

УДК 533.951

О ВЗРЫВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

Е. А. Дубинина, Н. А. Урусова, С. М. Файнштейн

Проведено исследование устойчивости релятивистски сильной электромагнитной волны в изотропной и магнитоактивной плазме с учетом движения ионов. Выяснены условия возбуждения взрывной неустойчивости. Приведены оценки для лазерной плазмы.

Известно [1,2], что в неравновесных средах возможна взрывная неустойчивость, характеризующаяся резким ростом амплитуд взаимодействующих волн. Такая ситуация реализуется, например, в системе поток — плазма [3]. Если частицы находятся в поле релятивистски сильной циркулярно поляризованной электромагнитной волны, то они вращаются по круговым орбитам, поэтому слабые возмущения относительно «фона» можно рассматривать как колебания в пучковой плазме, где роль пучков играют невозмущенные движения в поле мощной волны.

В [4] анализируется возможность возникновения взрывной неустойчивости в «холодной» плазме, помещенной в ВЧ поле циркулярно поляризованной ЭМ волны. Выяснены условия возбуждения и стабилизации «взрыва». В случае ультрарелятивистски сильной накачки необходим учет движения ионов; кроме того, представляет интерес исследование генерации волн при развитии взрывной неустойчивости в магнитоактивной плазме. Влияние обоих указанных факторов рассматривается в данной работе*. Получены и проанализированы дисперсионные уравнения для малых колебаний и уравнения для амплитуд волн. Определена возможность развития взрывной неустойчивости, сделаны оценки времен «взрыва» для лазерной плазмы.

Исходной системой являются уравнения Максвелла и релятивистские квазигидродинамические уравнения движения электронов и ионов:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \frac{4\pi e}{c} n_e \mathbf{v}_e + \frac{4\pi e}{c} n_i \mathbf{v}_i, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \\ \frac{\partial n_{e,i}}{\partial t} + \nabla (n_{e,i} \mathbf{v}_{e,i}) &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{v}_{e,i}}{\partial t} + (\mathbf{v}_{e,i} \nabla) \mathbf{v}_{e,i} &= -\frac{e}{m_{0e,i}} \left(1 - \frac{v_{e,i}^2}{c^2} \right)^{1/2} \times \\ &\times \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_{e,i} (\mathbf{H} + \mathbf{H}_c)] - \frac{\mathbf{v}_{e,i}}{c^2} (\mathbf{v}_{e,i} \mathbf{E}) \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

* Предварительные результаты работы докладывались на III Всесоюзной конференции по взаимодействию электромагнитных излучений с плазмой (Алма-Ата, 1982).

где H_c — постоянное магнитное поле, $v_{e,i}$, $n_{e,i}$, $m_{0e,i}$ — скорость концентрации и масса покоя электронов и ионов.

Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле отсутствует ($H_c = 0$). Введем векторный потенциал A таким образом, что

$$E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}, \quad H = \text{rot } A.$$

Тогда из уравнений Максвелла можно получить волновое уравнение

$$\Delta A - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = -\frac{4\pi e}{c} n_i v_i + \frac{4\pi e}{c} n_e v_e. \quad (2)$$

Рассмотрим систему координат

$$\begin{aligned} e_1 &= x \sin \varphi_{01} - y \cos \varphi_{01}, \\ e_2 &= x \cos \varphi_{01} + y \sin \varphi_{01}, \\ e_3 &= z, \end{aligned} \quad (3)$$

где векторы e_1 , e_2 , e_3 ортогональны и образуют правую тройку; $\varphi_{01} = \omega_{01} t - k_{01} z$.

В данной координатной системе (3) система (1) имеет точное решение [5], т. е. невозмущенные компоненты полей и скоростей могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} E_0 &= E_0 e_2, & H_0 &= -\frac{ck_{01}}{\omega_{01}} e_1, \\ v_{e0} &= -\frac{c v_{01}}{(1 + v_{01}^2)^{1/2}} e_1, & v_{i0} &= \frac{c \mu v_{01}}{(1 + \mu^2 v_{01}^2)^{1/2}} e_1, \end{aligned} \quad (4)$$

$$k_{01}^2 c^2 = \omega_{01}^2 - \omega_{pe}^2 (1 + v_{01}^2)^{-1/2} - \omega_{pi}^2 (1 + \mu^2 v_{01}^2)^{-1/2},$$

где

$$v_{01} = eE_0/m_e c \omega_{01}, \quad \mu = m_e/m_i, \quad \omega_{pe}^2 = 4\pi e^2 n_0/m_e, \quad \omega_{pi}^2 = \mu \omega_{pe}^2.$$

Из уравнений (1), (2) легко получить систему уравнений для возмущенных продольных и поперечных компонент полей и скоростей:

$$m_e \frac{\partial v_{ez}}{\partial t} + \frac{e}{\chi_{e0}} E_z + \frac{e}{c \chi_{e0}} [v_{e0} \times H] + \frac{e}{c \chi_{e0}} [v_e \times H_0] = \mu_1 f_1; \quad (5)$$

$$m_i \frac{\partial v_{iz}}{\partial t} + \frac{e}{\chi_{i0}} E_z + \frac{e}{c \chi_{i0}} [v_{i0} \times H] + \frac{e}{c \chi_{i0}} [v_i \times H_0] = \mu_1 f_2; \quad (6)$$

$$m_e \frac{\partial}{\partial t} (v_{e\perp} \chi_{e0} + v_{e0} \gamma_e) + m_e v_{ez} \frac{\partial}{\partial z} (\chi_{e0} v_{e0}) + e E_{\perp} + \quad (7)$$

$$+ \frac{e}{c} v_{ez} (z \times H_0) = \mu_1 f_3;$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + n_0 \frac{\partial v_{ez}}{\partial z} = \mu_1 f_4; \quad (8)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + n_0 \frac{\partial v_{iz}}{\partial z} = \mu_1 f_5; \quad (9)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = 4\pi e (n_i - n_e); \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 A_{\perp}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_{\perp}}{\partial t^2} - 4\pi e (n_e v_{e0} - n_i v_{i0}) - \frac{4\pi e n_0}{c} (v_{e\perp} - v_{i\perp}) = \mu_1 f_6; \quad (11)$$

$$\frac{\partial A_z}{\partial z} = 0, \quad H = \left[z \times \frac{\partial A_{\perp}}{\partial z} \right], \quad (12)$$

где $\chi_{e0} = (1 + v_{01}^2)^{1/2}$, $\chi_{i0} = (1 + \mu^2 v_{01}^2)^{1/2}$, $\chi_e = [(1 + v_{01}^2)^{3/2}/c^2] \times (\mathbf{v}_{e0} \mathbf{v}_e)$, $f_i(A_1, A_2, n_1, n_2)$ — квадратичные по возмущениям нелинейности*, параметр $\mu_1 \ll 1$ введен для обозначения малости правых частей. Уравнения (6), (7) в линейном приближении дают выражения для поперечных компонент скоростей:

$$v_{e1} = \left(\frac{e}{m_e c} \right) (1 + v_{01}^2)^{-3/2} A_1, \quad v_{e2} = (e/m_e c) (1 + v_{01}^2)^{-1/2} A_2, \quad (13)$$

$$v_{i1} = - (e/m_i c) (1 + \mu^2 v_{01}^2)^{-3/2} A_1, \quad v_{i2} = - (e/m_i c) (1 + \mu^2 v_{01}^2)^{-1/2} A_2.$$

Проектируя уравнения (5), (11) на координатные оси \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 с учетом связи между осями (3), воспользовавшись (4), (13) и считая, что v_{ez} , v_{iz} , n_e , n_i , E_z , A_1 , $A_2 \sim \exp[i\omega_1 t - ik_1 z]$ при $\mu_1 = 0$, получим дисперсионное уравнение, связывающее частоту и волновой вектор волновых возмущений:

$$4(q\tau - \Omega\delta)^2(\Omega^2 - 1)\Omega^2 - (\Omega^2 - q^2)\Omega^2[(\Omega^2 - q^2 - \beta_e^2)(\Omega^2 - 1) - q^2\beta_e^2] - 4(q\tau - \Omega\delta)^2(\Omega^2\beta_i/\beta_e) - (\Omega^2 - q^2)[(\Omega^2 - 1)(\beta_i^3/\beta_e)(\Omega^2 - q^2) - \Omega^2(\Omega^2 - q^2 + \beta_e^2)(\beta_i/\beta_e) + q^2(2\beta_i^2 + \beta_i\beta_e) - (\beta_i^3/\beta_e^2)\Omega^2] = 0, \quad (14)$$

где $\Omega = \omega_1/\omega_L$, $q = ck_1/\omega_L$, $\delta = \omega_{01}/\omega_L$, $\tau = ck_{01}/\omega_L$, $\omega_L = \omega_{pe}/\sqrt{\chi_{e0}}$, $\beta_e = v_{e0}/c$, $\beta_i = v_{i0}/c$. Величины δ и τ связаны соотношением $\delta^2 - \tau^2 - \beta_i/\beta_e = 1$. Уравнение (14) при $\beta_i = 0$ совпадает с дисперсионным соотношением работы [6]. С помощью ЭВМ проводилось решение (14) при $\beta_e = 0,9999995$, $\beta_i = 0,6$, $\delta = 7$. Рассматривались случаи сильного релятивизма электронов и слабого и умеренного релятивизма ионов. Типичная зависимость $\Omega(q)$ приведена на рис. 1. На дисперсионных ветвях можно найти волны, удовлетворяющие условиям синхронизма (см. табл. 1):

$$\Omega_1 + \Omega_2 = \Omega_3, \quad q_1 + q_2 = q_3. \quad (15)$$

Волны, которым соответствует большой линейный инкремент ($\text{Re}\Omega \ll \text{Im}\Omega$), на рис. 1 не приведены.

Пусть теперь ионы неподвижны, а внешнее магнитное поле \mathbf{H}_c совпадает с направлением распространения волны. Тогда в системе уравнений (1) $n_i = n_0$ — плотность компенсирующих ионов. Точным решением такой системы является поперечная электромагнитная волна круговой поляризации [5]:

$$\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{e}_2, \quad \mathbf{E}_0 = -(\omega_{02}/ck_{02}) E_0 \mathbf{e}_1, \quad (16)$$

$$\mathbf{v}_{e0} = v_{e0} \mathbf{e}_2, \quad \varphi_{02} = \omega_{02} t - k_{02} z.$$

* Выражения для f_i ввиду громоздкости не приводятся.

Частота ω_{02} и волновой вектор k_{02} связаны соотношением

$$\omega_{02} = \left(\frac{\omega_H^2}{4\chi_{e0}^2} + \frac{\omega_{02}^2}{\omega_{02}^2 - k_{02}^2 c^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\chi_{e0}} \right)^{1/2} \pm \frac{\omega_H}{2\chi_{e0}}, \quad \omega_H = \frac{eH_c}{m_e c}.$$

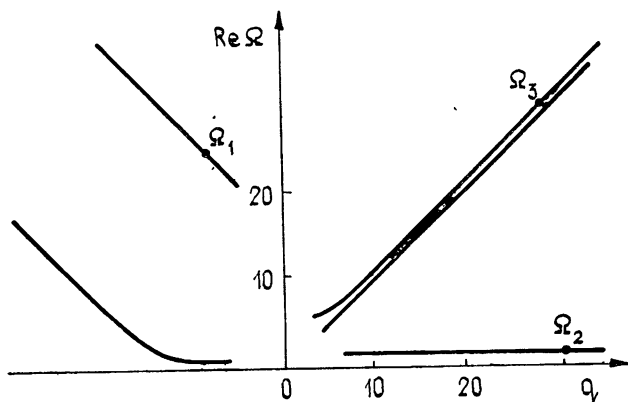


Рис. 1.

Таблица 1

Параметры волн, удовлетворяющих условиям синхронизма (учет движения ионов)

№	Ω_1	q_1	Ω_2	q_2	Ω_3	q_3	β_e	β_l	δ
1	21	-25,75	0,95	47,5	22,25	21,75	0,999995	0,3	2,5
2	14,75	-28,5	0,91	44	15,5	15,15	0,999995	0,3	7
3	0,02	-0,4	26,75	27,15	26,75	27,15	0,999995	0,3	7
4	28,75	-14,75	1,1	44,75	30,14	30	0,9999995	0,5	7
5	23,15	-28	1,12	52	24,5	24,1	0,9999995	0,5	2,5
6	26,5	-12,75	0,59	39,75	27,5	27,25	0,99997	0,1	7
7	22,5	-26,75	1,2	50	23,5	23,25	0,9999995	0,6	2,5
8	21,75	-8	1,19	31,5	23,5	23,25	0,9999995	0,6	7

Знак «+» соответствует необыкновенной, а знак «-» — обыкновенной волне. Перейдем к рассмотрению малых колебаний плазмы на фоне волны накачки, т.е. все величины представим в виде $f = f_0 + f'$, где f_0 определяется формулами (16). Тогда, линеаризуя систему (1) и используя методику работы [6], можно получить в линейном приближении дисперсионное уравнение для штрихованных компонент:

$$4(\bar{\Omega}^2 - \bar{\delta}^2) \{ (\bar{\Omega}^2 - 1) [1 - (\bar{\Omega} + \bar{\delta})^2 + (\bar{q} + \bar{\tau})^2] [1 - (\bar{\Omega} - \bar{\delta})^2 + (\bar{q} - \bar{\tau})^2] + \beta^2 [\bar{\Omega}^4 + \bar{q}^4 - (\bar{\Omega}^2 + \bar{q}^2)(\bar{\tau}^2 + 2) - \bar{q}^2(2\bar{\Omega}^2 + \bar{\delta}^2) +$$

$$\begin{aligned}
& + \bar{\Omega}^2 \bar{\delta}^2 + \bar{\tau}^2 + 1] + (\bar{\Omega}^2 - 1) \left[\frac{\Omega_H \bar{\delta} (1 - 2\beta^2)(1 - \beta^2) + 1}{(1 - \beta^2)^{1/2}} - \right. \\
& \left. - \Omega_H^2 (1 - 2\beta^2) \right] [\bar{\Omega}^4 + \bar{q}^4 - \bar{\delta}^4 - \bar{\tau}^4 + 4\bar{q}\bar{\tau}(\bar{\Omega}^2 + \bar{\delta}^2) - \\
& - 4\bar{\Omega}^2 \bar{\delta}^2 (\bar{q}^2 + \bar{\tau}^2)] \left. \right\} + 4\bar{q}\beta^2 [\bar{q}(\bar{q}^2 - \bar{\tau}^2 - \bar{\Omega}^2 - \bar{\delta}^2) + \\
& + 2\bar{\Omega}\bar{\delta}\bar{\tau} + 2\Omega_H(1 - \beta^2)^{3/2} \{4(\bar{\Omega}^2 - 1)[\bar{\delta}^2(\bar{\Omega}^2 + \bar{q}^2 + \bar{\tau}^2 - \bar{\delta}^2) - \\
& - 2\bar{q}\bar{\tau}\bar{\Omega}] - \bar{q}\beta^2 [2\bar{q}(\bar{\Omega} - \bar{\delta}) + (\bar{\Omega} + \bar{\delta})(\bar{q} + \bar{\tau})\}] + 4\Omega_H(1 - \beta^2)^{1/2} \times \\
& \times (1 - 2\beta^2)\beta^2 \bar{q}\bar{\tau} [\bar{\Omega}(\bar{\Omega}^2 - \bar{\delta}^2 - \bar{q}^2 - \bar{\tau}^2) + 2\bar{q}\bar{\tau}\bar{\delta}] - \\
& - 2\Omega_H(1 - \beta^2)^{1/2} \beta^4 (\bar{\Omega} - \bar{\delta})(\bar{q} + \bar{\tau})\bar{q} = 0,
\end{aligned} \tag{17}$$

где

$$\begin{aligned}
\bar{\Omega} &= \frac{\omega_2}{\omega_L}, \quad \bar{q} = \frac{ck_2}{\omega_L}, \quad \bar{\delta} = \frac{\omega_{02}}{\omega_L}, \quad \bar{\tau} = \frac{ck_{02}}{\omega_L}, \quad \beta = \frac{v_{e0}}{c}, \\
\Omega_H &= \frac{\omega_H}{\omega_L}, \quad \bar{\tau}_{1,2} = \bar{\delta} \sqrt{1 - \frac{1}{\bar{\delta}^2 \pm \bar{\delta}\Omega_H}}.
\end{aligned}$$

Уравнение (17) при $\Omega_H = 0$ совпадает с дисперсионным уравнением работы [6]. Анализ комплексных корней (17) проводился с помощью численных методов при $\beta = 0,6$, $\bar{\delta} = 7$ и $\Omega_H = 10$ (рис. 2). Параметры волн, удовлетворяющих условиям синхронизма, приведены в табл. 2, причем, как показал расчет, линейный инкремент этих волн отсутствует.

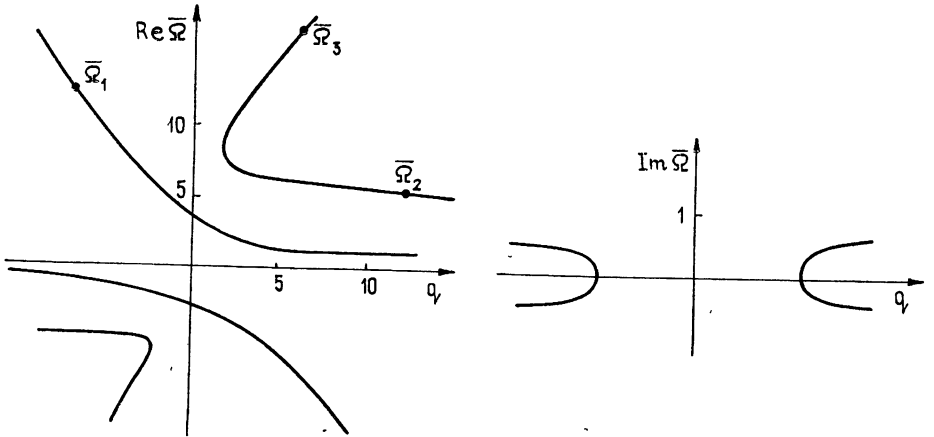


Рис. 2.

При $\mu_1 \ll 1$ решение систем уравнений с учетом нелинейных членов находим в виде

$$\frac{u}{E_0} = \sum_{j=1}^3 a_j \exp(i\omega_j t - ik_j z) + \text{к.с.},$$

Параметры волн, удовлетворяющие условиям синхронизма в магнитоактивной плазме

№		$\bar{\Omega}_1$	\bar{q}_1	$\bar{\Omega}_2$	\bar{q}_2	$\bar{\Omega}_3$	\bar{q}_3	Ω_H	$\bar{\delta}$	β
1	0, H	40	-40	1,54	80	41,54	48	40	2,5	0,6
2	0, H	40	-40	1,78	81	41,78	49	40	2,5	0,9
3	0	40	-40	1,77	80,5	41,78	48,5	10	2,5	0,9
	H	40	-40	1,78	80	41,78	48	10	2,5	0,9
4	0	50	-50	3,24	90	53,24	40	2	7	0,6
	H	51	-50	3,21	90	57,21	40	2	7	0,6
5	0, H	101	-84	2	168	103	83	10	7	0,6
6	0, H	100	-80	1,5	156,1	101,5	76	0,2	7	0,6
7	0, H	101	-84	2	166	103	82	40	7	0,6
8	0, H	98	-78	3,2	154	101,2	74	0,9	7	0,6
9	0, H	102	-78	3,2	154	105,2	74	10	7	0,9
10		100	-97	1	190	101	83	0,2	7	0,99995
11		101	-97	1	190	102	83	2	7	0,99995
12		40	-41	1	74	41	34	0,2	2,5	0,99995

где $u = A_2$ в случае учета ионных движений и $u = E_z$ при наличии магнитного поля, a_j — комплексные амплитуды волн, удовлетворяющих условиям синхронизма (15). Применяя стандартную методику [7,8], получим уравнения для амплитуд волн*

$$\frac{\partial a_{1,2}}{\partial t} + v_{гр 1,2} \frac{\partial a_{1,2}}{\partial z} = -i\epsilon_{1,2} a_{2,1}^* a_3, \quad (18)$$

$$\frac{\partial a_3}{\partial t} + v_{гр 3} \frac{\partial a_3}{\partial z} = i\epsilon_3 a_1 a_2,$$

* В отличие от [9] здесь чрезвычайно трудно определить знаки энергий волновых возмущений, поэтому характер неустойчивости определялся по знаку коэффициентов нелинейного взаимодействия [9]

нелинейного взаимодействия. Из-за громоздкости аналитические где $v_{гр_i}$ — групповые скорости волновых возмущений, σ_j — коэффициенты

выражения для σ_j не приводятся. В табл. 3, 4 приведены результаты расчета на ЭВМ, где σ_j соответствуют

Таблица 3

Коэффициенты нелинейного взаимодействия (учет движения ионов)

№	σ_1	σ_2	σ_3
1	2,4	$1,3 \cdot 10^5$	$6,9 \cdot 10^1$
2	$1,1 \cdot 10^2$	$2,4 \cdot 10^5$	$5,9 \cdot 10^1$
3	0,19	$2,8 \cdot 10^5$	$5,2 \cdot 10^2$
4	$3,1 \cdot 10^1$	$5,1 \cdot 10^5$	$0,4 \cdot 10^{-1}$
5	$8 \cdot 10^1$	$3,5 \cdot 10^5$	$0,6 \cdot 10^1$
6	$8,6 \cdot 10^1$	$6,4 \cdot 10^4$	$1,02 \cdot 10^2$
7	$3,3 \cdot 10^1$	$4,4 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^1$
8	$9,4 \cdot 10^1$	$1,7 \cdot 10^5$	$0,5 \cdot 10^2$

триpletам, удовлетворяющим условиям синхронизма. Решения уравнений (18) описывают взрывную неустойчивость. Чтобы исследовать стабилизацию данной неустойчивости за счет нелинейного сдвига частоты, необходимо учесть кубичные по возмущениям нелинейности. В заключение сделаем оценки для лазерной плазмы с концентрацией $n_0 \sim 10^{15} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($u_0 \sim 10^{-3}$) (λ неодимового лазера $\sim 1,06 \text{ мкм}$). Результаты вычислений времен «взрыва» представлены в табл. 5, 6. Можно заметить, что для волн, у которых сильнее релятивизм при прочих равных условиях, время «взрыва» несколько меньше. Это обстоятельство связано с ростом нелинейности волновых движений. В магнитоактивной плазме неустойчивы как обыкновенная, так и необыкновенная волны, причем величина инкремента одного порядка для обоих типов волн при

Таблица 4

Коэффициенты нелинейного взаимодействия в магнитоактивной плазме

№	$\bar{\delta}$	Ω_H	σ_1	σ_2	σ_3	β
1	2,5	40	$2,3 \cdot 10^2$	$3 \cdot 10^5$	$3,7 \cdot 10^5$	0,6
2	2,5	40	$3,3 \cdot 10^2$	$3,37 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^3$	0,9
3	2,5	10	$4,4 \cdot 10^2$	$6,7 \cdot 10^5$	$5,4 \cdot 10^2$	0,9
4	7	2	$2,11 \cdot 10^4$	$3,3 \cdot 10^4$	$4,3 \cdot 10^5$	0,6
5	7	10	$4,1 \cdot 10^2$	$7,3 \cdot 10^8$	$4,2 \cdot 10^2$	0,6
6	7	0,2	$5,5 \cdot 10^2$	$3,3 \cdot 10^8$	$6,27 \cdot 10^2$	0,6
7	7	40	$3,7 \cdot 10^1$	$2,3 \cdot 10^7$	$4,2 \cdot 10^1$	0,6
8	7	0,9	$3,3 \cdot 10^4$	$3,5 \cdot 10^8$	$3,5 \cdot 10^4$	0,6
9	7	10	$8 \cdot 10^4$	$5,4 \cdot 10^8$	$8,3 \cdot 10^4$	0,9
10	2,5	0,2	$5,4 \cdot 10^5$	$3,3 \cdot 10^6$	$5,4 \cdot 10^5$	0,99995
11	7	2	$6,2 \cdot 10^5$	$4,8 \cdot 10^6$	$6,35 \cdot 10^5$	0,99995
12	7	0,2	$4 \cdot 10^5$	$7,3 \cdot 10^8$	$4,1 \cdot 10^5$	0,99995

Таблица 5

Времена «взрыва» для лазерной плазмы с учетом движения ионов ($n_0 \sim 10^{15} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$)

№	$t_1, \text{ c}$	$t_2, \text{ c}$	$t_3, \text{ c}$
1	$1,08 \cdot 10^{-13} - 3,4 \cdot 10^{-15}$	$7,5 \cdot 10^{-11} - 2,4 \cdot 10^{-12}$	$5,5 \cdot 10^{-13} - 1,8 \cdot 10^{-14}$
2	$2,6 \cdot 10^{-13} - 8,4 \cdot 10^{-15}$	$1,3 \cdot 10^{-11} - 4,1 \cdot 10^{-13}$	$1,9 \cdot 10^{-13} - 6,25 \cdot 10^{-15}$
3	$7,8 \cdot 10^{-13} - 2,5 \cdot 10^{-14}$	$9,8 \cdot 10^{-11} - 3,1 \cdot 10^{-12}$	$3,7 \cdot 10^{-12} - 1,4 \cdot 10^{-13}$
4	$1,4 \cdot 10^{-11} - 4,4 \cdot 10^{-13}$	$1,8 \cdot 10^{-9} - 5,6 \cdot 10^{-11}$	$4,9 \cdot 10^{-13} - 1,6 \cdot 10^{-14}$
5	$3,9 \cdot 10^{-13} - 1,3 \cdot 10^{-14}$	$8,8 \cdot 10^{-11} - 2,8 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^{-13} - 3,7 \cdot 10^{-15}$
6	$2,6 \cdot 10^{-13} - 8,1 \cdot 10^{-15}$	$7,9 \cdot 10^{-12} - 2,3 \cdot 10^{-13}$	$2,9 \cdot 10^{-13} - 8,96 \cdot 10^{-15}$
7	$1,96 \cdot 10^{-13} - 6,25 \cdot 10^{-15}$	$7,6 \cdot 10^{-11} - 2,4 \cdot 10^{-12}$	$1,6 \cdot 10^{-13} - 5,2 \cdot 10^{-15}$
8	$6,7 \cdot 10^{-13} - 2,1 \cdot 10^{-14}$	$2,8 \cdot 10^{-12} - 9,1 \cdot 10^{-14}$	$4,9 \cdot 10^{-13} - 1,6 \cdot 10^{-14}$

Времена «взрыва» для лазерной плазмы ($n_0 \sim 10^{15} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$)

№	$t_1, \text{с}$	$t_2, \text{с}$	$t_3, \text{с}$
1	$1,7 \cdot 10^{-12} - 5,1 \cdot 10^{-15}$	$1,9 \cdot 10^{-10} - 5,8 \cdot 10^{-12}$	$2,1 \cdot 10^{-10} - 6,5 \cdot 10^{-12}$
2	$2,8 \cdot 10^{-11} - 8,5 \cdot 10^{-13}$	$2,8 \cdot 10^{-10} - 8,5 \cdot 10^{-12}$	$1,6 \cdot 10^{-11} - 5,1 \cdot 10^{-13}$
3	$9,1 \cdot 10^{-12} - 2,8 \cdot 10^{-13}$	$1,2 \cdot 10^{-9} - 3,5 \cdot 10^{-11}$	$10^{-13} - 3,1 \cdot 10^{-15}$
4	$1,5 \cdot 10^{-12} - 4,5 \cdot 10^{-14}$	$1,8 \cdot 10^{-12} - 5,6 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{-11} - 9,4 \cdot 10^{-13}$
5	$10^{-12} - 3 \cdot 10^{-14}$	$1,3 \cdot 10^{-9} - 4,1 \cdot 10^{-11}$	$1,1 \cdot 10^{-12} - 3 \cdot 10^{-14}$
6	$1,2 \cdot 10^{-12} - 3,7 \cdot 10^{-14}$	$9,4 \cdot 10^{-10} - 2,9 \cdot 10^{-11}$	$1,3 \cdot 10^{-12} - 4 \cdot 10^{-14}$
7	$1,8 \cdot 10^{-11} - 5,5 \cdot 10^{-13}$	$1,4 \cdot 10^{-9} - 4,4 \cdot 10^{-10}$	$1,9 \cdot 10^{-11} - 5,5 \cdot 10^{-13}$
8	$1,6 \cdot 10^{-13} - 5 \cdot 10^{-15}$	$1,6 \cdot 10^{-11} - 5 \cdot 10^{-13}$	$1,6 \cdot 10^{-13} - 5,1 \cdot 10^{-15}$
9	$6,3 \cdot 10^{-14} - 2,5 \cdot 10^{-15}$	$6,7 \cdot 10^{-12} - 2 \cdot 10^{-13}$	$6,4 \cdot 10^{-14} - 2,6 \cdot 10^{-15}$
10	$1,3 \cdot 10^{-12} - 4 \cdot 10^{-14}$	$10^{-13} - 3 \cdot 10^{-14}$	$1,3 \cdot 10^{-12} - 4 \cdot 10^{-14}$
11	$7,8 \cdot 10^{-13} - 2,4 \cdot 10^{-14}$	$8,8 \cdot 10^{-13} - 2,7 \cdot 10^{-14}$	$7,9 \cdot 10^{-13} - 2,1 \cdot 10^{-14}$
12	$10^{-14} - 3,1 \cdot 10^{-16}$	$1,4 \cdot 10^{-13} - 4,2 \cdot 10^{-15}$	$10^{-14} - 3,1 \cdot 10^{-16}$

Таблица 7

Пороговые мощности для лазерной плазмы ($n_0 \sim 10^{15} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$)

β_e	β_i	δ	$H_0, \text{кГс}$	$P_0, \text{Вт/см}^2$
0,999995	0,3	2,5	0	$2,9 \cdot 10^{15}$
0,1	0	2,5	1	$4,6 \cdot 10^{12} - 1,5 \cdot 10^{14}$
0,6	0	2,5	1	$2,3 \cdot 10^{14} - 1,1 \cdot 10^{15}$
0,9	0	2,5	1	$1,9 \cdot 10^{15}$

прочих равных условиях. В табл. 7 приведены оценки потока мощности, при котором существен релятивизм частиц плазмы. Видно, что для изотропной плазмы с учетом движения ионов величины потока мощности больше, чем для магнитоактивной плазмы. Это можно объяснить необходимостью разгона тяжелых частиц (ионов) до релятивистских скоростей.

Авторы признательны В. П. Павленко за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кадомцев Б. Б., Михайловский А. Б., Тимофеев А. В.—ЖЭТФ, 1964, 47, с. 2266.
2. Дикасов В. Н., Рудаков Л. И., Рютов Д. Д.—ЖЭТФ, 1965, 48, с. 913.
3. Файнштейн С. М.—ЖЭТФ, 1976, 71, с. 1021; ЖТФ, 1975, 45, с. 1334; Изв. вузов—Радиофизика, 1975, 18, с. 1059; Изв. вузов—Радиофизика, 1978, 21, с. 754.
4. Дубинина Е. А., Файнштейн С. М.—Изв. вузов—Радиофизика, 1979, 22, с. 1301.
5. Ахизер А. И., Половин Р. В.—ЖЭТФ, 1956, 30, с. 915.
6. Калмыков А. Н., Коцаренко Н. Я.—Изв. вузов—Радиофизика, 1976, 19, с. 1481.
7. Гапонов А. В., Островский Л. А., Рабонович М. И.—Изв. вузов—Радиофизика, 1970, 13, с. 163.
8. Цытович В. Н., Нелинейные эффекты в плазме.—М.: Наука, 1967.
9. Рабинович М. И., Фабрикант А. Л.—Изв. вузов—Радиофизика, 1976, 19, с. 721.

Горьковский политехнический институт

Поступила в редакцию
23 мая 1983 г.,
в окончательном варианте
31 октября 1983 г.

ON EXPLOSIVE INSTABILITY OF A STRONG ELECTROMAGNETIC WAVE IN PLASMA

E. A. Dubinina, N. A. Urusova, S. M. Fainstein

An investigation of the stability of a relativistically strong electromagnetic wave in an isotropic plasma with the account of the ion motion and magnetoactive plasma has been carried out. The conditions of the explosive instability excitation in systems mentioned have been found. The estimates for laser plasma are given.