

01; 07; 11

© 1992

ВЛИЯНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ВРЕМЕННУЮ ФОРМУ ОТРАЖЕННОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Б.Я. З е л ь д о в и ч, А.Н. Ч у д и н о в,
А.А. Ш у л ь г и н о в

Вдоль плоской границы раздела двух сред при определенном соотношении между диэлектрическими проницаемостями этих сред возможно распространение поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ) [1]. В данной работе мы численно исследуем влияние возбуждения ПЭВ на временную форму отраженного лазерного импульса при использовании метода нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) (геометрия Кречмана) [2]. Этот метод широко используется в нелинейно-оптических экспериментах с участием ПЭВ из-за своей простоты [1, 3]. Тонкая металлическая пленка наносится на гипотенузную грань прямоугольной стеклянной призмы. Лазерный луч вводят через одну из граней призмы, который падает на металлическую пленку со стороны стекла под углом θ и, зеркально отражаясь, выходит через противоположный катет. Возбуждение ПЭВ на границе раздела металл-воздух влечет диссипацию энергии, что вызывает заметный провал в угловой зависимости коэффициента отражения $R(\theta)$.

Временная форма падающего лазерного импульса выбиралась в форме гауссовского [4], т.е.

$$f(t) = e^{-t^2/2\tau_0^2}. \quad (1)$$

Тогда амплитуда отраженного лазерного импульса будет иметь вид

$$g(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) r(\omega, \theta) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (2)$$

где $F(\omega)$ – Фурье-образ амплитуды падающего поля, $r(\omega, \theta)$ – амплитудный коэффициент отражения в системе стеклометаллическая пленка-воздух. Поляризация падающего поля лежит в плоскости падения, поэтому для величины $r(\omega, \theta)$ можно написать [1]:

$$r(\omega, \theta) = \frac{\beta_1 - \beta_0 \exp(2q d)}{\beta_0 \beta_1 - \exp(2q d)}, \quad (3)$$

$$\beta_1 = \frac{ik_{\perp}^{\prime} \varepsilon(\omega) + q}{ik_{\perp}^{\prime} \varepsilon(\omega) - q}, \quad \beta_0 = \frac{ik_{\perp}^{\prime} \varepsilon(\omega) + q n^2}{ik_{\perp}^{\prime} \varepsilon(\omega) - q n^2},$$

где

$$k_{\parallel} = \frac{\omega}{c} \cdot n \cdot \sin \theta, \quad q^2 = k_{\parallel}^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathcal{E}(\omega),$$

$$k_{\perp}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 n^2 - k_{\parallel}^2, \quad (k_{\perp}')^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_{\parallel}^2,$$

d - толщина пленки, n - показатель преломления материала призмы (стекла), $\mathcal{E}(\omega) = \mathcal{E}_1(\omega) + i\mathcal{E}_2(\omega)$ диэлектрическая проницаемость металлической пленки, θ - угол падения плоской волны на пленку со стороны стекла. Для диэлектрической проницаемости металлической пленки можно воспользоваться моделью Друде-Лорентца, рассматривая величину $\mathcal{E}(\omega)$ как диэлектрическую проницаемость газа свободных электронов [5]:

$$\mathcal{E}_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \omega_c^2}, \quad (4)$$

$$\mathcal{E}_2(\omega) = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \omega_c^2} \frac{\omega_c}{\omega}, \quad (5)$$

где ω_p , ω_c - плазменная частота и частота столкновений электронов соответственно. Частоты ω_c , ω_p мы определили по измеренным экспериментальным значениям \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 [3] для серебра при воздействии излучения неодимового лазера ($\lambda = 1.064$ мкм): $\mathcal{E} = -50 + i \cdot 0.5$.

На рис. 1. слева представлены временные формы падающего и отраженного импульсов для $\tau_0 = 30, 50$ и 100 фс соответственно (сверху вниз). Угол падения луча $\theta = 42.5^\circ$, что соответствовало резонансному возбуждению ПЭВ на пленке серебра толщиной 553 нм. Хорошо видно, что начиная с длительности импульса 0.1 пс (нижняя строка, первый столбец), происходит укорочение отраженного импульса по сравнению с падающим. При переходе к более коротким длительностям падающего импульса укорочение отраженного проявляется сильнее. Амплитуда электрического поля падающих импульсов выбиралась одинаковой. На рис. 1. справа показаны спектры этих импульсов. Видно, что не все спектральные компоненты отражаются одинаково, причем этот эффект становится существенным при переходе к фемтосекундным импульсам. Таким образом, основной вклад в уменьшение длительности отраженного импульса вносит неоднородное отражение спектральных компонентов падающего излучения при переходе к длительностям импульса $\tau_0 < 0.1$ пс.

Рассмотрим теперь случай, когда направление излучения несколько отличается от резонансного. Для этого можно изменять толщину пленки. На рис. 2 представлены спектральная зависимость коэф-

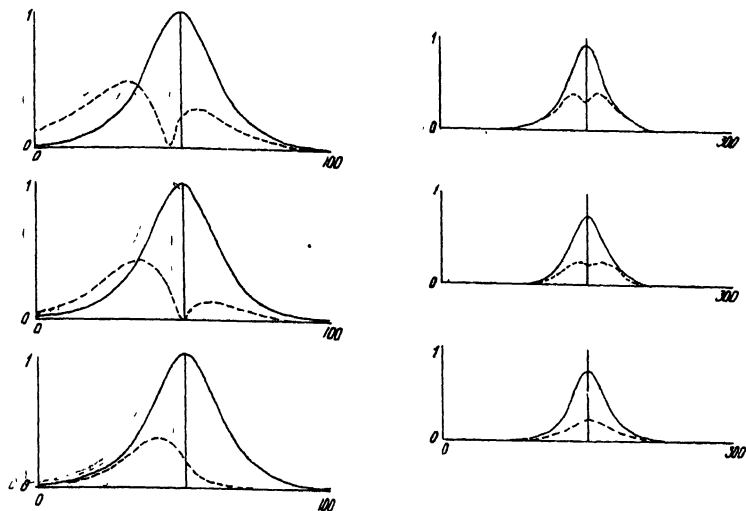


Рис. 1. Временная форма падающего (сплошная) и отраженного (пунктирная) лазерного импульсов (левый столбец) и спектры падающего (сплошная) и отраженного (пунктирная) импульсов при различных длительностях падающего импульса: 30 фс (верхний ряд), 50 фс (средний ряд) и 100 фс (нижний ряд): $\epsilon_1 = -50$, $\epsilon_2 = 0.5$, $\theta = 42.5^\circ$, $\alpha = 550$ нм.

коэффициента отражения пленки (слева) и временная форма отраженного импульса (справа) при различных толщинах пленки серебра. Длительность падающего импульса выбиралась 10 фс. Рассматривая рисунок, можно заключить, что уход от направления резонансного для возбуждения ПЭВ (снизу вверх) влечет перераспределение энергии в отраженном импульсе. Если в резонансе (нижняя строка) есть один отраженный импульс с небольшим предвестником, то при отходе от резонанса (верхняя строка) есть два импульса с почти одинаковой амплитудой.

Таким образом, отраженный лазерный импульс в геометрии Кречмана может существенно видоизменяться (например, уменьшаться длительность), когда для линейного возбуждения ПЭВ используется импульс фемто- или субпикосекундной длительности. Мы полагаем, что использование еще и нелинейной поверхности в данной схеме может привести к существенному уменьшению длительности отраженного импульса (возможно с преобразованием частоты).

С п и с о к и л и т е р а т у р ы

- [1] Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Милса. М.: Наука, 1985.

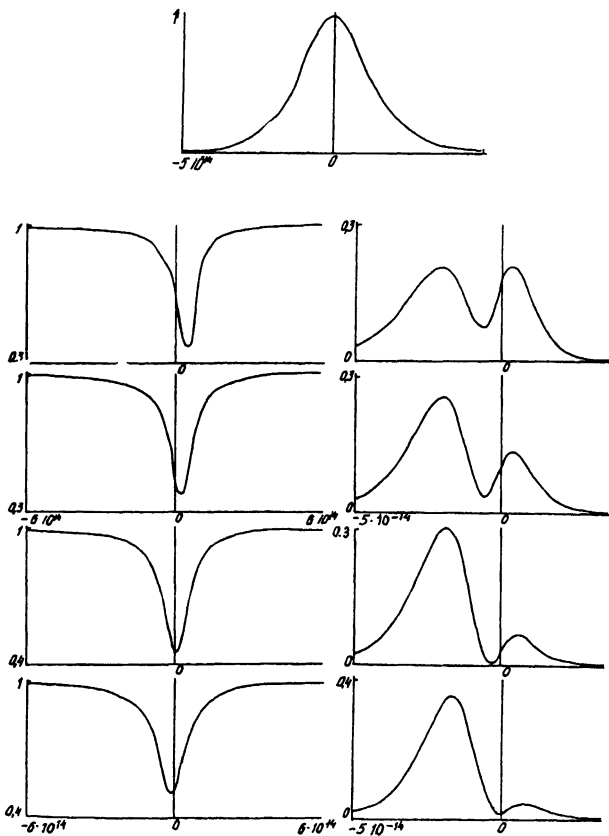


Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента отражения (левый столбец) и временная форма отраженного импульса (правый столбец) при различных толщинах пленки серебра ($\epsilon_1 = -50$, $\epsilon_2 = 1$): $d = 475, 450, 425, 400$ нм соответственно (сверху вниз). Вверху представлена временная форма падающего импульса длительностью 10 фс. $\theta = 42.57^\circ$.

- [2] K r e t s c h m a n n E. // Z. Phys. 1971. Bd. 241. P. 313-324.
- [3] Г о л у б ц о в А.А., П и л и п е ц к и й Н.Ф., С у д а р - к и н А.Н., Ч у д и н о в А.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 208-211.
- [4] А х м а н о в С.А., В ы с л о у х В.А., Ч и р к и н А.С. // Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука. 1988.
- [5] Д ж е к с о н Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965.

Поступило в Редакцию
7 сентября 1992 г.