

01; 10

© 1991

О ВЛИЯНИИ СОБСТВЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ
НА ДИНАМИКУ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО
ПОТОКА В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ

А.Н. Д и д е н к о, А.С. Р о ш а л ь

В связи с исследуемыми в последнее время возможностями создания генераторов когерентного излучения субмиллиметрового и оптического диапазонов со скрещенными полями [1] представляет интерес анализ динамики релятивистских электронов в скрещенных ЕН полях.

Рассмотрим движение электронов в скрещенных $\vec{E} = E\vec{j}$, $H = H\vec{k}$ полях ($\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ - орты) в предположении $|E| < |H|$. Движение отдельного электрона, описываемое уравнениями

$$\begin{cases} \frac{d\vec{p}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c}[\vec{V}\vec{H}], & \vec{p} = \gamma_e m\vec{V}, \\ \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{V}, \end{cases} \quad (1)$$

где \vec{p} - импульс, γ_e - релятивистский множитель:

$$\gamma_e = \sqrt{1 + p^2/(mc)^2} = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}, \quad (2)$$

складывается, как известно [2], из дрейфа со скоростью

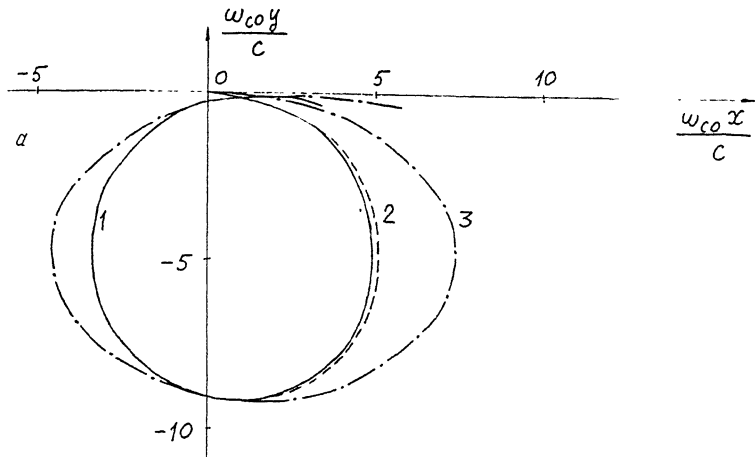
$$\vec{V}_d = c[\vec{E}\vec{H}]/H^2 = cE\vec{i}/H \quad (3)$$

в направлении оси x и циклотронного вращения.

Будем полагать, что электрон инжектируется в начале координат со скоростью v_{x0} в направлении оси x , т.е. в направлении скорости дрейфа. Для периода циклотронного вращения и диаметра троиходы D (т.е. максимального отклонения траектории от оси абсцисс) можно получить:

$$T_c = \gamma_d^3 \gamma_{e0} (1 - v_{x0} v_d c^{-2}) T_{c0}, \quad (4)$$

$$D = 2 |v_{x0} - v_d| \gamma_{e0} \gamma_d^2 / \omega_{c0}. \quad (5)$$



Траектории релятивистских электронов в скрещенных полях при наличии собственного электрического поля; энергия инжекции 2 МэВ (а) и 30 МэВ (б).

1 - $E_c = 0$, 2 - $E_c = E_0$, 3 - $E_c = 10 E_0$.

Здесь

$$\gamma_d = [1 - v_d^2/c^2]^{-1/2},$$

$$\gamma_{i0} = (1 - v_{x0}^2/c^2)^{-1/2}, \quad T_{c0} = 2\pi/\omega_{c0}, \quad \omega_{c0} = |eH|/(mc). \quad (6)$$

Расстояние, на которое дрейфует электрон за период T_c

$$\Lambda_d = v_d \cdot T_c. \quad (7)$$

С ростом скорости дрейфа v_d , т.е. при $|E| \rightarrow |H|$ период T_c (4), диаметр D (5) и расстояние Λ_d (7) возрастают вследствие быстрого движения релятивистского множителя γ_d (6). Физически это объясняется тем, что двигаясь в сильном электрическом поле E электрон приобретает большую кинетическую энергию и, соответственно, большую массу, а столь массивный электрон трудно повернуть магнитному полю.

Обозначим v_m максимальную скорость электрона, который в начальный момент покоится ($v_{x0} = 0$); скорость

$$v_m = 2v_d / (1 + v_d^2/c^2) > v_d \quad (8)$$

и достигается, естественно, на вершине трохойды. Можно показать, что при скорости инжекции $0 < v_{x0} < v_m$ траектория электрона не имеет петель и, в частности, при $v_{x0} = v_m$ вырождается в пря-

мую - ось абсцисс. При $v_{x0} < 0$ или $v_{x0} > v_m$ траектория образует петли; при $v_{x0} = 0$ или $v_{x0} = v_m$ (8) петли стягиваются в точки.

Для интересующего нас класса приборов наибольший интерес представляют режимы с низкой скоростью дрейфа, составляющей несколько процентов скорости света c и энергией инжекции электронов \mathcal{E}_0 от нескольких МэВ до нескольких десятков МэВ. В этих режимах важно оценить влияние электрического поля объемного заряда на динамику электронов. При некоторых упрощающих предположениях о характере установившегося распределения объемного заряда для компонент напряженности кулоновского поля можно принять зависимости

$$\tilde{E}_x = 0, \quad \tilde{E}_y = E_c \cos(\pi y/D): \quad (9)$$

Как показывают результаты численного моделирования, некоторые из которых представлены на рисунке, при указанных параметрах пучка кулоновское поле (9) почти не влияет на скорость дрейфа v_d и толщину пучка D при практически реализуемых значениях E_c , вплоть до E_c порядка статического поля E_0 . Так, например, если при энергии инжекции $\mathcal{E}_0 = 2-30$ МэВ скорость дрейфа $v_d = 0.05$ с в отсутствие кулоновского поля ($E_c = 0$), то при наличии поля $E_c \leq E_0$ скорость дрейфа увеличивается не более, чем до 0.0515 с, т.е. на 3%, и лишь при очень сильном поле $E_c = 10 E_0$ скорость дрейфа возрастает до 0.075 с, т.е. на 50%. Если вместо зависимости (9) собственное поле меняется по координате y линейно, т.е.

$$\tilde{E}_x = 0, \quad \tilde{E}_y = E_c (1 + 2y/D), \quad (10)$$

то его влияние оказывается еще меньше.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что в практически перспективном диапазоне параметров влияние собственного электрического поля на динамику релятивистского электронного потока в скрещенных полях пренебрежимо мало.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Д и д е н к о А.Н. // ДАН СССР. 1991. Т. 317. № 1. С. 85.
 [2] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.

Московский
инженерно-физический
институт

Поступило в Редакцию
7 мая 1991 г.