времени облучения образца, представлявшего собой хлороформ со следами этанола, светом лампы ДДС-400 (λ >200 нм). Вместе с экспериментальными точками проведена сплошная линия — решение уравнения (5) при $K=6\cdot10^9$ л/моль с, определенной из эксперимента, начальной концентрации O₂ $N=3,5\cdot10^{16}$ см⁻³, подобранных для наилучшего соответствия эксперименту величинах $I=5,2\cdot10^{13}$ с⁻¹·см⁻³, τ = =1,1·10⁻⁵ с. Подобранное значение τ соответствует временам жизни триплетных возбужденных состояний молекул в растворах при комнатной температуре.

Эксперименты проводились на модернизированном спектрометре ЯМР H-60 «*HITACHI*». Кислородные эффекты, естественно, не ограничиваются рассмотренными в данной работе (см., например, [6]).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Bloembergen N., Purcell E. M., Pound R. V. Relaxation effects. in nuclear magnetic resonance absorption.— Phys. Rev., 1948, 73, р. 679—712. [2] Groth H. J., Luckey G. W., Noyes W. A. The mechanism of aceton vapour fluorescence.— J. Chem. Phys., 1953, 21, р. 115—118. [3] Константннов Ю. С., Смирнов А. М. Регенеративная спектроскопия ЯМР высокого разрешения.— Приб. и техн. эксперимента, 1972, 5, с. 134—135. [4] Dickinson W. C. The time average magnetic field at the nucleus in nuclear magnetic experiments.— Phys. Rev., 1951, 81, р. 717—731. [5] Кузнец В. М. и др. Фотоиндуцированная химическая поляризация протонов парабензохинона в четыреххлористом углероде в присутствии спирта. — Изв. АН СССР, сер. химич., 1978, 1, с. 62—66. [6] Widrzynski T., Zumbulyadis N., Schmidt P. G., Gutovsky H. S., Govindjee. Proton relaxation and charge accumulation during oxygen evolution in photosynthesis.— Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 1976, 73, N 4, p. 1196—1198.

Поступила в редакцию 10.07.80

. ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. КЕР. З. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 3

УДК 533.922

НЕЛИНЕЙНОЕ КИНЕТИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ ВОЛНА-ПУЧОК В ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМАХ

В. К. Гришин, Е. Н. Шапошникова

(кафедра ядерных взаимодействий и ускорителей)

1. Вопросам взаимодействия волна-пучок в различных электродинамических структурах уделяется большое внимание, что объясняется практической значимостью этой проблемы. Взаимодействие пучка с возбужденной электромагнитной волной приводит, как правило, к пучковой неустойчивости, конечным этапом развития которой может быть стабилизация обмена энергией между волной и пучком, т. е. образование равновесного состояния. Исследование этого равновесия, которое проводится и в настоящей работе, дает возможность получить важную информацию о состоянии системы. Однако, в отличие от работ [1, 2], ниже используются точные решения нелинейного самосогласованного кинетического уравнения и полная система законов сохранения, что позволяет устранить ряд неоднозначностей в понимании физики процесса.

2. В качестве модели замедляющей системы удобно использовать [2, 3] волновод с диэлектрическим заполнением ($\varepsilon > 1$). В волновод радиуса R непрерывно инжектируется замагниченный в поперечной плоскости моноэнергетический пучок со скоростью $v_0 = \beta_0 c$, который, взаимодействуя с электромагнитным возмущением с длиной волны $\lambda_0 = 2\pi/k_0$, усиливает его на некотором расстоянии от затравочных значений до предельной величины. Ниже анализируется взаимодействие частиц с чисто гармонической *E*-волной с продольной составляющей электрического поля: $E_z = E_0(r) \sin(\omega t - kz)$, причем, начиная с некоторого момента, фазовая скорость волны точно равна скорости пучка $\omega/k = v = \beta c$. Представляя $E_0(r) = \Sigma E_s = J_0(\mu_s r/R)$, где $J_n - \phi$ ункция Бесселя *n*-го порядка, $J_0(\mu_s) = 0$, из уравнений Максвелла имеем

$$E_{s} = - \frac{8\pi e \left(\beta^{2} - 1/\epsilon\right) k \int_{0}^{R} n_{0} \alpha J_{0} \left(\mu_{s} r/R\right) r dr}{\left(\epsilon \frac{\omega^{2}}{c^{2}} - k^{2} - \mu_{s}^{2}/R^{2}\right) R^{2} J_{1}^{2} \left(\mu_{s}\right)}, \qquad (1)$$

где плотность пучка $n = n_0(r) [1 + \alpha \cos(\omega t - kz)], \alpha = \alpha(r)$.

Процесс усиления с передачей энергин пучка волне и, следовательно, его торможением, сопровождается перестройка пучка и усиливаемой волны, так что в итоге $k = k_0\beta_0/\beta$ (при этом частота ω , как и вообще в такого рода стационарных, но неоднородных в пространстве процессах, остается неизменной). Усиление носит резонансный характер, если $\omega = k_0 v_0$, а расстройка в (1) $\Delta_0 = \varepsilon \omega^2/c^2 - \mu_0^2 - \mu_s^2/R^2 = 0$. Считая, что условия резонанса выполняются, получаем на нелинейном этапе насыщения $\Delta = k_0^2 - k^2$. Далее ограничимся одномодовым режимом (s=1). Отметим, что выбранная модель справедлива, если $\varepsilon \beta^2 > 1$ (см. [2]), а ток пучка I_b не превосходит критического $I_{\rm KP} = 17\gamma_0 (kA)$, $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$.

3. Рассматриваемое равновесие волна-пучок является динамическим. Действительно, общим решением кинетического уравнения (в системе координат Σ' , связанной с волной) является стационарная функция распределения $F(p', r, z') = F(U' - p'^2/2m)$, где $U' = e \int E' dz'$, p' -импульс частиц в Σ' . Исходя из соотношения (1), имеем $U' \sim n' = = \int F(U' - p'^2/2m) dp'$. Отсюда единственное самосогласованное распределение частиц, отвечающее гармоническому полю, имеет вид [4]:

$$F = \begin{cases} \sigma \sqrt{U' - {p'}^2/2m} & \frac{{p'}^2}{2m} \leq U', \ \sigma = \text{const.} \\ 0. \end{cases}$$
(2)

Вообще, в пучке содержатся как захваченные, так и проскальзывающие частицы. Записывая $U' = U_0'(1 + \alpha \cos k'z')$, где $U_0 = eE_0/(\alpha k \gamma_0)$, находим, что $n_0 = \pi \sigma U_0 \sqrt{m/2}$. Тем самым коэффициент модуляции α однозначно связан с числом захваченных частиц. Ради простоты, все соотношения выше записаны для случая нерелятивистского в Σ' движения частиц, что справедливо при $eE_0/(mc^2k \gamma_0) < \alpha/(1+\alpha)$ (обратный случай ничем принципиально не отличается и также легко анализируется); поля при этом не превышают пробойных значений.

4. Функция распределения (2), самосогласованная с полем (1), позволяет с помощью законов сохранения энергии-импульса поля и пучка корректно описать состояние волна-пучок и найти его характеристики. Из системы уравнений баланса энергии-импульса, где пренебрегается энергией начального возмущения и изменением энергии статических полей, нетрудно получить соотношение, которое является нелинейным аналогом дисперсионного уравнения в случае точного равенства $v = \omega/k$:

$$\frac{I_b}{I_A} = \frac{2\left(\beta_0^2 - \beta^2\right)}{\left(\beta^2 - 1/\varepsilon\right)} \frac{\gamma_0 k_0^2 R^2}{f\beta} \left[1 - \beta_0 \beta - 1/\gamma_0 \gamma + \frac{\left(\beta_0 - \beta\right)\left(\beta_0^2 - \beta^2\right)}{2\beta\beta_0^2\left(\varepsilon\beta^2 - 1\right)S}\right], \quad (3)$$

где

$$S = \frac{(2\varepsilon - 1 - \varepsilon\beta^2) \,\mu_1^2}{(\varepsilon\beta^2 - 1) \,k^2 R^2} - 1, \ I_A = mc^3/e \simeq 17 \,\kappa\text{A},$$



величина, характеризующая известное радиальное распределение плотности пучка, $f \sim R^2/r_0^2$, где r_0 — радиус пучка. Соотношение (3) определяет скорость пучка $v = \beta c$ как функцию тока I_b , а следовательно, и амплитуду поля E_0 (см. (1)).

Важной характеристикой является эффективность преобразования кинетической энергии пучка в энергию поля:

$$\eta = \frac{\Pi \cdot c}{I_b I_A (\gamma_0 - 1)} = \frac{2\gamma_0 (\beta_0 - \beta) (\epsilon \beta_0^2 - 1) \beta}{S \beta_0^2 (\epsilon \beta^2 - 1)^2 (\gamma_0 - 1)},$$
(4)

где П — усредненный по длине волны вектор Пойтинга. Как отмечалось выше, для заданных значений β_0 и λ_0 параметры системы ε , R должны подбираться, исходя из условия начального резонанса $\beta_0^2 = 2^{1/2}$

 $= \omega^2/(c^2k_0^2) = 1/\varepsilon[\mu_1^2/(k_0^2R^2) + 1].$ Для различных параметров замедляющей системы и пучка зависимость $\eta = \eta(I_b)$ представлена на ри-

Зависимость эффективности преобразования энергии пучка в энергию поля η (силошные линия) и коэффициента модуляции $\tilde{\alpha}$ (пунктирные линии) от тока пучка $(I_b/I_A)^{1/3}$ при $\gamma_0=2, k_0R=2(1); \gamma_0=5, k_0R=2(2); \gamma_0=5, k_0R=1(3)$



сунке (значения є, k₀R выбираются для моделирования реальных замедляющих систем).

Как следует из (3) и (4), большие поля и КПД достигаются при заметной перестройке пучка. Очевидно, при этом условия захвата частиц ухудшаются. Этот вывод подтверждается количественным анализом: значение а заметно уменьшается с ростом тока I_b (см. рисунок, где представлена зависимость $\tilde{a} = (<1/a^2>)^{-1/2}$ от тока пучка I_b). Тем самым предпосылка о полном захвате частиц при больших полях (см. [2]) противоречит балансу энергии-импульса. Одновременно более корректный анализ устраняет неоднозначность между током и изменением скорости пучка: $\delta = \beta_0 - \beta$ является однозначной, функцией тока. Вместе с тем в системе возможны состояния с различными значениями тока и скорости пучка, но равными амплитудами продольного поля E_0 .

Авторы выражают благодарность А. А. Коломенскому и А. А. Рухадзе за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ковтун В. И., Рухадзе А. А. К теории нелинейного взаимодействия релятивистского электронного пучка малой плотности с плазмой.— ЖЭТФ, 1970, 58,

с. 1709—1714. [2] Кислецов А. В., Лебедев А. Н. Самофокусировка электронного пучка в замедляющихся системах.— ЖТФ, 1972, 42, с. 699—704. [3] Рухадзе А. А. и др. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М., 1980, 168 с. [4] Гришин В. К. Устойчивость заряженного пучка в накопительных системах.— Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1962, № 3, с. 75—81.

Поступила в редакцию 10.07.80

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

УДК 551.515.2

О ФИЗИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ АТМОСФЕРНЫХ ВИХРЕЙ

Е. П. Анисимова, А. М. Гусев, А. А. Сперанская, В. С. Шандин (кафедра физики моря и вод сиши)

В целях изучения механизма возникновения и развития тропических ураганов создана лабораторная модель атмосферного вихря, которой тепловые эффекты играют определяющую роль. Граничные условия на нижней поверхности создаются с помощью теплой воды, имеющей круговую поверхность диаметром 1 м. Вода в установке нагревается с помощью водяных тэнов, температура ее может изменяться в интервале от комнатной до 80°С и поддерживаться постоянной посредством терморегулятора. Теплый влажный воздух над нагретой водой обладает подъемной силой, и, таким образом, в установке создается неустойчивая плотностная стратификация. Для создания углового момента в системе по периметру установки располагаются 20 вертикальных пластин высотой 1 м каждая («тангенциальные окна» -f1]). Угол поворота пластин к радиусу установки и определяет боковые граничные условия. Этот угол может меняться в пределах от 0 до 90° в обе стороны и для обеспечения симметрии боковых граничных условий выставляется постоянным для всех пластин. В созданной установке можно варьировать подъемную силу и угловой момент. Первое достигается изменением температуры воды, и вследствие этого изменяется перелад давления между центральной и периферической частями установки. Второе обусловливается изменением угла поворота боковых пластин.

Начиная с некоторого значения температуры воды и определенного угла поворота «тангенциальных окон» происходит концентрация горячего влажного воздуха к центру системы и в установке возникает отчетливо видимый вихрь, фотография которого (вид сбоку) приведена на рис. 1. Видимая часть вихря представляет собой вращающийся столб водяного пара и мелких капелек сконденсированной влаги.

Для исследования структуры полученной вихревой системы было выполнено фотографирование горизонтальных разрезов вихря на разных расстояниях от подстилающей поверхности. С этой целью был сконструирован плоский световой луч («световой нож»), высвечивавший тонкие (1-2 см) горизонтальные слои вихревой системы. На рис. 2 приведена фотография поперечного разреза вихря в непосредственной близости от водной подстилающей поверхности, т. е. в тонком приводном пограничном слое. На рисунке видны траектории движения частиц воздуха, которые имеют вид спиралей, сходящихся практически в одну точку. Они свидетельствуют о существовании в приводном пограничном слое вихревой системы значительного радиального потока воздуха, сравнимого по величине с тангенциальным потоком. Наблюде-

98