

## ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО МЕТОДА ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.В. Бородин<sup>1</sup>, Н.А. Панов<sup>1</sup>, М.Н. Есаулков<sup>1</sup>, О.Г. Косарева<sup>1</sup>,  
А.А. Фролов<sup>2</sup>, А.П. Шкуринов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

<sup>2</sup>Объединенный институт высоких температур РАН

av.borodin@physics.msu.ru

Предложен метод регистрации импульсного терагерцового излучения, основанного на восстановлении временного профиля терагерцового сигнала по временному профилю интенсивности второй гармоники, сформированной в результате излучения переходным фототоком при нелинейном взаимодействии ТГц импульсов с лазерными импульсами в присутствии постоянного поля в газовых средах.

Проведено сравнение возможности восстановления сигнала, как с помощью предложенного метода, так и с помощью метода, основанного на нелинейном отклике связанных электронов. Показано, что существует критическая, зависящая от метода частота, корректное восстановление сигнала выше которой принципиально невозможно. Для случая регистрации посредством переходного фототока эта частота оказывается выше.

В работах по генерации импульсного ТГИ было показано, что использование газовых сред позволяет формировать терагерцовое излучение, верхняя частота которого ограничена обратной длительностью лазерного импульса [1,2]. В последующих работах было показано, что использование процесса генерации второй гармоники лазерного излучения в присутствии постоянного поля в газах позволяет осуществить когерентную регистрацию в схеме спектроскопии с временным разрешением [3]. В этом случае за счет ангармонизма отклика связанных электронов происходит процесс генерации второй гармоники, чья интенсивность оказывается пропорциональной амплитуде поля, что позволяет осуществлять регистрацию, как амплитуды, так и фазы сигнала. Запись временной формы сигнала осуществляется с помощью стандартной корреляционной схемы спектроскопии с временным разрешением.

Однако в работе [4] показано, что появление свободных электронов в области взаимодействия волн в результате ионизации газовой среды, может приводить к искажению процесса регистрации терагерцового излучения на высоких частотах.

В данной работе производится исследование влияния механизма генерации второй гармоники за счет ионизационной нелинейности на процесс регистрации импульсного терагерцового излучения. Кроме того производится сравнение спектральных чувствительностей детектора на основе газовых сред для основных механизмов, а также сравниваются

результаты восстановления реальных терагерцовых сигналов для этих случаев. Рассматриваются границы применения систем спектроскопии с временным разрешением для регистрации терагерцового излучения.

Рассмотрим процесс генерации второй гармоники в присутствии постоянного поля и терагерцового поля за счет переходного фототока (ионизационной нелинейности). При регистрации рассматриваемым методом генерация излучения ВГ происходит в условиях накачки полем  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\text{лазер}} + \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{\text{THz}}$ , где  $\mathbf{E}_{\text{лазер}}$  – поле лазерного излучения,  $\mathbf{E}_0$  – постоянное поле, прикладываемое к области перетяжки,  $\mathbf{E}_{\text{THz}}$  – терагерцовое поле

Пусть поле  $\mathbf{E}$  достаточно для многофотонной/туннельной ионизации газовой среды. Тогда излучательная часть тока, может быть записана в виде:

$$\dot{\mathbf{J}} = \frac{e^2}{m} N_e \mathbf{E} \quad (1)$$

Спектр  $N_e$ , определяемый лазерным полем, имеет только четные гармоники, поскольку ионизация эффективно происходит каждые пол оптического периода. В результате излучающая часть фототока, ответственная за генерацию ВГ, будет определяться произведением:

$$\dot{\mathbf{J}}_{\text{even}} = \frac{e^2}{m} N_e (\mathbf{E}_{\text{DC}} + \mathbf{E}_{\text{THz}}) \quad (2)$$

Спектральная плотность мощности в этом случае может быть тогда записана в следующем виде:

$$S = \left| \hat{F}(\dot{\mathbf{J}}) \right|^2 = f(\Omega) (\bar{\mathbf{E}}_{\text{dc}}^2 + \bar{\mathbf{E}}_{\text{THz}}^2 + 2\bar{\mathbf{E}}_{\text{dc}} \bar{\mathbf{E}}_{\text{THz}}), \quad (3)$$

где  $f(\Omega)$  – фактор, определяющий спектральную чувствительность детектора. Выражение (3) справедливо и для случая генерации второй гармоники за счет нелинейной поляризации со своим выражением для фактора  $f(\Omega)$ .

В схеме спектроскопии с временным разрешением путем гетеродинирования происходит выделение и регистрация компоненты  $S_{2\omega} = f(\omega) E_{\text{dc}} E_{\text{THz}}$ . Запись временной формы терагерцового сигнала происходит путем изменения времени задержки  $\tau_i$  между оптическим пробным и терагерцовым импульсами.

Границы применимости метода регистрации исследованы на основе анализа восстановления модельного терагерцового сигнала  $E_{\text{THz}} = E_{\text{THz}}^0 \cos \Omega t$ . При оценке качества восстановления сигнала определялась величина стандартного отклонения от восстанавливаемого сигнала  $\xi(\Omega) = \sqrt{\sum (E_{\text{THz}}(\tau_i) - S_{2\omega}(\tau_i))^2}$ . Поведение величины  $\xi(\Omega)$  исследовалось в случае использования пробного импульса длительностью 120 фс.

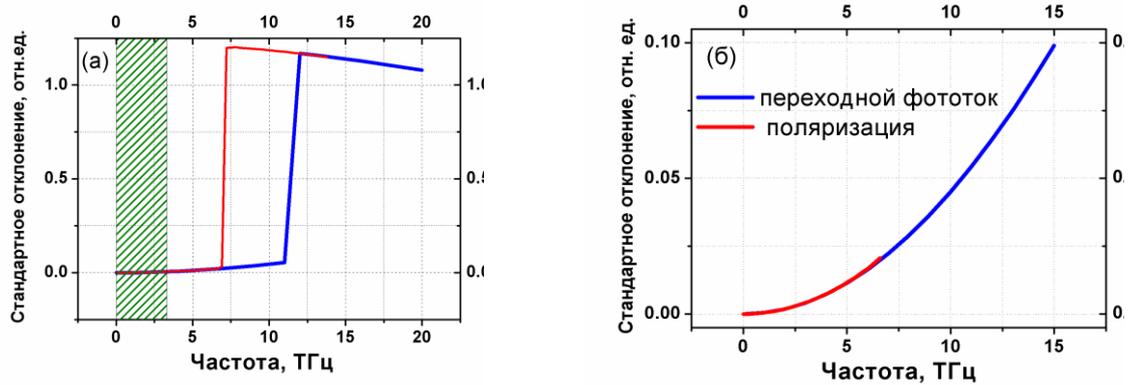


Рис. 1. Зависимость стандартного отклонения восстановленного сигнала от исходного в зависимости от частоты для поляризационного (красная кривая) и фототокового (синяя кривая) механизмов формирования сигнала ВГ.

Из графика следует, что с ростом частоты происходит монотонное ухудшение качества восстановления сигнала для обоих механизмов. При этом стоит отметить, что в случае фототока свободных электронов удастся восстановить более высокочастотные компоненты терагерцового сигнала. Скачкообразное ухудшение восстановленного сигнала для обоих механизмов связано с тем, что перестает восстанавливаться фаза исходного сигнала.

Кроме того было оценено значение концентрации в области перетяжки и, соответственно, значение для плазменной частоты в плазме оптического пробоя. Область ниже плазменной частоты изображена на графике заштрихованной областью. Таким образом, оказывается, что на низких частотах (1-3 ТГц) в условиях оптического пробоя будет происходить искажении процесса регистрации из-за рассеяния и дифракции низких частот на плазменном канале, что следует учитывать при выборе экспериментальных условий работы плазменно-лазерного метода регистрации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Cook D. J., Hochstrasser R. M. // *Optics Letters*. 2000. V. 25. P. 1210.
2. Borodin A.V., *et. al.* // Accepted for publications to *Optics Letters* 21/02/2013.
3. Dai J., Xie X., Zhang X. C. // *Physical Review Letters*. 2006. V. 97. P. 103903-1.
4. Frolov A. A., Borodin A. V., Esaulkov M. N., Kuritsyn I. I., Shkurinov A. P. // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2012. V. 114. P. 893.