}}{\omega (1 - n_z \beta) - \Omega_0} \times \right. \\ \left. \times \frac{1 + \cos(k \tau \Omega_0)}{\pi k} \frac{[(n - \beta k)n_x - i(1 + n_z \beta)] \omega_c \beta}{(1 - n_z \beta)^2} \right|^2 \quad (2)$$

Здесь τ — время пролета электроном доменной стенки, $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$ — единичный вектор в направлении наблюдения излучения, $\omega_c = e B_0 / m c$ — циклотронная частота электрона без учета релятивистского фактора, \mathbf{i} , \mathbf{k} — орты вдоль осей x и z соответственно. Таким образом, здесь, как и в случае ондулятора с меандрически меняющимся полем ⁵, под углом θ наблюдается спектр частот

$$\omega_k = \frac{k \Omega_0}{1 - \beta \cos \theta} \quad (3)$$

с убывающими амплитудами гармоник, доменные стенки вносят лишь фактор $(1/2)[1 + \cos(k \Omega_0 \tau)]$, мало отличающийся от единицы (при $\tau \ll 2\pi / \Omega_0$) на низких гармониках.

Сравнивая полные мощности излучения в полосе частот ондулятора для случая каналирования I_K и ондуляции электрона I_0 получим:

$$\frac{I_0}{I_K} \sim \frac{M}{3} \left(\frac{\omega_c}{\Omega_0} \right)^2 \frac{c^2}{R^2 \Omega_K^2} \quad (4)$$

При этом мы пользовались выражением для $dI_K / d\omega$ из ³.

Для $B_0 \sim 6 \div 8 \cdot 10^3$ Гс (Mn — Bi; Ni — Fe), $\Omega_K \sim 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\lambda_0 \sim 1 \text{ мкм}$, $M \sim 100$ (I_0 / I_K) $\sim 0,4 \div 0,7$. Для $\lambda_0 \sim 10 \text{ мкм}$, $M \sim 10$ (I_0 / I_K) $\sim 4 \div 7$. Заметим, что в выражении (4) и оценках I_K — мощность, излучаемая электроном, уже попавшим в канал; для пучка электронов, как указывалось ранее, в случае плоскостного каналирования войдет еще дополнительный демпфирующий фактор $(R/a)^{-1}$.

Разумеется, излучение „каналирования” будет сопровождать излучение „ондуляции” лишь при движении электрона в канале, т.е. для углов φ влета электронов по отношению к кристаллической плоскости $\varphi < \varphi_{\text{кр}}$.

Итак, предлагаемый нами механизм ¹⁾ излучения электрона, являясь, как и механизм каналирования, „внутрикристаллическим”, обладает по сравнению с последним рядом преимуществ: возможность получения больших частоты и мощности излучения, большая монохроматичность, нечувствительность к углам влета относительно плоскостей (или осей) симметрии кристалла, возможность перестройки частоты.

Литература

1. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. М.: Наука, ГИФМЛ, 1971.
2. *Кринчик Г.С.* Физика магнитных явлений. М.: МГУ, 1976.
3. *Кумахов М.А.* ЖЭТФ, 1977, 72, 1489.
4. *Калашников Н.П., Стриханов М.Н.* Квантовая электроника, 1981, 8, 2293.
5. *Алферов Д.Ф., Башмаков Ю.А., Бессонов Е.Г.* Труды ФИ АН СССР, 1975, 80, 100.
6. *Братман В.Л., Генкин Г.М., Зильберберг В.В.* Письма ЖЭТФ, 1982, 8, 970.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 сентября 1982 г.