

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ НА РЕШЕТКЕ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПЛОСКОСТЕЙ СКОЛЬЖЕНИЯ В СЕЛЕНИДЕ ЦИНКА

В.П. Грибковский, В.А. Зюльков,
А.Э. Казаченко

Особый интерес при исследовании взаимодействия лазерного излучения с поверхностью раздела двух сред вызывает случай шероховатой границы. Оптические неоднородности в виде пространственно-периодического профиля приводят к возникновению новых нелинейных волн и значительному возрастанию коэффициента преобразования для них, что наиболее ярко проявляется в таких эффектах, как гигантская генерация ВГ, гигантское комбинационное рассеяние [1, 2].

В настоящей работе впервые наблюдалась генерация дополнительных волн на удвоенной лазерной частоте с высоким коэффициентом преобразования в кристаллах селенида цинка, сколотых в плоскости (110). Образцы возбуждались линейнополяризованным излучением лазера на АИГ: Nd^{3+} ($\hbar\omega_1 = 1.165$ эВ, $\tau_{11} = 20$ нс). Поверхность кристалла и направление $[112]$ на ней выставлялись перпендикулярно направлению распространения и плоскости поляризации лазерного импульса. Исследовалось как прошедшее через образец излучение

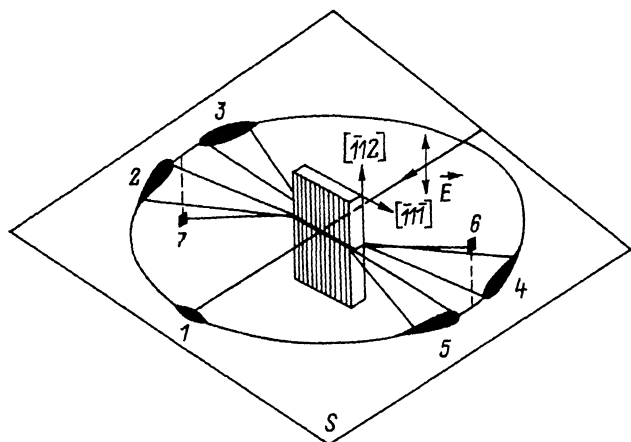


Рис. 1. Геометрия эксперимента. 1 – возбуждающий пучок, 2–7 – новые нелинейные волны, образующиеся при прохождении лазерного импульса через кристалл. На образце условно показаны полосы, наблюдаемые в микроскопе в проходящем свете.

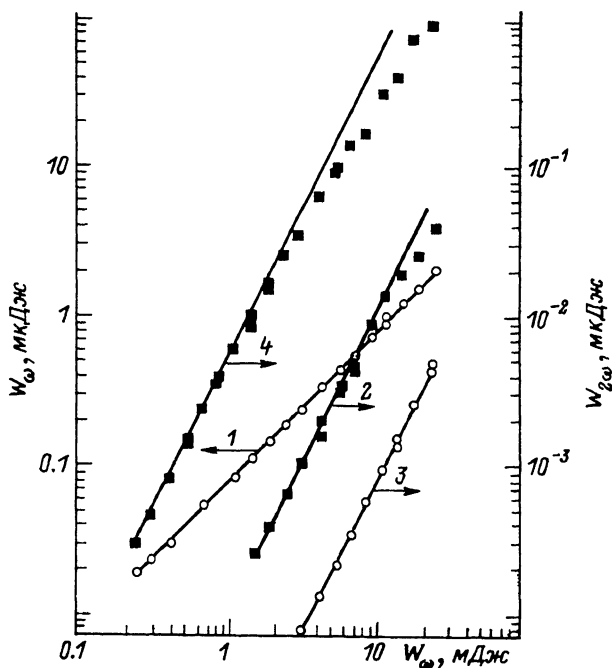


Рис. 2. Зависимость энергии излучения основной частоты (1) и ВГ (2-4) от энергии возбуждающего импульса. Направление распространения возбуждающего импульса: 1, 2, 3 - $[110]$, 4 - $[1\bar{1}1]$. Направление регистрации излучения: 1, 2 - $[110]$, 3, 4 - $[1\bar{1}1]$. Прямая 1 соответствует линейной зависимости, а 2, 3, 4 - квадратичной.

(пучок 1), так и излучение, выходящее из боковых граней (пучки 2-5), которые поляризовались примерно перпендикулярно направлению $[1\bar{1}1]$ (рис. 1).

В спектрах, сфотографированных на спектрографе СТЭ-1, при всех уровнях возбуждения наблюдался только один компонент с частотой, равной $2\omega_\lambda$. Новые волны основной и удвоенной частоты распространялись от места возбуждения кристалла вдоль передней и задней граней в полярных направлениях $[1\bar{1}1]$ и $[\bar{1}11]$ в виде четырех лепестков с расходимостью $\sim 13^\circ$ (пучки 2-5). Их интенсивность примерно в 15 раз выше интенсивности ВГ, генерируемой в направлении проходящего пучка при одинаковых уровнях возбуждения. Осевые линии всех пучков лежат в одной плоскости S . Угловое расстояние между пучками, выходящими из одной грани, $\sim 90^\circ$. Пространственное распределение ВГ в лепестках асимметрично: интенсивность сигнала уменьшается в направлении от поверхности медлен-

нее, чем в сторону объема кристалла. Из боковых граней выходит также объемная волна ВГ (лучки 6, 7). Она распространяется под углом к плоскости S' и обладает меньшей расходимостью по сравнению с лепестками. Химическое травление поверхности качественно не изменяет наблюдаемую картину, тогда как полировка образца ведет к исчезновению „лепестковых” волн. Мощность ВГ в пучках 2-5 максимальна, если плоскость поляризации возбуждающего излучения перпендикулярна направлению $[\bar{1}12]$ и равна нулю при повороте на 90° .

Микроскопические исследования образцов показали наличие на поверхности ступенек скольжения в виде линий, направленных вдоль $[\bar{1}12]$ и образующихся при смещении тонких параллельных слоев кристалла относительно друг друга. Они хорошо наблюдаются в микроскопе в проходящем свете при помещении образца между скрещенными поляризаторами. Линии являются пересечением плоскости скольжения, которая для кристаллов класса $43m$ совпадает с плоскостью $(1\bar{1}1)$, и поверхности кристалла $[4]$. Расстояние между отдельными линиями изменяется от единиц до десятков микрон. Такую дислокационную структуру можно рассматривать как наложение большого количества решеток с разными периодами, при прохождении через которую лазерного импульса вследствие дифракции возникают новые волны.

Энергия дифрагированного излучения основной частоты и направлении пучка 2 увеличивается линейно с ростом энергии падающего импульса во всем интервале ее изменения (рис. 2(1)). Коэффициент дифракции составляет $\sim 7.5 \cdot 10^{-5}$. Интенсивность ВГ вначале зависит квадратично от уровня возбуждения, затем наблюдается значительное насыщение: тангенс угла наклона кривой изменяется от 2 вначале до 1.5 при максимальном возбуждении (рис. 2(2)).

Сигнал ВГ в пучках (2-5) может обуславливаться дифракцией ВГ, возникающей на поверхности кристалла в результате нелинейного отражения $[3]$, преобразованием излучения основной частоты, дифрагировавшего в пучки (2-5), во ВГ по мере распространения его вдоль поверхности и ГВГ непосредственно в направлениях (2-5) на дислокационной решетке в точке возбуждения кристалла. Наиболее вероятен третий механизм, поскольку два первых не дают наблюдаемую величину энергии вследствие малости коэффициентов дифракции излучения удвоенной и основной частоты в пучки (2-5), хотя при возбуждении кристалла вдоль поверхности (110) в направлениях $[\bar{1}1\bar{1}]$ и $[\bar{1}\bar{1}1]$ коэффициент преобразования во ВГ возрастает и наблюдается увеличение сигнала более, чем на два порядка (рис. 2(4)).

Исходя из общей схемы рассмотрения гигантской генерации ВГ $[1, 2]$, увеличение ее интенсивности в исследуемых образцах объясняется повышением квадратичной поляризуемости селенида цинка за счет наличия в нем дислокаций, которые могут быть источниками сильных электрических полей $[5]$. Вклад электромагнитного эффекта, связанного с возрастанием амплитуды локального поля вблизи поверхности кристалла из-за интерференции падающей и дифрагированной на дислокационной решетке в среду волн, по-видимому,

менее значителен, вследствие большого различия амплитуд указанных волн и малой вероятности генерации поверхностной электромагнитной волны в данной системе.

Наряду с усилением коэффициентов преобразования во ВГ при распространении пучков вдоль поверхности образца и высоких плотностях накачки наблюдается уменьшение эффективности генерации ВГ (рис. 2(1), (4)). Отклонение от квадратичной зависимости можно объяснить как собственно уменьшением нелинейных поляризуемостей кристалла, ответственных за ГВГ, так и поглощением ВГ в кристалле за счет двухфотонных переходов, поскольку для $ZnSe \hbar(\omega_1 + 2\omega_2) = 3.495 \text{ эВ} > E_g = 2.71 \text{ эВ}$. В случае, представленном на рис. 2(1), двухфотонное поглощение, по-видимому, незначительно, вследствие небольшой мощности пучков (2-5) и малости области пересечения их с лазерным импульсом. При возбуждении образца вдоль поверхности ВГ взаимодействует с основной частотой по всей длине кристалла, и двухфотонное поглощение может приводить к более заметному уменьшению энергии ВГ (рис. 2(4)), и более низкому порогу проявления насыщения эффективности генерации по сравнению с пучком 2.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гигантское комбинационное рассеяние. Под ред. Ченга Р., Фуртака Т., М.: Мир, 1984, 408 с.
- [2] Емельянов В.И., Семиногов В.Н., Соколов В.И. - Квантовая электроника, 1987, т. 14, № 1, с. 33-46.
- [3] Бломберг Н. Нелинейная оптика, М.: Мир, 1966, 424 с.
- [4] Шаскольская М.П. Кристаллография, М.: Высшая школа, 1984, 376 с.
- [5] Осипьян Ю.А., Петренко В.Ф. В кн.: Физика соединений А^{IV}В^V1. Под ред. А.Н. Георбиани, М.К. Шейнкмана, М.: Наука, 1984, с. 35-71.

Институт физики АН БССР,
Минск

Поступило в Редакцию
16 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 10

26 мая 1988 г.

РАДИАЦИОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМОВ В ОДНОРОДНОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

М.Я. А м у с ь я, А.С. Б а л т е н к о в

В пространственно неоднородном аксиально-симметричном световом пучке (например, с гауссовским профилем интенсивности) на атом действует сила, ускоряющая и замедляющая движение частицы в направлениях, перпендикулярных оси пучка [1]. Под действием этой силы происходит изменение поперечной температуры атомов, что используется для охлаждения атомарных пучков в лазерных световых полях специальной конфигурации [2].