

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ И ФОРМИРОВАНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

С.А.Ахманов, А.И.Ковригин, А.П.Сузорюков, Р.В.Хозлов,
А.С.Чиркин

1. Важным достижением последнего времени в лазерной физике является генерация пикосекундных гигантских импульсов (длительностью $\tau_{\text{и}} \approx 10^{-11}$ сек для одиночных импульсов и $\tau_{\text{и}} \approx 10^{-12}$ сек для цугов, см. [1]). Поскольку сокращение длительности приводит к повышению пороговой напряженности светового поля $E_{\text{пр}}$, при которой возникает пробой среды (см. [2, 3], для электронной лавины $E_{\text{пр}} \sim 1/\sqrt{\tau_{\text{и}}}$ при одиночных импульсах), расширяется "динамический диапазон" нелинейной оптики. Особый интерес представляло бы получение одиночных импульсов с предельной длительностью, определяемой дисперсионным расплыванием и нестационарной дифракцией ($\tau_{\text{и}} \sim 10^{-14}$ сек в видимом диапазоне и $\tau_{\text{и}} \sim 10^{-15}$ сек в ультрафиолетовом); тогда речь могла бы идти о получении сильных (до сих пор речь шла о "слабой" нелинейности см. [4]) нелинейных эффектов на электронной нелинейности (типа световых ударных волн), "мгновенной" инверсии в системах с малыми временами жизни, могущей привести к созданию лазеров далекого ультрафиолетового диапазона и т.п.

Предметом настоящего письма является рассмотрение особенностей нелинейных волновых взаимодействий в поле сверхкоротких импульсов. Ниже показано, что волновые взаимодействия на электронной нелинейности являются весьма эффективным методом формирования гигантских световых импульсов предельной длительности. Перспективны трехфотонные параметрические взаимодействия; сокращение длительности импульса может сопровождаться здесь заметным ростом пиковой мощности.

2. Нелинейные оптические эффекты при $\tau_{\text{и}} \approx 10^{-11}$ сек носят, вообще говоря, нестационарный характер. Нестационарность может быть связана с неквазистатичностью локального нелинейного отклика (время релаксации нелинейности $\tau \geq \tau_{\text{и}}$) и неквазистатичностью отклика рассматриваемой среды в целом (время группового запаздывания взаимодей-

ствующих волн в среде $\tau_3 = l(1/u_1 - 1/u_2)$, $\tau_3 > \tau_{н}$, см. [5,6]). Для нелинейного формирования импульсов должно быть очевидно, $\tau_{н} > \tau$, так что для дальнейшего сужения пикосекундных импульсов нельзя воспользоваться лазерными усилителями (см. [7,8]), ВЧ эффектом Керра (см. [9-11]), вынужденным комбинационным рассеянием (здесь $\tau \approx 10^{-12}$ сек, см. [12]), неэффективно и вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна [11]. Для электронной же нелинейности $\tau \sim 10^{-15}$ сек.

3. Обратимся к рассмотрению трехфотонных взаимодействий коротких импульсов. Вырожденное по частоте трехфотонное взаимодействие плоских волновых пакетов (удвоение частоты и вырожденное параметрическое усиление), для средних частот которых выполняется условие фазового синхронизма, описывается системой

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 k_1}{\partial \omega^2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial \eta^2} + \delta_1 A_1 = \sigma A_2 A_1^*, \quad \eta = t - z/u_1; \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \beta \frac{\partial A_2}{\partial \eta} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 k_2}{\partial \omega^2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial \eta^2} + \delta_2 A_2 = \sigma A_1^2, \quad \beta = \frac{1}{u_2} - \frac{1}{u_1}. \quad (2)$$

Здесь A_1, A_2 — комплексные амплитуды волн на частотах $\omega, 2\omega$; $u_1 = \partial \omega / \partial k$ — групповые скорости, $\sigma = 2\pi \chi \omega^2 / c^2 k_1$, где χ — тензор квадратичной нелинейной поляризации. Анализ системы (1), (2) (при этом для $z < \tau / (\partial^2 k / \partial \omega^2)$ и $\delta_2 = 0$ нами были получены точные решения, см. также [13, 14], учитывающие как групповое запаздывание, так и сильную перекачку энергии из одной волны в другую) приводит к следующим результатам.

4. В линейном режиме параметрического усиления ($A_2(z) = A_2(0) \equiv E_2$) можно получить сужение импульса в условиях одновременного выполнения фазового и группового синхронизмов*.

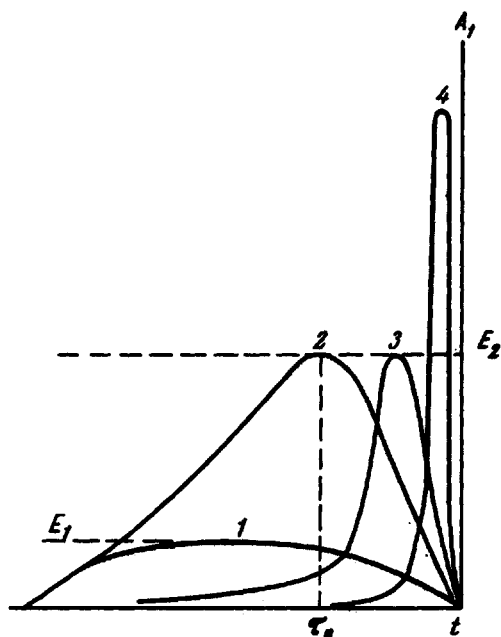
В поле импульсной накачки при $\sigma E_2 z \gg 1$ усиливаемый сигнал также приобретает импульсную форму. Система, состоящая из удвоителя частоты и следующего за ним параметрического преобразователя (затравкой может служить импульс основной частоты или параметрическая люминесценция, см. [15]), сохраняет среднюю частоту и сужает гауссовский импульс длительностью $\tau_{вх}$ в отношении

$$\kappa = \frac{\tau_{вх}}{\tau_{вх}} = \sqrt{\frac{\beta}{2\sigma E_{пр}(\delta_{вх})\tau_{вх}}}.$$

Для лазера на Nd^{3+} при $\tau_{вх} \approx 10^{-11}$ сек, пробойной плотности мощности $P_{пр} \approx 4 \cdot 10^9$ вт/см² с кристаллами KDP и BaNbO_3 возможно получение $\kappa \approx 0,15$ на одном каскаде, при этом КПД по мощности может быть порядка $10^{-1} + 10^{-2}$.

5. Значительные сужения параметрически усиливаемых импульсов в поле квазинепрерывной накачки возможны в существенно нелинейном режиме усиления. Здесь при наличии групповой расстройки характер

энергообмена между субгармоникой и накачкой различен для переднего и заднего фронтов импульса. Если $u_1 > u_2$, передний фронт может войти в режим экспоненциального усиления даже при $A_1 \sim A_2$; при этом практически вся мощность накачки поглощается передним фронтом, и задний фронт резко обостряется за счет сильного механизма не-



Динамика процесса формирования сверхкороткого импульса субгармоники в поле квазинепрерывной накачки в режиме $\tau_0 > \tau_{кр}$. 1 — импульс на входе в нелинейную среду, 2 — импульс на расстоянии $z = z_\phi$ от входа ($\tau_1 \sim \tau_{кр}$, $A_1 = E_2$), 3 — $z \approx 2z_\phi$, 4 — $z > 2z_\phi$, амплитуда субгармоники нарастает экспоненциально

линейных потерь, обусловленных удвоением частоты. Приведем основные результаты теории эффекта. Решение системы (1), (2) в пренебрежении дисперсионным расплыванием с краевыми условиями $A_1(0, t) = E_1 \Phi(t)$, $A_2(t, z) \approx E_2$ для $E_2 > E_1$ имеет следующий вид:

$$A_1(t, z) = \frac{E_1 \Phi(t - z/u_1) \exp(\sigma E_2 z)}{1 + \left(\frac{E_1^2}{E_2}\right)^z \int_0^z \Phi^2 \left[t - \frac{z}{u_2} + \beta y \right] \exp(\sigma E_2 y) \operatorname{sh} \sigma E_2 y dy} \quad (3)$$

Анализ формулы (3) (случай $\beta > 0$) показывает, что :

а) из импульса с экспоненциальным передним фронтом $\Phi = \exp(t / \tau_0)$ на длине

$$z_{\Phi} = z_{\text{нл}} \ln \left[\frac{2E_2}{E_1} \sqrt{1 + \tau_{\text{кр}} / \tau_0} \right]$$

формируется стационарный импульс вида

$$E_{\text{ст}} \sim E_2 \sqrt{1 + \tau_{\text{кр}} / \tau_0} / \text{ch}(t / \tau_0),$$

скорость движения вершины которого $v > u_1$. В приведенных выражениях $\tau_{\text{кр}} = \beta z_{\text{нл}}$, $z_{\text{нл}} = (\sigma E_2)^{-1}$. Таким образом, для рассматриваемого импульса крутизна переднего фронта не изменится; сужение происходит за счет деформации заднего фронта;

б) для существенного увеличения крутизны фронтов передний фронт исходного импульса должен быть круче экспоненциального. В частности, из импульса с линейным передним фронтом $\Phi = t / \tau_0$ может быть сформирован импульс, длительность которого ограничивается в принципе только временем релаксации электронной поляризации и дисперсионным расплыванием. Развитие процесса формирования зависит в этом случае от соотношения $\tau_{\text{кр}} / \tau_0$. При $\tau_0 > \tau_{\text{кр}}$ сначала на расстоянии

$$z_{\Phi} = z_{\text{нл}} \ln \left[\frac{2E_2}{E_1} \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau_{\text{кр}}}} \right]$$

формируется передний фронт длительностью $\sim \tau_{\text{кр}}$; амплитуда субгармоники достигает амплитуды накачки; сокращается задний фронт (см. рисунок). После прохождения длины $\sim 2z_{\Phi}$ начинается экспоненциальный рост амплитуды субгармоники на ее переднем фронте (импульс субгармоники захватывает "свежую" накачку) по закону

$$A_1 = E_2 \exp \frac{z - 2z_{\Phi}}{z_{\text{нл}}}.$$

Длительность переднего фронта сужается теперь по закону

$$\tau_1 = \exp \left(- \frac{z}{z_{\text{нл}}} \right) \frac{E_2}{E_1} \sqrt{\tau_0 \tau_{\text{кр}}},$$

а заднего —

$$\tau_2 = \exp \left(- \frac{2z}{z_{\text{нл}}} \right) \tau_{\text{кр}} \left(\frac{E_2}{E_1} \right)^2.$$

Следует подчеркнуть, что хотя описанная картина имеет сходство с механизмом сужения в лазерном усилителе (см. [7,8]) и усилителе на ВКР (см. [12]), использование параметрических систем обладает важ-

ными преимуществами. Следует упомянуть также, что помимо малого времени релаксации нелинейности и наличия безпорогового механизма нелинейных потерь параметрические усилители позволяют использовать в качестве затравочных пикосекундные гауссовские импульсы от лазеров с синхронизованными модами и импульсы, формируемые в самофокусирующих жидкостях (при $\beta < 0$). При $E_1 \gg 10^4$ CGSE слабые "хвосты" импульса сигнала могут быть подавлены за счет нелинейной добавки к фазовой скорости.

Возможно использование каскадных систем, включающих просветляющие фильтры. В двулучепреломляющих кристаллах (например, типа KDP) возможно получение как $\beta > 0$, так и $\beta < 0$. Оценки показывают, что в кристалле KDP длиной $l \approx 2 + 3$ см в поле накачки с $\tau_2 \approx 10^{-9} + 10^{-10}$ сек и $\lambda_2 \approx 0,53$ мк импульс на $\lambda_1 \approx 1,06$ мк с $\tau_1 \approx 10^{-11}$ сек может сузиться до $\tau_{кр} \approx 10^{-13}$ сек при $P_2 \approx 10^9$ вт/см² (здесь $\beta \approx -3 \cdot 10^{-13}$ сек/см). После этого на длине такого же порядка формируется импульс предельной длительности. Величина $\beta \approx 3 \cdot 10^{-12}$ в области $0,53 + 0,26$ мк, здесь $\tau_1 < \tau_{кр}$ уже для обычных пикосекундных импульсов, и полная длина формирования сокращается.

В заключение заметим, что сужение возможно и в режиме невырожденного усиления; при этом интерес представляют случаи, когда одна из частот сильно поглощается. Об умножении частоты пикосекундных импульсов см. [14].

Московский
государственный университет

Поступило в редакцию
19 января 1968 г.

Литература

- [1] A.De Maria, D.Stetser, H.Heynau. Appl. Phys. Lett., 8, 174, 1966; J.Appl. Phys., 38, 2694, 1967.
- [2] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. ЖЭТФ, 47, 1150, 1964.
- [3] Э.А.Свириденков. ФТТ, 9, 2442, 1967.
- [4] С.А.Ахманов, Р.В.Хохлов. Проблемы нелинейной оптики, М., Изд. АН СССР, 1964.
- [5] С.А.Ахманов, А.И.Ковригин, А.С.Чиркин, О.Н.Чунаев. ЖЭТФ, 50, 829, 1966.
- [6] С.А.Ахманов, А.С.Чиркин. Радиотехника и электроника, 11, 1915, 1966.
- [7] Н.Г.Басов, Р.В.Амбарцумян, В.С.Зуев, П.Г.Крюков, В.С.Летохов. ЖЭТФ, 50, 23, 1966.
- [8] Т.М.Ильинова, Р.В.Хохлов. Изв. высш. уч. зав., Радиофизика, 8, 899, 1965.
- [9] С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков. Письма ЖЭТФ, 5, 108, 1967.
- [10] P.Kelley, F.De-Martini, C.Townes, T.Gustafson. Phys. Rev., 1968 (в печати).

- [11] S. Shapiro, J. Giordmaine, K. Wecht. Phys. Rev. Lett., 19, 1093, 1967.
- [12] M. Maier, W. Kaiser, J. Giordmaine. Phys. Rev. Lett., 17, 1275, 1966.
- [13] С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков, А.С.Чиркин. Изв. высш. уч. зав., Радиофизика, 10, № 12, 1967.
- [14] С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков, А.С.Чиркин. Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Ереван, 1967; тезисы Изд. МГУ, 1967.
- [15] С.А.Ахманов, В.В.Фадеев, Р.В.Хохлов, О.Н.Чунаев. Письма ЖЭТФ, 6, 575, 1967.

* В заданном направлении условие группового синхронизма можно считать приближенно выполняющимся на длинах $z < r_{\mu}/\beta$; заметим, что в некоторых кристаллах существуют направления **ТОЧНОГО** группового синхронизма, которые подбором внешних условий можно совместить с направлениями фазового синхронизма.