

Если этот пик вызван резонансом в системе Λp , то масса его равна $M_{\Lambda p} = (2573 \pm 8) \text{ Мэв}$, а полная ширина — около 80 Мэв .

На рис.2 приведено распределение по эффективным массам системы Λp в событиях, удовлетворяющих законам сохранения электрического и барионного зарядов, но не удовлетворяющих кинематике образования на свободных протонах. В области масс $(2053 \div 2093) \text{ Мэв}$ наблюдается резко выраженный пик с максимумом при $(2062 \pm 9) \text{ Мэв}$. Этот результат согласуется с результатом работы [7]. В области масс, больших 2093 Мэв , наблюдается "плечо", которое, по-видимому, можно ассоциировать с пиком, найденным в [8].

На рис.3 приведен спектр масс системы Λp из событий с видимым развалом ядра углерода. В области масс $(2213 \div 2253) \text{ Мэв}$ виден пик с максимумом при 2220 Мэв и шириной, меньше 40 Мэв , отстоящий на более чем два стандартных отклонения от соседних интервалов. Это значение массы согласуется со значением, приведенным в [8].

В спектре масс системы pp из трех- и пятилучевых событий без странных частиц особенностей в нашем эксперименте не обнаружено.

Авторы выражают благодарность академику В.И.Векслеру за интерес к работе, проф. Чжан Вэнь-Юй, Цзянь Шао-Цюню, Ду Юань-Цаю, Янь-У Гуану за участие в работе, в ее начальной стадии, группе эксплуатации ПК-4, группе просмотра камерных снимков, лаборантам М.И.Филипповой, А.А.Тимониной, В.П.Соломахиной, В.Д.Кульковой, А.М.Сосуньниковой, М.И.Чикваревой, С.Желевой, И.Г.Кондратьевой, А.И.Родионову за программирование и расчеты, группе программистов ВЦ ОИЯИ за создание ряда необходимых программ.

Объединенный институт
ядерных исследований
лаборатория высоких энергий

Поступило в редакцию
11 февраля 1967 г.

Литература

- [1] Ван Ган-чан и др. ПТЭ, 1, 41, 1959.
- [2] Ю.Д.Зернин и др. Препринт ОИЯИ, Р-2424, Дубна, 1965.
- [3] О.В.Благодирова и др. Препринт ОИЯИ, Р-1959, Дубна, 1965; А.Ф.Лукьянцев и др. Препринт ОИЯИ, Р-1982, Дубна, 1965; З.М.Иванченко и др. Препринт ОИЯИ, 2005, Дубна, 1965.
- [4] В.Ф.Вишневский и др. Препринт ОИЯИ, Р-1489, Дубна, 1964; Б.А.Шахбазян. Вопросы физики элементарных частиц, Ереван, 1964; В.Ф.Вишневский и др. Препринт ОИЯИ, Р-2215, Дубна, 1965.
- [5] Р.М.Джабар-заде и др. Препринт ОИЯИ, 1957, Дубна, 1965.
- [6] З.М.Иванченко и др. Препринт ОИЯИ, Р-2399, Дубна, 1965.
- [7] А.С. Melissinos et al. Phys. Rev. Lett., 14, 614, 1965.
- [8] T. Buran et al. Phys. Lett., 20, 318, 1966.

ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСИОННЫХ ЭФФЕКТОВ НА СТРУКТУРУ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

В.Г.Еселевич, Р.Х.Куртмуллаев, В.И.Пильский

Важным проявлением дисперсионных свойств замагниченной плазмы являются ударные волны с осцилляторным профилем. Решения, полученные в теории, зависят от наклона фронта к магнитному полю [1]. При углах $\theta \ll \sqrt{m_e/m_i}$ ("прямая волна" [1]) осцилляции имеют "длину" $\delta \sim c/\omega_0$ и отстают от основного скачка во фронте; при $\theta \gg \sqrt{m_e/m_i}$ ("косая волна" [1,2]) осцилляции опережают скачок; ($\delta \sim \theta(c/\Omega_0)$); m_e , m_i — масса электрона, иона; ω_0 , Ω_0 — плазменная частота электрона, иона; c — скорость света). Профиль и характерные размеры плазменных возмущений, наблюдавшихся в [3-5], позволили отождествить их с

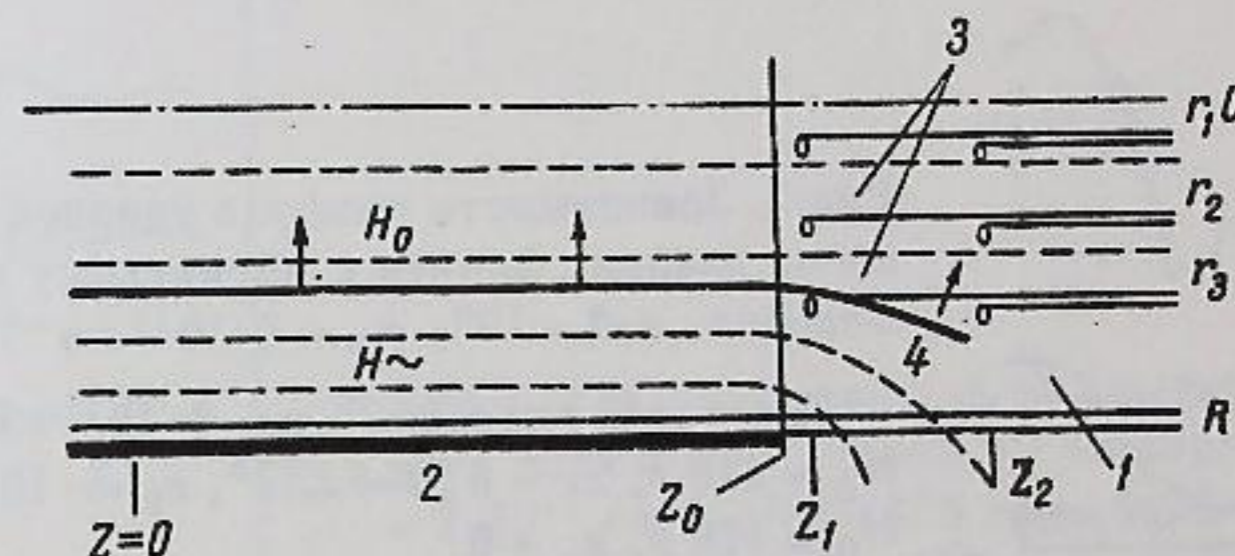


Рис.1. Схема возбуждения и регистрации ударных волн. 1 — вакуумный объем (стеклянная трубка, $R = 8 \text{ см}$); 2 — ударный вихрь (разрез), возбуждающий поле $H \sim (z=0$ — среднее сечение, $z_0 = 15 \text{ см}$ — край витка); 3 — магнитные зонды ($r_1 = 0,5 \text{ см}$, $r_2 = 2,9 \text{ см}$, $r_3 = 5,3 \text{ см}$; $\Delta t = z_2 - z_1 = 5 \text{ см}$); 4 — фронт волны; $H_0 = 0 \div 2 \text{ кэ}$, $H_{\sim}^0 = 1 \div 5 \text{ кэ}$

косой [3] и прямой [4,5] ударными волнами. Однако в этих и подобных [6] экспериментах не измерялся непосредственно угол наклона θ и не исследовалась его роль в волновых процессах. Такие опыты излагаются в настоящей работе. Для косой квазистационарной волны было проведено корректное сравнение δ с теоретическим значением, тогда как ранее [3,6] использовались довольно произвольные оценки θ из геометрии опыта. Регистрация θ позволила исследовать дисперсионные эффекты и структуру волн при значениях угла $\theta \geq \sqrt{m_e/m_i}$, $\theta \leq \sqrt{m_e/m_i}$, для которых отсутствует аналитическое описание явления. Влияние дисперсии изучалось в условиях ламинарной и турбулентной плазмы.

Эксперименты проводились на установке УН-4 [4, 5]. Плазма, помещенная в квазистационарное магнитное поле H_0 , подвергалась быстро-

му ($\Delta t \sim 50 \div 300$ нсек) сжатию переменным полем H_{\sim} , приложенным к ее границе (рис.1). Пространственно-временное развитие возмущений регистрировалось с помощью системы из шести магнитных зондов. По запаздыванию сигналов между ближайшими зондами, разнесенными по радиусу (r_r) и параллельно оси (r_z), находятся значения радиальной и продольной компонент скорости, $u_r(rz) = \Delta r / r_r$, $u_z(rz) = \Delta z / r_z$, и угол наклона фронта $\sin \theta(rz) = u_r r_z / \Delta z = (\Delta r / \Delta z)(r_z / r_r)$, усредненные по интервалам Δr , Δz .

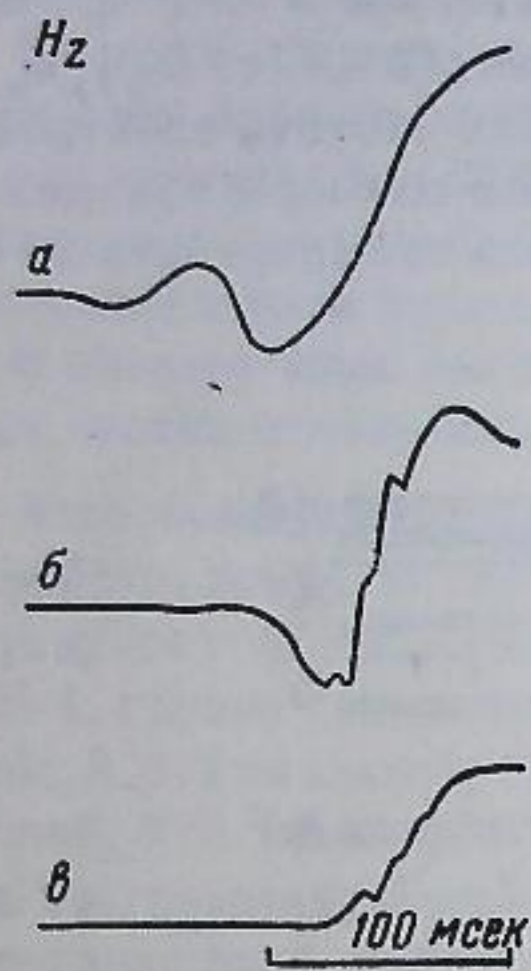


Рис.2. Зависимость профиля ударной волны от наклона фронта к магнитному полку. Водород. а- $\theta = 10^\circ$, $n_0 \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $H_0 \approx 110$ э, $z_1 = 15$ см; б- $\theta = 7^\circ$, $n_0 \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 110$ э, $z_1 = 0$; в- $\theta \lesssim 2^\circ$, $n_0 \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 170$ э, $z_1 = 0$

Наблюдения показали, что перекося фронта задается начальной конфигурацией скинующего слоя плазмы, играющего роль поршня. При достаточной однородности плазмы искривление поршня возникает из-за неоднородности давления $H^2 \sim (z) / 8\pi$ у края ударного витка (рис.1). В этой области ($10^\circ \lesssim \theta \lesssim 30^\circ$) процесс имеет следующие характерные особенности. Если начальное возмущение достаточно укрупнено, от него отщепляется "волна разрежения". При непрерывном давлении поршня перед скачком нарастает шлейф знакопеременных осцилляций, фазовая скорость которых увеличивается с уменьшением длины волны (в аргонной плазме она могла достигать значений, превышающих $10 v_A$, где $v_A = H_0 / \sqrt{4\pi n_0 m_i}$ - альфеновская скорость).

В определенных условиях ($c\sqrt{m_i} / \sqrt{4\pi n_0 e^2} \theta \ll R$, $\Delta t \ll (R\sqrt{4\pi n_0 m_i} / H_0)$) устанавливается квазистационарная фаза, когда скорость переноса внутри шлейфа становится практически постоянной, а размер последней осцилляции хорошо соответствует значению $\theta(c/\Omega_0)$ (рис.2, а). Компонента H_ϕ ($\perp H_0$, и; рис.3, а) примерно одинакова по амплитуде с H_z (рис.2, а) и сдвинута относительно нее по фазе на $\pi/2$. Все указанные закономерности согласуются с теорией для $\theta \gg \sqrt{m_e/m_i}$ [1,2].

Внутри ударного витка перекося поршня невелик ($\theta \sim 0 \div 10^\circ$) и возникает из-за неоднородности плазмы. С уменьшением θ убывают число и

амплитуда опережающих осцилляций, а в области скачка и за ним нарастают колебания с $\delta \sim c/\omega_0$ (рис.2, б). Это указывает на одновременное проявление противоположных дисперсионных эффектов, не компенсирующих друг друга, которые формируют профиль в виде гибрида косой и прямой волн.

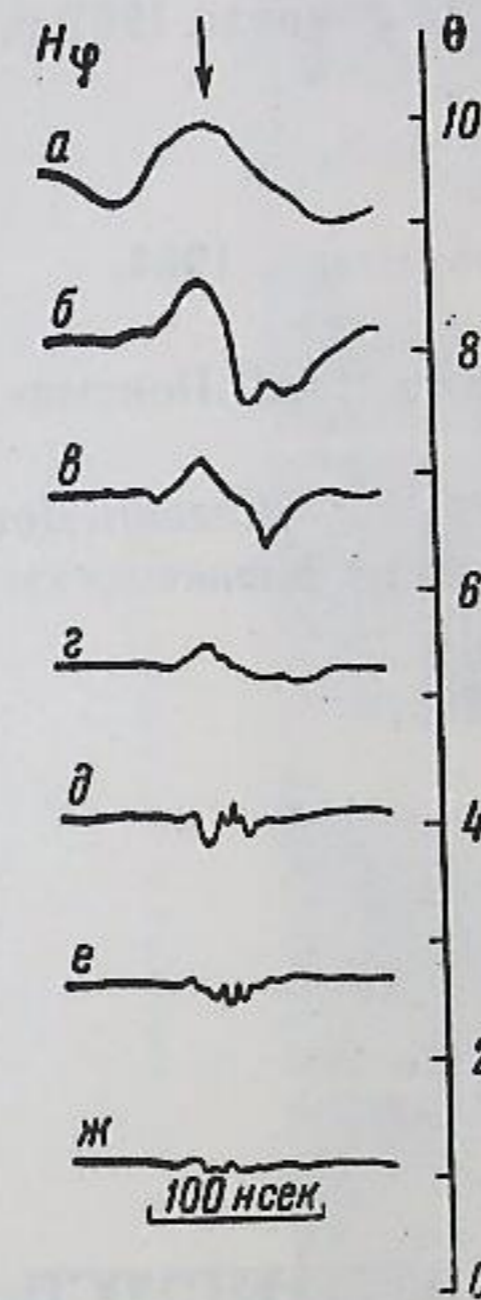


Рис.3. Трансформация ϕ -ой компоненты магнитного поля с изменением θ . Водород. а- $n_0 \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $H_0 \approx 110$ э, $z_1 = 15$ см; б, в- $n_0 \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $H_0 \approx 110$ э, $z_1 = 0$; г-ж- $n_0 \approx 5 \cdot 10^{11} \div 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $H_0 \approx 110 \div 170$ э, $z_1 = 0$. Стрелкой указана область основного скачка H_z

При углах $\theta \lesssim 2\sqrt{m_e/m_i}$ (т.е. ранее, чем при $\theta \ll \sqrt{m_e/m_i}$) преобладает дисперсия, обусловленная инерцией электронов, на что указывает отстающий осцилляторный шлейф и $\delta \sim c/\omega_0$ [1] (рис.2, в). Отличие от стационарного вида прямой волны связано с кумуляцией [5].

Изложенные результаты согласуются с численным решением, полученным в [7], если в качестве общего параметра брать $\theta/\sqrt{m_e/m_i}$.

Регистрация H_ϕ позволяет более четко установить механизм, формирующий ширину скачка при малых углах. Оказалось, что уже после исчезновения опережающих осцилляций остается вклад дисперсии с $\delta \sim \theta(c/\Omega_0)$, о чем свидетельствуют возмущения H_ϕ , локализованные в области основного скачка (рис.3, в, г). В "прямой" волне преобладают отстающие В.Ч. колебания H_ϕ с $\delta \sim c/\omega_0$; $\theta \rightarrow 0$ $H_\phi \rightarrow 0$ (рис.3, д, е, ж).

Развитие мелкомасштабных неустойчивостей при $n_0 \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ "замазывает" осцилляции с $\delta \sim c/\omega_0$, однако эффективная глубина скинирования $\delta_s \sim 10(c/\omega_0)$ [4] не препятствует формированию "косых" осцилляций, так как $(c/\Omega_0)/\theta / \delta_s \gtrsim 1$ уже при $\theta \gtrsim 10\sqrt{m_e/m_i}$. В таком режиме при $\theta \rightarrow 0$ мы наблюдали переход к аperiodическому профилю (турбулентность плазмы фиксировалась независимо по шумовому излучению и рассеянию внешнего пучка электромагнитных волн). Действие джоу-

левой диссипации, сравнимое с эффектом дисперсии ($\theta \gg \sqrt{m_e / m_i}$), обнаруживалось лишь при очень низких степенях ионизации ($\rho_0 \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$ мм рт.ст., $n_0 \sim 10^{13}$ см $^{-3}$).

Авторы глубоко признательны Р.З.Сагдееву, Ю.Е.Нестерихину, В.И.Карпману, А.А.Галееву за помощь и обсуждения работы.

Поступило в редакцию
14 февраля 1967 г.

Литература

- [1] Р.З.Сагдеев. Вопросы теории плазмы, 4, 20, Атомиздат, 1964.
- [2] В.И.Карпман. ЖТФ, 38, 959, 1963.
- [3] А.М.Искольдский, Р.Х.Куртмуллаев, Ю.Е.Нестерихин, А.Г.Пономаренко. ЖЭТФ, 47, 774, 1964.
- [4] Р.Х.Куртмуллаев, Ю.Е.Нестерихин, В.И.Пильский, Р.З.Сагдеев. Доклад CN-21/218 на II Международной конференции по физике плазмы, Калхэм, 1965. Conferens Proseedings, v. II, 367.
- [5] Р.Х.Куртмуллаев. Диссертация, Новосибирск, 1965.
- [6] M.Mortone. Phys. Lett., 22, 73, 1966.
- [7] K.W.Morton. Phys. Fluids, 7, 1800, 1964.

ФОРМА ВОЛНОВОГО ФРОНТА И ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ В ГИГАНТСКОМ ИМПУЛЬСЕ РУБИНОВОГО ОКГ

А.М.Леонтович, М.Н.Попова, М.Я.Щелев

Форма волнового фронта и пространственная когерентность экспериментально хорошо изучены для ОКГ в свободном режиме [1-3], но для ОКГ в режиме гигантского импульса подобных исследований не проводилось.

В настоящей работе изучалась пространственная когерентность и форма волнового фронта излучения гигантского импульса рубинового ОКГ с затвором на ячейке Поккельса. Затвор состоял из кристалла КДП и поляризатора — стопы стеклянных пластинок, помещавшихся между плоским зеркалом с коэффициентом отражения 98% и кристаллом рубина длиной 120 и диаметром 11,6 мм. Второе зеркало, находившееся на расстоянии 70 см от первого, имело коэффициент отражения 30%. Энергия гигантского импульса составляла 0,1–1 дж, полная длительность 30±50 нсек.

Как известно (см. [4]), пространственная когерентность двух точек волнового поля определяется по контрастности интерференционных полос, получаемых при дифракции Фраунгофера на диафрагме из двух отверстий (схема Юнга). Интегральные снимки, полученные с помощью

Вкладыш к ст. А. М. Леонтовича и др. (стр. 314)

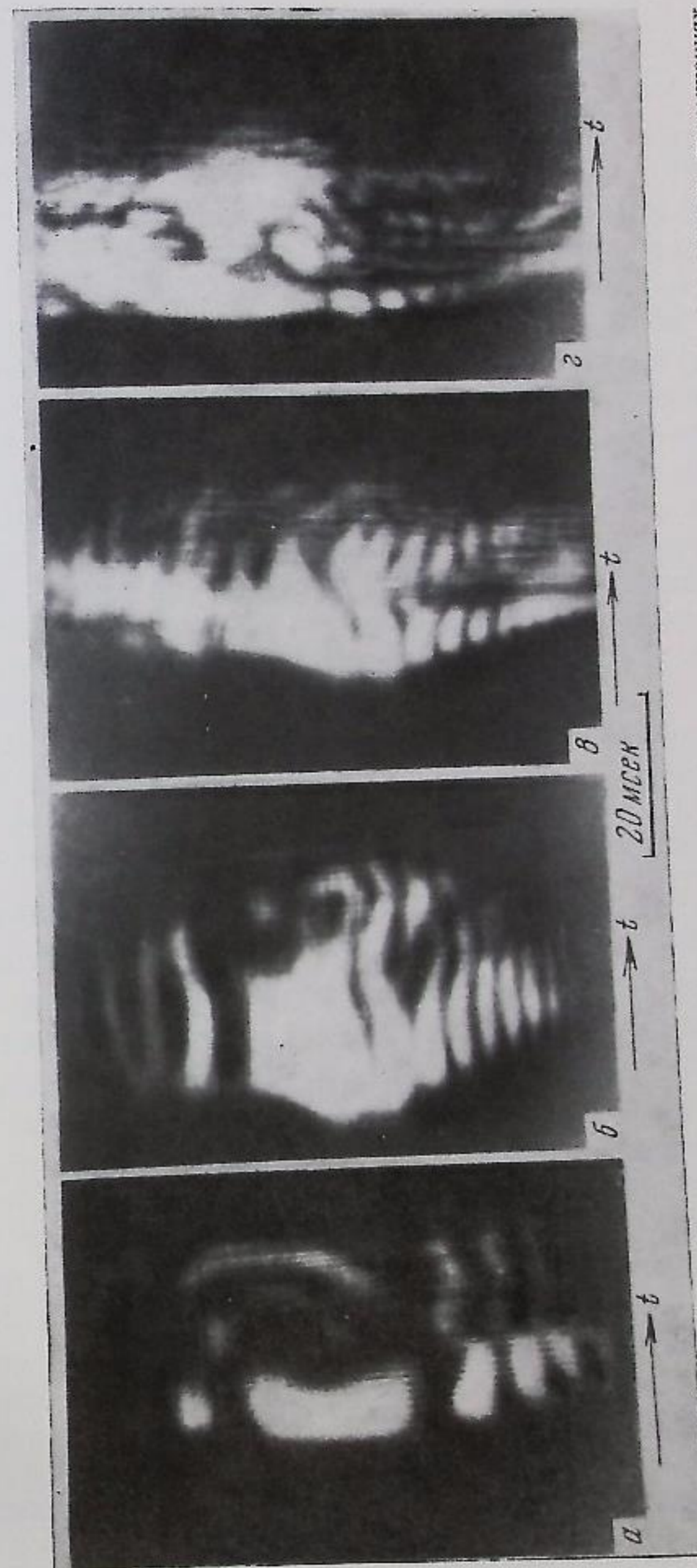


Рис. 2. Временные развертки интерферограмм волнового фронта излучения гигантского импульса при разных превышениях энергии накачки $E_{\text{нак}}/E_{\text{пор}} = 1,1$; б — $E_{\text{нак}}/E_{\text{пор}} = 1,3$; в — $E_{\text{нак}}/E_{\text{пор}} = 1,8$; г — $E_{\text{нак}}/E_{\text{пор}} = 2,3$. Модуляция интенсивности во времени, видная на снимках, вызвана биением мод, имеющих разные аксиальные индексы