стема эффективно ведет себя так, как если бы размерность пространства $d=2-\varepsilon$ ($\varepsilon \ll 1$). Она дается решением уравнений (6)

$$\lambda^2 = \frac{\varepsilon\gamma^2 \ln^2 \gamma}{1-\gamma}, \; g = \frac{\gamma-1}{4\pi \ln \gamma} - \frac{\varepsilon}{8\pi}$$

и, что следует отметить, не является ε-малой.

Можно предположить, что механизм фазового перехода в нелинейной фермионной модели подобен фазовому переходу в теории сверхпроводимости и, по-видимому, связан с образованием конденсата фермионных пар.

Авторы благодарят проф. Д. Д. Иваненко за ценные обсуждения и замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wilson K. G. Confinement of quarks.— Phys. Rev. D., 1974, **10**, p. 2445—2459. *2.* Мигдал А. Рекурсионные уравнения в калибровочных теориях поля.— ЖЭТФ, 1975, **69**, с. 810—822. *3.* Сарданашвили Г. А. Компенсация и нелинейная теория.— Изв. вузов. Физика, 1975, № 12, с. 7—13. *4.* Вильсон К., Когут Дж. Ренормализационная группа и ε-разложение. М., 1975. *5.* Паташинский А. З., Покровский В. Л. Метод ренорм-группы в теории фазовых переходов.— УФН, 1977, **121**, с. 55—96.

Поступила в редакцию
15.05.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 1

УДК 533.951

Н. Д. НАУМОВ

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В настоящее время интенсивно изучаются системы релятивистских заряженных частиц — электронные пучки и кольца [1, 2]. Для стационарных состояний заряженной плазмы* характерно наличие равновесного электромагнитного поля, обычно отсутствующего в нейтральной плазме. При движении заряженных частиц в этом поле, а также во внешнем электромагнитном поле, которое может использоваться для удержания плазмы, возникает электромагнитное излучение. В отличие от тормозного излучения, это излучение существует и в бесстолкновительной плазме. Излучение является важной характеристикой состояния плазмы и может быть использовано, в частности, для диагностики плазмы, в связи с чем рассмотрение указанного излучения представляет интерес.

Выражение для интенсивности излучения, обусловленного действием внешних и коллективных полей, в случае бесстолкновительной холодной плазмы можно получить следующим образом. Макроскопиче-

---

* Для системы заряженных частиц, в которой отсутствует полная нейтральность заряда, используется термин заряженная плазма [3].

ское описание релятивистской плазмы основывается на уравнениях магнитной гидродинамики и уравнениях Максвелла [3]

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \nabla (n_\alpha \mathbf{V}_\alpha) = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \mathbf{U}_\alpha}{\partial t} + (\mathbf{V}_\alpha \nabla)\mathbf{U}_\alpha = \frac{e_\alpha}{m_\alpha}\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{V}_\alpha \mathbf{B}]\right), \tag{2}$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{div}\mathbf{E} = 4\pi \sum_\alpha e_\alpha n_\alpha + 4\pi \rho_0, \tag{3}$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\sum_\alpha e_\alpha n_\alpha \mathbf{V}_\alpha + \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}_0, \quad \operatorname{div}\mathbf{B} = 0. \tag{4}$$

Здесь $n_\alpha = n_\alpha(\mathbf{x}, t)$, $\mathbf{V}_\alpha = \mathbf{V}_\alpha(\mathbf{x}, t)$ — соответственно плотность числа частиц и средняя скорость α-й компоненты плазмы, e_α, m_α — заряд и масса частицы сорта α; ρ_0, $\mathbf{j}_0$ — плотности внешних зарядов и токов, $\mathbf{V}$ и $\mathbf{U}_\alpha$ связаны соотношением

$$\mathbf{V}_\alpha = \mathbf{U}_\alpha (1 + U_\alpha^2/c^2)^{-1/2}.$$

Поскольку плазма является холодной, то можно считать, что движение заряженных частиц, входящих в состав жидкой частицы, совпадает с движением самой жидкой частицы. Поэтому для интенсивности излучения этих частиц можно записать [4]

$$\Delta I_\alpha = \frac{2e_\alpha^2}{3c^3}\Gamma_\alpha^6 \left(W_\alpha^2 - \frac{1}{c^2}[\mathbf{V}_\alpha \mathbf{W}_\alpha]^2\right)\Delta N_\alpha, \tag{5}$$

где $\Gamma_\alpha^{-1} = \sqrt{1 - \frac{V_\alpha^2}{c^2}}$, $\mathbf{W}_\alpha$ — ускорение жидкой частицы, $\Delta N_\alpha = n_\alpha \Delta x \Delta y \Delta z$ — число заряженных частиц в жидкой частице. Будем считать, что плазма является оптически тонкой, т. е. излучение каждой частицы выходит за пределы плазмы без заметного поглощения другими частицами. Тогда, выражая из уравнения (2) ускорение жидкой частицы через напряженности электрического и магнитного полей, для интенсивности излучения α-й компоненты плазмы найдем

$$I_\alpha = \frac{2e_\alpha^4}{3m_\alpha^2 c^3}\int \left[\left\{\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{V}_\alpha \mathbf{B}]\right\}^2 - \frac{1}{c^2}(\mathbf{V}_\alpha \mathbf{E})^2\right]\Gamma_\alpha^2 n_\alpha d^3x. \tag{6}$$

Используем полученное выражение для расчета интенсивности излучения цилиндрически симметричного релятивистского электронного пучка, распространяющегося параллельно однородному магнитному полю $\mathbf{B}_0 = B_0\mathbf{n}_z$. Как обычно [3], предположим, что пучок находится в частично нейтрализующем фоне неподвижных ионов, т. е.

$$n_i(r) = f n_e(r),$$

где f — коэффициент зарядовой нейтрализации.

Для простоты будем рассматривать равномерные распределения по сечению пучка плотности электронов и аксиальной скорости пучка $V_z = \beta c$, а также будем считать, что азимутальное движение электронов является нерелятивистским:

$$\frac{V_\varphi}{r}=\omega=\frac{w_c}{2\gamma}\left\{1\pm\left[1+2\gamma\frac{\omega_p^2}{\omega_c^2}(f+\beta^2-1)\right]^{\frac{1}{2}}\right\}. \qquad (7)$$

Здесь

$$\omega_c=eB_0/mc,\ \ \omega_p^2=4\pi ne^2/m,\ \ 1/\gamma=\sqrt{1-\beta^2}\approx\Gamma_e^{-1},$$

$-e$, m — соответственно заряд и масса электрона. В магнитном поле возможны две частоты вращения пучка, что отражено в формуле (7). Отметим также, что при этом ток пучка значительно меньше предельного тока Альфвена.

Электрическое и магнитное поля внутри пучка имеют следующий вид:

$$\mathbf{E}=2\pi enr(f-1)\,\mathbf{n}_r,\ \ \mathbf{B}=\mathbf{B}_0-2\pi ne\beta r\,\mathbf{n}_\varphi. \qquad (8)$$

Собственным аксиальным магнитным полем пучка можно пренебречь ввиду нерелятивизма азимутального движения электронов.

Подставляя выражения (7), (8) в формулу (6), после вычисления найдем следующий результат для интенсивности излучения единицы длины пучка:

$$\frac{dI}{dz}=\frac{m\omega_p^2}{12c^3}(\omega\gamma r_b)^4. \qquad (9)$$

Здесь r_b — радиус пучка. Таким образом, интенсивность излучения возрастает при увеличении степени нейтрализации пучка. Отметим также, что в рассматриваемом случае внешнее магнитное поле дает нерелятивистский вклад в интенсивность излучения (9). Вклад же собственного поля пучка имеет релятивистский характер.

Если внешнее магнитное поле отсутствует, то из (9) получим следующее выражение для интенсивности излучения стационарного релятивистского потока электронов:

$$\frac{dI}{dz}=\frac{m}{48}\gamma^2 r_b^4\,\omega_p^6(f+\beta^2-1)^2.$$

При наличии магнитного поля стационарные состояния пучка возможны и в случае нерелятивистских электронов, а также и при отсутствии ионов в системе. Полагая $\beta^2=0$, $f=0$, можно найти интенсивность излучения электронов в этом случае.

В заключение отметим, что излучение приводит к радиационному торможению частиц [4, 5]. Этот эффект следует учитывать [6] в гидродинамической теории релятивистской плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Диденко А. Н. Современные проблемы физики мощных электронных пучков.— Изв. вузов. Физика, 1979, № 10, с. 5—6. *2.* Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Е., Рухлин В. Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М., 1980, 165 с. *3.* Девидсон Р. Теория заряженной плазмы. М., 1978, 215 с. *4.* Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1973, с. 252. *5.* Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1974, с. 120. *6.* Кузьменков Л. С., Поляков П. А. О гидродинамическом описании волн в релятивистской плазме с учетом торможения излучением.— Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1978, **19**, № 1, с. 65—70.

Поступила в редакцию
22.05.80