экспериментов и расчетов известно, что излучение в основном сохраняет исходную поляризацию для всех рассмотренных оптических глубин, то можно сделать вывод о том, что форма и амплитуда импульсов полностью определяются матрицей рассеяния для $\beta \simeq 90°$, а также распределением параметров в пучке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Михайлов Г. И. Некоторые вопросы теории методов Монте-Карло. Новосибирск: Наука, 1974. [2] Марчук Г. И. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1976. [3] Ефлов В. Б., Ильинский Ю. А. Тез. докл. на 4-й Всесоюз. конф. «Оптика лазеров». Л., 1984, с. 301. [4] Гольдин Ю. А., Пелевин В. Н., Шифрин К. С. В кн.: Оптика океана и атмосферы. М.: Наука, 1981, с. 56. [5] Гольдин Ю. А., Пелевин В. Н., Шифрин К. С. Тез. докл. 1-го съезда советских океанологов. М.: Наука, 1977. [6] Гольдин Ю. А., Пелевин В. Н. В кн.: Гидрофизические и оптические исследования в Индийском океане. М.: Наука, 1975, с. 152.

Поступила в редакцию
23.02.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 534.222.2

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ГАРМОНИК ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СТРУКТУРАХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК—ПОЛУПРОВОДНИК

Л. А. Славутский, И. Ю. Солодов

(кафедра акустики)

Нелинейные акустические процессы в твердых телах обычно проходят в условиях нелинейности различных порядков (квадратичной, кубичной и т. д.) и при отсутствии дисперсии, вследствие чего имеет место накапливающееся обогащение спектра волны гармониками — формирование пилообразной акустической волны [1]. Концентрационная нелинейность слоистых структур пьезоэлектрик—полупроводник является типичным примером квадратичной нелинейности (ток $J \sim E^2$). Генерация гармоник в таких условиях во многом определяется дисперсией и затуханием нелинейной среды [2]: в отсутствие дисперсии имеет место постепенная трансформация волны основной частоты во вторую гармонику; если дисперсионная расстройка $\Delta k = 2k_1 - k_2 \neq 0$, то наблюдаются пространственные дисперсионные биения амплитуд волн с периодом $2L_{\text{ког}} = 2\pi/|\Delta k|$ вплоть до расстояний $x < L_{\text{зат}} \approx \alpha^{-1}$, где α — коэффициент затухания волны.

Генерация гармоник поверхностных акустических волн (ПАВ) в указанных случаях изучалась экспериментально для слоистых структур [3, 4]. При этом, однако, не принималась во внимание возможность существенного влияния высокой нелинейности среды на характер нелинейных процессов. По аналогии с оптикой [5] это влияние можно охарактеризовать величиной расстояния $L_{\text{нл}}$, на котором амплитуда второй гармоники $U_2(x)$ равна первоначальной амплитуде основной волны $U_1(0)$ в условиях фазового синхронизма. Поскольку при $\Delta k = 0$ для амплитуды второй гармоники ПАВ в отсутствие затухания имеем [6]

$$U_2(x) = \frac{\Gamma}{4} k_1^2 x U_1(0), \tag{1}$$

где Г — нелинейный параметр, то

$$L_{нл} = \frac{4}{\Gamma k_1^2 U_1(0)}. \quad (2)$$

На расстояниях $\sim L_{нл}$ амплитуда основной волны мала вследствие значительной перекачки энергии во вторую гармонику. Если $\Delta k \neq 0$, а

$$L_{нл} < 2L_{ког},\ L_{зат}, \quad (3)$$

то для $x \sim L_{нл}$ имеем минимум основной волны и дальнейшие пространственные биения амплитуд (нелинейные в отличие от дисперсионных).

Оценим возможность появления нелинейных биений для ПАВ в структурах Si — $LiNbO_3$. Для ПАВ основной частоты 30 МГц имеем: $k_1 = 200\pi$ см$^{-1}$, $\Delta k \approx 1$ см$^{-1}$ [7], а $2L_{ког} \approx 2\pi$ см. При $\Gamma \approx 100$ [3] получаем $L_{нл} \sim 10^{-7}/U_1(0)$ см. Следовательно, для выполнения (3) необходимо, чтобы $U_1(0) \gtrsim 10^{-8}$ см. В структуре YZ — $LiNbO_3$ такая амплитуда смещения на частоте 30 МГц соответствует потоку акустической мощности $P_1 \gtrsim 3 \cdot 10^{-3}$ Вт/см. При потерях на преобразование ~ 10 дБ требуемое напряжение на преобразователе ПАВ апертурой 0,5 см оказывается весьма невысоким: $V \gtrsim 1$ В.

В экспериментальной ситуации является фиксированной длина полупроводника l, на которой регистрируются волны основной частоты и второй гармоники. Пока $l < L_{ког}$, $L_{нл}$, $L_{зат}$, существенного изменения основной волны на длине структуры не происходит; с увеличением амплитуды на «входе» ($U_1(0)$) при $l \sim L_{нл}$ должно наблюдаться «нелинейное» уменьшение амплитуды основной волны, прошедшей через структуру $U_1(l)$. При $l \sim 1$ см для этого, согласно приведенным выше оценкам, необходимо, чтобы $V \gtrsim 6$ В.

Экспериментальное наблюдение нелинейных биений проводилось для ПАВ в условиях концентрационной нелинейности слоистой структуры Si—$LiNbO_3$. Образец полупроводника p-типа имел размеры 15×15×2 мм и проводимость $\sim 10^{-4}$ (Ом·см)$^{-1}$, близкую к оптимальной ($\omega_c \sim \omega$) для ПАВ частоты 30 МГц. Возбуждение ПАВ и прием волн гармоник осуществлялись встречноштыревыми преобразователями с основными частотами 15, 30 и 45 МГц (потери на одно преобразование ~ 12 дБ). При этом преобразователь на частоту 45 МГц также использовался для широкополосного приема ПАВ с частотами 30 и 60 МГц вне основной полосы пропускания с потерями ~ 26 дБ. При помещении образца полупроводника на поверхность подложки предварительно проводились измерения акустоэлектронного затухания и дисперсии ПАВ при малом входном сигнале ($V < 0{,}1$ В). На основной частоте 30 МГц акустоэлектронное затухание составило $\alpha \approx 0{,}5$ см$^{-1}$, а полученное экспериментально значение дисперсионной расстройки $\Delta k \simeq 1$ см$^{-1}$ близко к теоретическим оценкам [7]. Таким образом, в условиях эксперимента $L_{зат} \simeq 2$ см, $2L_{ког} \approx 2\pi$ см.

На рис. 1 представлены зависимости амплитуды ПАВ основной частоты 30 МГц, прошедшей через структуру, а также образованной при этом второй гармоники основной ПАВ от напряжения на преобразователе (*1*, *2*). В согласии с приведенными оценками при $V \gtrsim 5$ В действительно наблюдаются нелинейные биения основной ПАВ и второй гармоники. При этом максимальное увеличение вносимых потерь («нелинейное затухание») достаточно велико (~ 10 дБ). В этих условиях амплитуда второй гармоники практически равна амплитуде основной волны. Максимальный КПД генерации второй гармоники ПАВ

в эксперименте равен $P_2(l)/P_1(0) \approx 10\%$. С учетом значительного затухания ПАВ в структуре при таком относительно невысоком КПД энергобаланс нелинейных потерь можно считать выполненным.

При дальнейшем увеличении амплитуды волны на «входе» амплитуда второй гармоники уменьшается, при этом энергия ПАВ вновь оказывается сосредоточенной на основной частоте. Характерно, что амплитуда основной ПАВ, прошедшей через область взаимодействия, оказывается выше ожидаемой в предположении «линейного» распространения (рис. 1, пунктир). Уменьшение вносимых потерь в области $V > 15$ В составляет ~ 6 дБ и может быть интерпретировано как уменьшение акустоэлектронного затухания вследствие обеднения поверхности полупроводника под действием электрического поля мощной ПАВ.

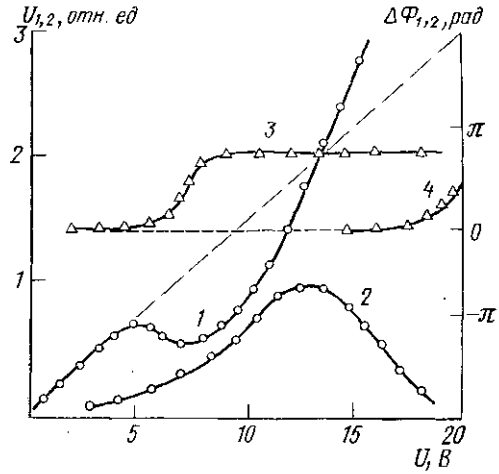

Рис. 1. Зависимости амплитуды и фазы основной волны (соответственно кривые *1*, *3*) и второй гармоники (*2*, *4*) от напряжения на входном преобразователе ПАВ

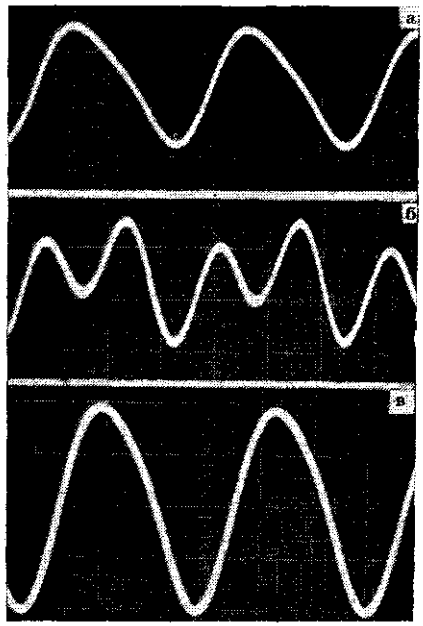

Рис. 2. Осциллограммы выходного сигнала широкополосного приемника при различных значениях входного напряжения: $V = 5$ (*а*), 10 (*б*) и 17 (*в*) В

Описанная эволюция спектра подтверждается осциллограммами выходного сигнала широкополосного приемника при различных напряжениях на входе. Формирование пилообразной ПАВ (рис. 2, *а*) характерно для области напряжений $V \approx 5$—7 В, когда амплитуда основной ПАВ и второй гармоники одного порядка; при $V \geqslant 7$—12 В имеет место трансформация ПАВ в волну второй гармоники (рис. 2, *б*), и обратный процесс характерен для $V \geqslant 12 \div 20$ В (рис. 2, *в*).

В эксперименте также обнаружено (см. рис. 2), что нелинейные изменения амплитуд ПАВ сопровождаются фазовыми сдвигами взаимодействующих волн. Зависимости фазовых сдвигов $\Delta\Phi_1$ и $\Delta\Phi_2$ соответственно для основной ПАВ и второй гармоники от напряжения на излучателе показаны на рис. 1 (кривые *3* и *4*). Характерно, что наибольшие изменения фазы соответствуют области нелинейных биений амплитуд ПАВ. Действительно, согласно [5], относительное изменение фазы $\Phi = 2\Phi_1 - \Phi_2 - \Delta kx$ взаимодействующих волн основной ча-

стоты и второй гармоники описывается соотношением

$$\cos\Phi = \frac{\Delta k U_2(l)}{2U_1^2(l)}. \qquad (4)$$

Отсюда видно, что на начальном этапе развития нелинейности, пока (см. (1)) $U_2(l) \sim U_1^2(0) \sim U_1^2(l)$, сдвиг фаз Φ не зависит от амплитуды основной волны $U_1(0)$. С увеличением $U_2(l)$ соотношение (1) нарушается, что соответствует появлению амплитудно-зависимых фазовых сдвигов. Согласно экспериментальным данным (см. рис. 1), происходит последовательное изменение Φ при взаимодействии вначале за счет изменения фазы основной волны Φ_1, сопровождающего процесс ее трансформации во вторую гармонику; при дальнейшем увеличении амплитуды фаза второй гармоники Φ_2 меняется так, чтобы обеспечить обратный перенос энергии от второй гармоники к основной ПАВ.

Таким образом, приведенные экспериментальные результаты показывают, что высокая нелинейность слоистых структур может оказывать определяющее влияние на амплитудные и фазовые характеристики взаимодействующих волн по сравнению с процессами дисперсии и затухания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966. [2] Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. М.: Наука, 1965. [3] Красильников В. А., Подгорнов А. А., Солодов И. Ю. В кн.: Физика и химия твердого тела. М., 1982, с. 8—11. [4] Балакирев М. К., Богданов С. В., Федюхин Л. А. ЖТФ, 1980, **50**, с. 2429. [5] Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М.: Наука, 1979. [6] Красильников В. А., Лямов В. Е., Солодов И. Ю. Изв. АН СССР, сер. физ., 1971, **35**, с. 944. [7] Можаев В. Г., Солодов И. Ю. Акуст. журн., 1980, **26**, с. 433.

Поступила в редакцию
24.02.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 533.9.01

МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ПРЕДВЕСТНИКА УДАРНОЙ ВОЛНЫ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ ПО СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

А. В. Данилов, С. Ф. Теселкин

(кафедра общей физики для физического факультета)

1. Известно [1—3], что перед фронтом ударной волны (УВ), распространяющейся в слабоионизованной неизотермической плазме ($T_e \gg T_i$), образуется протяженная область возмущения заряженной компоненты. Степень сжатия в области возмущения в отличие от таковой в теплопроводностных предвестниках [4, 5] не является малой величиной и совпадает со степенью сжатия в вязком скачке уплотнения в нейтральной компоненте. Масштаб возмущенной области превышает длину свободного пробега ионов в газе нейтральных частиц в T_e/T_i раз.

Представляет интерес изучение процесса формирования стационарного профиля возмущения. Это позволяет, в частности, найти долю энергии УВ, передаваемую предвестнику. Ниже приводится ре-