

УВЛЕЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.П.Олейник

В работах Киббла [1,2] было показано, что электромагнитная волна ведет себя по отношению к электрону в энергии ϵ как среда с показателем преломления

$$n = \left[1 - \frac{e^2 \bar{E}^2}{\omega^2 (\epsilon^2 - m^2)} \right]^{1/2},$$

поэтому электроны, энергия которых удовлетворяет условию¹⁾

$$\epsilon^2 - m^2 < (e^2 \bar{E}^2 / \omega^2), \quad (1)$$

отражаются от волны (\bar{E}^2 и ω — средний по времени квадрат напряженности электрической компоненты и частота волны). В данном сообщении мы обращаем внимание на то, что в присутствии однородного магнитного поля с потенциалом

$$A_x = -H_y \quad (2)$$

электроны проникают в волну независимо от величины их энергии, причем при значениях энергии ϵ , меньших некоторого критического, все электроны, прошедшие в волну, увлекаются ею, приобретая релятивистский импульс в направлении распространения волны.

Задачу о проникновении электрона в волну можно решить обычными методами, использующимися при исследовании прохождения частиц

¹⁾ Используется система единиц, в которой $c = \hbar = 1$, а также релятивистское начало отсчета энергии.

через потенциальный барьер (см. например, работу [3]). Если электромагнитная волна задается потенциалом

$$A = \begin{cases} a \cos \omega(t - z) & \text{при } z > 0 \\ 0 & \text{при } z < 0; \quad a = (a_x, a_y, 0) = \text{const}, (3) \end{cases}$$

то из условия непрерывности волновой функции электрона и ее производной по z при $z = 0$ следуют уравнения для определения интенсивности отраженного от волны и прошедшего в волну электронных потоков, а также равенство энергий падающих и прошедших электронов.

В поле электромагнитной волны роль энергии ϵ стационарных состояний электрона играет квазиэнергия [4], поэтому приравнивать следует энергию падающего электрона ϵ и квазиэнергию ϵ' электрона в волне. Связь квазиэнергии ϵ' с квазиимпульсом p_z для электрона в полях формул (2) и (3) дается формулой работы [5]

$$\epsilon'^2 - m^2 = p_z^2 + eH(2n + 1) - \frac{e^2 a^2}{2} \frac{\omega^2 (\epsilon' - p_z)^2}{(eH)^2 - \omega^2 (\epsilon' - p_z)^2}, \quad (4)$$

здесь $n = 0, 1, \dots, n$ — номер уровня Ландау электрона в волне (с целью упрощения выкладок взаимодействие электрона с внешним полем описываем уравнением Клейна — Гордона). Заменяя в формуле (4) ϵ' на ϵ , получаем искомое соотношение, которое мы исследуем для электромагнитной волны с частотой ω , лежащей в оптической области спектра (при этом $\omega \gg \omega_H = eH/\epsilon$), и нерелятивистских энергий электрона ($\epsilon^2 - m^2 \ll m^2$). В этом случае, как нетрудно убедиться, при условии

$$\epsilon^2 - m^2 < \frac{e^2 a^2}{2} \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_H^2} \approx \frac{e^2 a^2}{2} \quad (5)$$

в волне могут распространяться электроны лишь с очень большими квазиимпульсами p_z , причем при фиксированном значении n электроны могут обладать лишь двумя значениями p_z (два других корня уравнения (4) комплексны):

$$p_{z1,2} = \epsilon(1 \pm \Delta); \quad \Delta = \frac{\omega_H}{\omega} \left[1 + \frac{e^2 a^2}{2[m^2 + eH(2n + 1)]} \right]^{-1/2}. \quad (6)$$

При $H = 0$ для энергий электрона, соответствующих неравенству (5), уравнение (4) имеет лишь комплексные корни, т.е. в этом случае имеет место, как и должно быть, отражение электронов от волны.

При выполнении неравенства, противоположного (5), в электромагнитной волне наряду с быстрыми электронами появляется еще одна группа электронов (медленные электроны), для которой максимальное значение продольного квазиимпульса составляет

$$p_z^* = \sqrt{\epsilon^2 - m^2 - \frac{e^2 a^2}{2}}.$$

Для современных лазерных источников $e^2 a^2 \ll m^2$, поэтому для этой группы электронов $p_z^* \ll \epsilon$. Обе группы электронов разделены, таким образом, широкой запрещенной зоной для квазиимпульсов p_z . Характерные особенности быстрых и медленных электронов в поле электромагнитной волны в рассматриваемом предельном случае состоят в том, что быстрые электроны появляются в виде двух монохроматических потоков с релятивистскими значениями квазиимпульса, направленного вдоль волнового вектора волны, медленные же электроны обладают импульсами, лежащими в интервале $0 < p_z < p_z^*$.

В рассматриваемом здесь явлении электромагнитная волна ведет себя подобно потоку жидкости, увлекающей за собой попадающие в нее частицы (электроны). При достаточно малой энергии ϵ увлекаются все попадающие в жидкость частицы, при ббльшей энергии происходит лишь частичное увлечение частиц. С точки зрения такой аналогии естественно, что "увлекающиеся" электроны обладают релятивистскими импульсами в направлении движения фотонного потока.

Задача об определении коэффициента прохождения D электрона в волну в общем случае сводится к решению бесконечной системы линейных алгебраических уравнений. Она значительно упрощается для энергий электрона, удовлетворяющих условию (5), и оптических частот ($\omega \gg \omega_H$), благодаря тому, что тогда в волне распространяются электроны с квазиимпульсами p_{z1} и p_{z2} , слабо зависящими от n .

Пренебрегая этой зависимостью и различием между p_{z1} и p_{z2} , из системы уравнений, возникающих при сшивании волновых функций на границе $z = 0$, можно исключить волновую функцию электрона в вол-

не. Для коэффициента прохождения получается формула

$$D = 4 \frac{\epsilon \bar{p}_z}{(\epsilon + \bar{p}_z)^2}, \quad (7)$$

здесь $\bar{p}_z = \sqrt{\epsilon^2 - m^2 - eH(2n+1)}$, n — номер уровня Ландау падающего электрона. В наиболее благоприятном случае, описываемом формулой (7), $\bar{p}_z^2 \sim e^2 a^2 / 2$, поэтому $D \sim 4 \sqrt{e^2 a^2 / 2m^2}$. При фокусировке излучения современных лазерных источников величина $e^2 a^2 / m^2$ может достигать значений порядка 10^{-6} , тогда будем иметь $D \sim 3 \cdot 10^{-3}$.

Предложенный здесь эффект может быть экспериментально обнаружен с помощью электронной пушки, катод которой помещен в поле светового луча. При этом, согласно формуле (7), коэффициент прохождения D будет ббльшим для тех электронов, для которых меньше угол θ между направлением их вылета из катода и направлением волнового вектора. При постановке эксперимента следует иметь в виду, что однородное магнитное поле должно быть достаточно сильным. В самом деле, в данной работе предполагалось, что волна занимает все полупространство $z > 0$. В реальном же эксперименте световой луч большой интенсивности обладает конечным радиусом R . Поэтому наши результаты останутся в силе лишь в случае, когда радиус орбиты электрона в магнитном поле $r = p_{\perp} / eH$ удовлетворяет условию $r \ll R$ (p_{\perp} — проекция импульса падающего электрона на плоскость xy). При $\theta \ll 1$ и $p \sim e|a|$ (p — полный импульс падающего электрона) получаем такое ограничение на величину напряженности магнитного поля ($p_{\perp} = \theta p$, c — скорость света):

$$\omega_H \gg \theta \frac{e|a|}{m c^2} \frac{c}{R}.$$

Автор благодарит В.И.Шеку за просмотр рукописи и полезные замечания.

Литература

- [1] T.W.V.Kibble. Phys. Rev. Lett., 16, 1054, 1966.
 - [2] T.W.V.Kibble. Phys. Rev., 150, 1060, 1966.
 - [3] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика, М., Физматгиз, 1963.
 - [4] Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 51, 1492, 1966.
 - [5] В.П.Олейник. УФЖ, 13, 1205, 1968.
-