В заключение обсудим возможное практическое применение полученных в данной работе теоретических результатов. Исследовано возбуждение поверхностных волн пучками нерелятивистских электронов в холодной плазме при наличии переменного электрического поля. Взаимодействие электронного пучка с плазмой в определенных условиях приводит к возбуждению неустойчивых колебаний, когда первоначально малые возмущения плотности и скорости частиц, амплитуды самосогласованного электрического поля в плазме и т. п. экспоненциально нарастают с течением времени (либо с увеличением пространственной координаты). Однако возникает необходимость в подавлении пучковой неустойчивости, это имеет место при работе экспериментальных устройств, в которых существуют электронные пучки. К подобным устройствам можно отнести разряды с продольным электрическим полем (например, установки типа «токамак»). На периферии плазменной конфигурации плотность частиц плазмы значительно меньше плотности плазмы на оси системы. Например, в случае достаточно быстрых процессов, когда имеет место скинирование тока, плотность плазмы резко обрывается на границе разряда. Электроны плазмы под воздействием вихревого электрического поля в периферийной области разряда могут ускоряться значительно сильнее, чем в центральной части, и выйти в режим «убегания». Следовательно, возникает плазменная конфигурация с моноэнергетическим пучком электронов, резонансным образом возбуждающим поверхностные волны. Развитие подобной неустойчивости может существенно изменить равновесную плазменную конфигурацию. В данной работе предложен один из возможных способов стабилизации неустойчивых поверхностных волн посредством ВЧ поля.

Авторы выражают благодарность К. Н. Степанову за полезное обсуждение результатов работы.

Поступила 6 IX 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. **Иванов А. А.** Взаимодействие высокочастотных полей с плазмой.— В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 6. М., Атомиздат, 1972.
2. **Алиев Ю. М., Силин В. П.** Теория колебаний плазмы, находящейся в высокочастотном электрическом поле.— ЖЭТФ, 1965, т. 48, с. 901.
3. **Демченко В. В., Омельченко А. Я.** К вопросу о параметрическом резонансе в холодной неоднородной изотропной плазме.— «Изв. высш. учеб. заведений. Радиофизика», 1976, т. 29, с. 471.

УДК 533.951

ПРЕДЕЛЬНЫЙ ТОК КОНИЧЕСКОГО ПУЧКА

А. С. Чихачев

(*Москва*)

Представляет большой практический и теоретический интерес изучение движения заряженной частицы (электрона) в магнитном поле электронного пучка. В работе [1], например, проведено изучение движения пробного электрона в поле цилиндрического пучка, которое показало наличие критического альфвеновского тока в нейтральном пучке. При токах выше предельного ($I_A=(mc^3/e)\gamma\beta\simeq 17\gamma\beta$ кА) электрон может достичь некоторой точки и повернуть назад, а не двигаться вдоль пучка.

В данной работе рассматривается движение частицы в магнитном поле конического релятивистского электронного пучка с целью определить влияние расходимости на наличие предельного тока. Электрическое поле в пучке отсутствует, так как предполагается присутствие компенсирующего фона положительно заряженных покоящихся ионов.

Рассмотрим уравнение для магнитного поля конического пучка, испускаемого из некоторого центра

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = (4\pi/c)\mathbf{j},$$

где $\mathbf{j} = I_0\,\mathbf{r}/r^3$, $I_0 = \mathrm{const}$. Видно, что поле может быть описано одной компонентой $\mathbf{H} = H_\varphi\,\mathbf{e}_\varphi$($\mathbf{e}_\varphi$ — единичный вектор в направлении изменения азимутального угла φ сферических координат r, θ, φ). При этом

(1) $$H = H_\varphi|_{\theta\leqslant\theta_0} = \frac{4\pi I_0}{cr}\,\mathrm{tg}\,\frac{\theta}{2}.$$

Предполагается, что ток течет только при $\theta \leqslant \theta_0$. Вне конуса магнитное поле

$$H_\varphi|_{\theta>\theta_0} = \frac{4\pi I_0}{cr}\,\frac{\mathrm{tg}\,\frac{\theta_0}{2}}{\sin\theta}\,\sin\theta_0.$$

В дальнейшем, однако, будет рассмотрено только движение электрона внутри пучка, для чего достаточно соотношения (1).

В общем случае решение уравнения движения с полем (1) является довольно сложной задачей. Отметим, что в [1] эти уравнения решены для чисто меридиальных движений, т. е. при условии $\dot\varphi(t) \equiv 0$. В случае конического тока даже при этом упрощении, по-видимому, невозможно получение аналитического решения.

Уравнения движения релятивистской частицы в сферических координатах при $\dot\varphi = 0$ имеют вид

(2) $$\ddot r - r\dot\theta^2 = \frac{eH}{\gamma mc}\,r\dot\theta = \frac{4\pi eI_0}{\gamma mc^2}\,\dot\theta\,\mathrm{tg}\,\frac{\theta}{2},$$

$$r\ddot\theta + 2\dot r\,\dot\theta = -\frac{eH}{\gamma mc}\,\dot r = -\frac{4\pi eI_0}{\gamma mc^2}\,\frac{\dot r}{r}\,\mathrm{tg}\,\frac{\theta}{2},$$

где γ — отношение полной энергии частицы к ее энергии покоя. Из (2) можно получить уравнение для траектории

(3) $$r^2\theta'' + 2r\theta' + r^3\theta'^3 = -a\,(1 + r^2\theta'^2)\,\mathrm{tg}\,\frac{\theta}{2},$$

где $\theta'(r) = d\theta/dr$, $a = 4\pi eI_0/\gamma mc^3$.

Величина a с точностью до несущественных множителей представляет собой отношение полного тока пучка I_0 к альфвеновскому $I_A = \frac{mc^3}{e}\gamma\beta$.

Если ввести вместо r в уравнении (3) новую переменную $\xi = \ln\,(r/r_0)$, где r_0 — произвольный масштабный параметр, и линеаризовать это уравнение (т. е. положить $\theta \ll 1$, $d\theta/d\xi \ll 1$), то получим соотношение

$$d^2\theta/d\xi^2 + d\theta/d\xi + (a/2)\theta = 0,$$

решение которого имеет существенно различный характер в зависимости от знака величины $2a - 1$.

Действительно,

$$(4)\quad \theta(\xi)=\begin{cases}\left(C_1 e^{\frac{\xi}{2}\sqrt{1-2a}}+C_2 e^{-\frac{\xi}{2}\sqrt{1-2a}}\right)e^{-\frac{\xi}{2}}, & a<\frac{1}{2},\\ \left(C_1\cos\left(\xi\sqrt{2a-1}\right)+C_2\operatorname{lin}\left(\xi\sqrt{2a-1}\right)\right)e^{-\frac{\xi}{2}}, & a>\frac{1}{2}.\end{cases}$$

Здесь C_1 и C_2 — произвольные постоянные.

Из соотношений (4) видно, что при $0 < a < 1/2$ решение имеет убывающий степенной (по r) характер. При $a > 1/2$ $\theta(\xi)$ осциллирует, однако при этом нет запирания пучка, что связано с условием $d\theta/d\xi \ll 1$. Отметим, что для справедливости этого условия необходимо $\theta(2a-1)^{1/2} \ll 1$.

Удобно (3) преобразовать к уравнению 1-го порядка. Положим $p(\theta) = d\theta/d\xi$, тогда получим

$$p\frac{dp}{d\theta}+p\left(1+p^2\right)+a\operatorname{tg}\frac{\theta}{2}\left(1+p^2\right)^{3/2}=0.$$

В случае достаточно больших значений параметра a и не слишком малых углов θ можно считать, что $p \ll a\operatorname{tg}\frac{\theta}{2}(1+p^2)^{3/2}$. Тогда уравнение существенно упрощается

$$p\frac{dp}{d\theta}+a\operatorname{tg}\frac{\theta}{2}\left(1+p^2\right)^{3/2}=0.$$

Отсюда, полагая $p_0 = d\theta/d\xi|_{\xi=0} = 0$, получим

$$(5)\qquad p(\theta)=\left(\frac{1}{1-2a\left(\ln\cos\frac{\theta_0}{2}-\ln\cos\frac{\theta_0}{2}\right)^2}-1\right)^{1/2},$$

откуда видно, что $p = \infty$ при $\cos\frac{\theta}{2} = \cos\frac{\theta_0}{2}e^{1/\sqrt{2a}}$. Это значит, что на траектории движения электрона существует точка r, θ $(0 < \theta < \theta_0)$, в которой скорость составляет прямой угол с радиус-вектором. Дальнейшее увеличение угла между скоростью и радиус-вектором частицы означает ее движение в направлении, противоположном потоку электронов пучка.

Интересно рассмотреть случай $a < 0$, соответствующий сходящемуся электронному пучку. Из (4) ясно, что решение экспоненциально растет, т. е., если возможны достаточно большие ξ, ток пучка следует считать запертым при любых $a < 0$. Из (5) следует отсутствие точки поворота траектории электрона пучка. По-видимому, при $a < 0$ нелинейность уравнения движения играет стабилизирующую роль, однако точный анализ требует численного решения уравнения (3).

Таким образом, анализ движения пробного электрона в нейтрализованном коническом электронном пучке показывает, что, во-первых, существует область значений параметра a и начальной угловой расходимости пучка, когда движение не выходит за пределы первоначально заданного пучка. При этом возможны два типа движения. Первая возможность состоит в том, что первоначально малое угловое отклонение уменьшается при $r \to \infty$ $(a < 1/2)$. По-видимому, это означает некую самофокусировку пучка (с возможным переходом в цилиндрический), что должно привести к колебательному движению электронов. Вторая возможность $(a > 1/2)$ соответствует колебательному характеру движения электронов, это не означает запирания тока пучка.

Наконец, существует область значения a и θ_0, для которой ток пучка, видимо, будет заперт. Эта область может быть определена следующим образом: $a\ \operatorname{tg}\ (\theta_0/2) > 1$.

Автор выражает благодарность А. В. Жаринову за ценные обсуждения данной работы.

Поступила 16 IX 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. **Alfven H.** On the motion of cosmic rays in interstellar space.— «Phys. Rev.», 1939, vol. 55, p. 425.

УДК 538.561

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ТОКОВ КОМПТОНОВСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Г. М. Гандельман, В. В. Иванов, Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов, Г. В. Федорович

(*Москва*)

1. Результаты теоретических исследований электромагнитного излучения, генерируемого токами комптоновских электронов, которые образуются в воздухе вблизи импульсного источника γ-излучения, освещены в многочисленных работах (см., например, [1—3]). С другой стороны, вопросу сопоставления теоретических и экспериментальных данных уделено значительно меньше внимания, по-видимому, потому что такое сопоставление демонстрирует, на первый взгляд, существенные расхождения между теорией и экспериментом по форме и длительности сигналов. Так, теоретически рассчитанный импульс имеет два полупериода, длительность которых составляет единицы микросекунд, в то время как экспериментально регистрируется [4] трехполупериодный сигнал длительностью в десятки и сотни микросекунд. Аналогичное расхождение наблюдается и в величинах отношений амплитуд поля в различных полупериодах — порядок для теоретического импульса и единица для экспериментального. Новые возможности для сопоставления теоретических и экспериментальных результатов появляются, если предположить, что реально регистрируемый электромагнитный импульс есть сумма двух сигналов различной природы. Подтверждение этому состоит в том, что удалось провести разделение суммарного сигнала на два, параметры одного из которых близки к предсказываемым теорией излучения токов комптоновских электронов, а параметры другого могут быть объяснены на основе достаточно общих физических соображений.

Для достоверного подтверждения выводов теории излучения токов комптоновских электронов целесообразно выявить достаточно общее свойство сигнала, не связанное с детальными характеристиками токов, которые меняются при расчетах в зависимости от сделанных предположений, а реально — от опыта к опыту. Результат проверки наличия такого свойства у экспериментального сигнала и является критерием справедливости теории.