Інститут фізики Національної академії наук України

> Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

## Щербін Костянтин Володимирович

УДК 535.4, 535.34

## **ДИСЕРТАЦІЯ**

## Підвищення нелінійно-оптичного відгуку

# фоторефрактивних напівпровідників в інфрачервоній області спектра

01.04.05 – оптика, лазерна фізика

природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня

доктора фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

\_\_\_\_К. В. Щербін

### АНОТАЦІЯ

*Щербін К. В.* Підвищення нелінійно-оптичного відгуку фоторефрактивних напівпровідників в інфрачервоній області спектра. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.05 – «оптика, лазерна фізика». – Інститут фізики НАН України, Київ, 2021.

В дисертаційній роботі вирішується проблема підвищення відгуку фоторефрактивних напівпровідників завдяки оптимізації їх властивостей для запису динамічних голограм в інфрачервоному (ІЧ) діапазоні спектра. Динамічна голографія відкрила нові можливості для керування оптичними каналами зв'язку, для обробки оптичної інформації, здійснення математичних і логічних операцій із зображеннями тощо. Відповідні пристрої можуть бути особливо корисними в телекомунікаційних системах, які налаштовані на ІЧ світло. Фоторефрактивні кристали (ФРК) – безсумнівні кандидати для подібних застосувань. Але класичні фоторефрактивні сегнетоелектрики з великими константами взаємодії здебільшого нечутливі в ІЧ діапазоні. Чутливими є швидкі напівпровідники, такі як CdTe, GaAs та InP. Але внаслідок невеликих електрооптичних коефіцієнтів їм притаманні і менші сталі взаємодії. До того ж ці константи обернено пропорційні довжині хвилі і тому завжди зменшені в ІЧ області. Тому нагальним стає збільшення ефективності запису динамічних голограм в напівпровідниках ІЧ світлом. В дисертаційній роботі проблема підвищення коефіцієнтів нелінійно-оптичної взаємодії в напівпровідниках вирішується кількома способами. В результаті отримані збільшені коефіцієнти зв'язку для різних конфігурацій запису. Базуючись на проведених всебічних дослідженнях, запропоновані та реалізовані оптичні методи підвищення фоторефрактивного відгуку. Продемонстровані нові та покращені відомих пристроїв характеристики на основі динамічних граток В напівпровідниках.

В роботі досліджувались різні об'ємні напівпровідникові кристали, серед яких номінально чистий CdTe і сполуки на його основі, та CdTe легований Ge, Sn, V, Ti, Cr, Fe, Ta; нелегований GaAs та GaAs:Cr; гібридні рідинно-кристалічні GaAs. CdTe або комірки підкладками, виготовленими 3 Аналіз 3 електрооптичних характеристик та результатів, отриманих на початок даної роботи, показав перспективність CdTe і, зокрема, CdTe:Ge. Але в той же час для різних зразків цих кристалів спостерігались розбіжності фоторефрактивних властивостей. Тому було проведено всебічне дослідження властивостей CdTe:Ge із залученням вивчення нелінійних оптичних взаємодій, спектроскопії оптичного поглинання і поглинання, індукованого світлом, магнітного кругового дихроїзму, оптичного детектування магнітного дихроїзму, електронного парамагнітного резонансу (ЕПР) та фото-ЕПР. Отримані результати показали що два центри, кожен в двох зарядових станах, присутні в CdTe:Ge. Один з центрів ідентифікований як Ge на місці вакансії Cd в кристалічній гратці CdTe. I хоча природа другого центру остаточно не з'ясована, для обох центрів визначені енергії оптичної активації обох їх можливих зарядових станів. Запропонована схема енергетичних рівнів в забороненій зоні CdTe:Ge. Встановлені основні напрямки перерозподілу заряду між різними зарядовими станами домішкових і дефектних центрів, які відбуваються при опроміненні світлом з різною отриманих Ha основі довжиною хвилі. результатів запропоновано та методику підвищення фоторефрактивного продемонстровано відгуку за допомогою додаткового освітлення з правильно підібраною довжиною хвилі. З використанням цієї методики отримані найбільші для всіх напівпровідників константи взаємодії для попутної взаємодії при дифузійному механізмі запису гратки на довжині хвилі  $\lambda > 0,93$  мкм.

Раніше було відомо, що олово створює рівень біля середини забороненої зони CdTe. Відштовхуючись від цієї інформації, в роботі запропоновано і вперше продемонстровано фоторефрактивний запис в CdTe:Sn неперервним випроміненням на  $\lambda = 1,064$  мкм. Всебічне дослідження цих кристалів показало,

що лише один центр, домішковий центр олова, важливий для формування просторового заряду. Визначені енергії оптичної активації двох його зарядових станів. Близькість енергій пояснює зменшені, порівняно з CdTe:Ge, сталі взаємодії одночасною фотогенерацією носіїв заряду обох знаків, внаслідок чого основна гратка частково компенсується неосновними носіями. Підвищення нелінійно-оптичного відгуку можливо завдяки створенню спеціального компенсаційного рівня для вторинних носіїв, що можна забезпечити введенням додаткової домішки та/або модифікацією процедури вирощування кристала.

Разом з фахівцями з синтезу фоторефрактивних напівпровідників з Чернівецького національного університету імені Юрія Федьковича (ЧНУ) продемонстровано можливість відтворюваного синтезу кристалів CdTe:Ge з високою концентрацією пасток, необхідною для ефективного запису граток при зустрічній взаємодії. Досягнуті експоненціальні коефіцієнти підсилення на двох важливих довжинах хвиль  $\lambda = 1,064$  мкм і  $\lambda = 1,55$  мкм є найбільшими для всіх напівпровідників при дифузійному механізмі запису і суттєво перевищують відомі: в 2,5 рази на  $\lambda = 1,064$  мкм і майже в 1,5 рази на  $\lambda = 1,55$  мкм. Дослідження фоторефрактивних властивостей дозволили зробити оцінки величин, які характеризують оптимізовані кристали як тверде тіло, а саме довжину екранування Дебая, ефективну концентрацію пасток, ступінь двополярності фотопровідності, співвідношення ефективних темнової провідності і константи фотопровідності. Продемонстрована однорідність фоторефрактивних властивостей по об'єму зразка.

При коливаннях інтерференційного поля навколо квазістаціонарного положення гратки просторового заряду у ФРК виникає нестаціонарна фотоелектрорушійна сила (ФЕРС), а в короткозамкненому зразку відповідний струм. Дослідження ФЕРС в кристалах CdTe:Ge дозволили зробити додаткові висновки про процеси формування просторового заряду в цьому напівпровіднику. На хвилі  $\lambda = 1,06$  мкм загальна гратка складається з двох компонент одного знаку. В широкому діапазоні просторових періодів гратки ці компоненти суттєво

часу релаксації. Аналіз отриманих розділені по даних i додаткові фоторефрактивні дослідження показали, що просторовий заряд утворюється при фотогенерації вільних носіїв заряду одного знаку (дірок для кристалів, що досліджувались) з пасток двох типів в CdTe:Ge і подальшому захопленні носіїв на ці пастки. А дві розділені складові загальної гратки формуються на різних пастках, заряд між якими при запису майже не перерозподіляється. Повільна складова пов'язана з просторовим перерозподілом зарядів (дірок) по центрам, які були визначені в CdTe:Ge як X<sup>0/-</sup>, а швидка компонента – з центрами Ge<sup>0/+</sup>. Збільшення відносної концентрації зарядового стану Ge<sup>+</sup> має суттєво прискорити відгук CdTe:Ge на  $\lambda = 1,064$  мкм.

Дослідження струму ФЕРС в різних експериментальних умовах дозволили оцінити довжини дифузійного переносу, добутки рухливості на час життя носіїв заряду, константи фотопровідності та темнові провідності, які розглядаються як ефективні величини при аналізі швидкого і повільного процесів формування гратки просторового заряду.

Поле просторового заряду в ФРК може бути збільшене завдяки використанню зовнішнього електричного поля. Таке збільшення було отримане різними напівпровідниками. Найкращі сталі В роботі 3 взаємодії, продемонстровані для кристалів CdTe із застосуванням як постійного, так і змінного поля, знаходяться серед найкращих значень, відомих для різних напівпровідників при подібних полях. Використання змінного або постійного поля дозволило отримати в CdTe:Ge генерацію в схемі подвійного обертаючого дзеркала. Це засвідчує, що стала взаємодії значно перевищує порогове значення  $\Gamma d = 4$ , бо на додаток до досягнення порогу, вона повинна компенсувати втрати на поглинання і відбивання.

В матеріалах з великим добутком рухливості на час життя вільних носіїв заряду в зовнішньому полі можуть виникати так звані хвилі просторового заряду (ХПЗ). ХПЗ – це слабко затухаючі власні коливання просторового заряду, який формуються на пастках. Важливою характеристикою ХПЗ є її добротність. Якщо

поле просторового заряду плавно росте з ростом амплітуди зовнішнього поля, то добротність ХПЗ має резонанс по полю. Якщо резонанс вузький, а добротність в максимумі велика, то можуть спостерігатись резонансні явища. Одним з таких явищ є генерація просторових субгармонік. Виникає вона, якщо основна гратка з просторовою частотою К стає нестійкою відносно збудження слабко затухаючої ХПЗ з високою добротністю та з просторовою частотою, дробовою до К (К/2, К/3...). За кристалом з'являється новий пучок (пучки), який розповсюджується між пучками, що записують гратку, і відповідає дифракції на гратці з просторовою частотою К/2, К/3... Раніше подібні субгармоніки спостерігались лише в кристалах типу силікосиленіту. В роботі вперше продемонстровано генерацію просторових субгармонік в напівпровіднику (CdTe:Ge). Побудовані експериментальні діаграми існування субгармонік по амплітуді поля і просторовому періоду основної гратки. Узгодження ХПЗ з граткою, індукованою світлом, дозволило отримати резонансне підсилення сигнальної хвилі при двопучковій взаємодії. Запропоновано і вперше продемонстровано поляриметричну методику для візуалізації просторового розподілу поля ХПЗ.

Поєднання в одній комірці напівпровідників, чутливих в ІЧ діапазоні спектра, з рідинними кристалами (РК), здатними до створення значних модуляцій показника заломлення, дозволило створити гібридні пристрої з великими сталими взаємодії в ІЧ області спектра. Продемонстровано так звані фоторефрактивні РК гібриди з підкладками з СdTe. Отримані коефіцієнти підсилення на  $\lambda = 1,064$  мкм на порядок перевищують величини, відомі для попутної взаємодії в напівпровідниках в дифузійному режимі. Вперше реалізовано запис динамічних голограм в ІЧ області спектра в гібридах іншого типу – рідинно-кристалічних вентилях світла. Отримано стаціонарне підсилення сигнальної хвилі на  $\lambda = 1,064$  мкм завдяки дифракції світла від потужної накачки. Кратність підсилення G = 17 майже вдвічі перевищує підсилення в будь-яких РКВС, досягнуті на будь-яких довжинах хвиль. В роботі продемонстровано нові і вдосконалено характеристики відомих пристроїв на основі динамічних граток в напівпровідниках з підвищеним нелінійно-оптичним відгуком в ІЧ області спектра. Серед них обмежувач потужності ІЧ світла на основі рідинно-кристалічного вентиля світла з підкладкою з GaAs, суто оптичний перемикач оптичних каналів зв'язку на основі подвійних обертаючих дзеркал в CdTe, однопроменевий датчик вібрацій спекл полів в ІЧ діапазоні спектра на основі ФЕРС в CdTe, адаптивний інтерферометр з динамічними гратками в CdTe:Ge в присутності постійного електричного поля з покращеним частотним відгуком, адаптивний інтерферометр на основі зустрічної двопучкової взаємодії в CdTe, в якому чутливість до виміру малих зміщень забезпечує зовнішня фазова модуляція однієї з хвиль, що записують гратку.

Ключові слова: динамічна голографія, фоторефрактивний ефект, фоторефрактивний напівпровідник, двопучкова взаємодія, інфрачервона область спектра, гібридна рідинно-кристалічна комірка, адаптивний інтерферометр.

#### SUMMARY

Shcherbin K. V. Enhancement of the nonlinear optical response of photorefractive semiconductors in the infrared spectral range. – Qualification scientific work on the rights of the manuscript.

Thesis for the degree of doctor of physical and mathematical sciences, specialty 01.04.05 – optics, laser physics. – Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, 2021.

The thesis is addressing the actual problem of nonlinear optical response increase of photorefractive semiconductors and hybrid elements on their basis in the infrared spectral range. The dynamic holography opens new possibilities for controlling the optical communication channels, optical data processing, mathematical and Boolean operation with images, etc. The related devices are especially important for the telecommunication systems that are tuned to the infrared light. Photorefractive crystals (PRC) are the best candidates for such applications. However, the classical photorefractive ferroelectrics with large coupling constants are not sensitive in the infrared. The fast photorefractive semiconductors, like CdTe, GaAs, InP, are sensitive. However, the coupling constants are smaller because of the moderate electrooptic coefficients. In addition, the coupling constants are inversely proportional to the wavelength and therefore they are always reduced in the infrared. That is why the enhancement of dynamic holograms efficiency in the infrared is important task. The problem of the increase of nonlinear optical response in semiconductors is solved in the work in different ways. As a result, the increased coupling constants are achieved for different configurations of recording. Based on the results of complex studies of photorefractive semiconductors, optical techniques of photorefractive response increase are proposed and realized. The new devices based on dynamic gratings in semiconductors are demonstrated and the characteristics of known systems are improved.

Different volume semiconductor crystals are studied. Nominally pure CdTe and solid solutions on its basis, CdTe dopped with Ge, Sn, V, Ti, Cr, Fe, Ta; undoped GaAs and GaAs:Gr; liquid crystal cells with CdTe and GaAs substrates are among them. Analysis of electrooptic properties and the results achieved before this work show the prospects of CdTe and CdTe:Ge, in particular. However, a large spread of photorefractive properties was observed for different samples. To find the reason of discrepancies the complex study of CdTe:Ge is performed that includes the study of nonlinear optical properties, spectroscopy of optical absorption and lightinduced absorption, magnetic circular dichroism, electron paramagnetic resonance (EPR) and photo-EPR. The results show that two different species, each in two possible charge states, are present in the CdTe:Ge. One center is identified as Ge on Cd vacancy site. Although the nature of second center is not fully established, the optical activation energies are found for both charge states of both species. The main directions of charge transfer processes are found that take place under illumination at different wavelength. Using the results, the technique of optical sensitization for photorefractive recording is proposed and realized, that operates with auxiliary illumination at appropriate

wavelength. The largest coupling constants are achieved with the technique for all semiconductors in codirectional two-beam coupling in diffusion mode at  $\lambda > 0.93 \ \mu m$ .

It was known that tin forms energy level close to the middle of the bandgap in CdTe:Sn. That is why the tin is proposed in the work as photorefractive dopant for CdTe. The first photorefractive recording was achieved in CdTe:Sn with cw radiation at  $\lambda = 1.064 \mu m$ . The complex study of the crystals shows that a single center, which is tin impurity center, is responsible for grating formation in CdTe:Sn. The optical excitation energies are found for both charge states of the center. The closeness of the energies explains moderate coupling constants, as compare to that in CdTe:Ge, by simultaneous excitation of charge carriers of both signs, which leads to partial compensation of the main grating by secondary carriers. A co-doping is proposed for nonlinear optical response increase via creating a special compensation level for secondary charge carriers.

A large effective trap density is necessary for efficient grating recording at contra-directional two-beam coupling. The possibility of reproducible synthesis of CdTe:Ge crystals with high trap density is demonstrated together with scientists from Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University. The coupling constants achieved at two important wavelengths,  $\lambda = 1.064 \mu m$  and  $\lambda = 1.55 \mu m$ , are the largest constants for all semiconductors in diffusion mode of grating recording. They overcome the known values: 2.5 times at  $\lambda = 1.064 \mu m$  and almost 1.5 times at  $\lambda = 1.55 \mu m$ . The study of photorefractive properties allows to estimate some solid-state characteristics of the optimized crystals, namely, the Debye screening length, effective trap density, the degree of bipolar conductivity, the ratio of effective dark conductivity and specific conductivity. The homogeneity of excellent photorefractive properties across the crystal volume is demonstrated.

If the interference pattern oscillates around quasi-stationary position, the nonstationary photo electromotive force (PEMF) may appear in the crystal. The PEMF current stars to flow in a short-circuited sample. The study of PEMF in CdTe:Ge allows for additional conclusions about processes of the space charge formation. The main

grating at  $\lambda = 1.064$  µm consists of two components with the same sign. The components have very different time constants over a wide range of the grating spacings. The data analysis together with additional photorefractive studies show that the space charge is formed by charge carriers of the same sign (the holes in the studied samples), which are photoexcited from species of two types in CdTe:Ge and which are trapped by these traps. The two components are formed on different species with no charge redistribution between them. The slow component is related to spatial redistribution of charge carriers (holes) on the center, defined in CdTe:Ge as X<sup>0/-</sup>, while the fast part is associated with Ge<sup>0/+</sup>. It is suggested that increase of the relative concentration of the charge state Ge<sup>+</sup> by any means should speed up the response of CdTe:Ge at  $\lambda = 1.064$  µm considerably.

The study of the PEMF current in different experimental conditions gives estimates for the effective diffusion lengths, mobility-lifetime products of the charge carriers, specific photoconductivities and dark conductivities, wich should be considered as effective characteristics, associated with the fast and slow processes of the space-charge grating formation.

The space-charge field may be increased in PRC by application of the external electric field. Such increase is achieved in the work for different semiconductors. The coupling constants demonstrated for ac or dc biased CdTe are among the best values reported for different semiconductors with similar fields. Also, the use of ac or dc field allows for oscillation in the double phase conjugate mirror scheme. The oscillation itself confirms that the coupling strength is much larger than the threshold value  $\Gamma d = 4$ , as all optical losses for absorption and Fresnel reflection are compensated in addition to the threshold reaching.

In the presence of the electric field the so-called space charge waves (SCW) may appear in the materials with a large mobility-lifetime product of the charge carriers. SCW are the weakly dumped eigen modes of the space-charge oscillation, which appear on the traps. An important characteristic of SCW is the quality factor. If the space-charge amplitude grows smoothly with the amplitude of the external field, the quality factor has a resonance. If the resonance is narrow and the quality factor is large at the maximum, some resonance phenomena may appear. One of them is the spatial subharmonics generation. It appears, if the lightinduced grating with spatial frequency K becomes unstable against excitation of SCW with large quality factor and with spatial frequency fractional to K(K/2, K/3...). New beam becomes visible behind the crystal, propagating in-between the recording beams and corresponding to diffraction from the grating with spatial frequency K/2, K/3... Such kind of subharmonics has been observed previously in sillenites family crystals only. In the present work the generation of spatial subharmonics is demonstrated for a photorefractive semiconductor (CdTe) for the first time. Experimental diagrams of spatial subharmonics existence are plotted on the field amplitude and grating spacing of the primary grating. Synchronizing in spatial frequency the SCW and the lightinduced grating allows for resonant amplification of the weak signal beam in two-beam coupling in CdTe:Ge. The use of polarimetric technique is proposed and realized for the first time, which maps the spatial distribution of the field of SCW.

The assembling in a single hybrid cell semiconductor, sensitive in the infrared, with liquid crystal (LC), in which a large refractive index modulation may be created, allows for making hybrid devices with a large coupling constants in the infrared. The so-called photorefractive LC hybrid is demonstrated with CdTe substrates. The gain factor achieved at  $\lambda = 1.064 \mu m$  is an order of magnitude larger than the constants for transmission gratings in semiconductors in diffusion mode. The dynamic grating recording is demonstrated also in another type of hybrid, liquid crystal light valve, for the first time in the infrared. The steady-state amplification of the weak beam is achieved at  $\lambda = 1.064 \mu m$  as a result of diffraction from the strong pump. The amplification factor G = 17 is almost two times larger than the best values reported for such devices at any wavelength.

The new applications are demonstrated, and the characteristics of known devices are improved, using the semiconductors with enhanced photorefractive response in the infrared. They are the following: The optical limiter for the infrared light based on liquid crystal light valve with GaAs substrate, all optical interconnect based on double phase conjugate mirrors in CdTe, the PEMF-based self-calibrated single-beam sensor with CdTe for measurement of a transverse vibration amplitude of the speckled field in the infrared, the two-wave mixing adaptive interferometer based on dc-biased CdTe with improved frequency response, CdTe-based adaptive interferometer using contradirectional two-beam coupling, in which the sensitivity for displacement measurements is ensured by external phase modulation of a recording wave.

**Keywords:** dynamic holography, photorefractive effect, photorefractive semiconductor, two-beam coupling, infrared, hybrid liquid crystal cell, adaptive interferometer.

## СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

### Розділ в колективній монографії

 K. Shcherbin, "Recent progress in semiconductor photorefractive crystals" in *Photorefractive materials and their applications II*, P. Günter and J.-P. Huignard eds. (Springer Science + Business Media, Inc., New York 2007).

### Публікації у фахових наукових журналах

- 2. P. Mathey, G. Gadret, and K. Shcherbin, *Slow light with photorefractive fourwave mixing*, Phys. Rev. A **84**, 063802 (2011).
- 3. M. P. Petrov, V. V. Bryksin, K. Shcherbin, M. Lemmer, and M. Imlau, *Trap recharging wave mode with a linear dispersion law for space-charge waves in CdTe:Ge*, Phys. Rev. B **74**, 085202 (2006).
- 4. A. Shumelyuk, K. Shcherbin, S. Odoulov, B. Sturman, E. Podivilov, and K. Buse, *Slowing down of light in photorefractive crystals with beam intensity coupling reduced to zero*, Phys. Rev. Lett. **93**, 243604 (2004).
- V. A. Kalinin, K. Shcherbin, L. Solimar, J. Takacs, and D. J. Webb, *Resonant two-wave mixing in photorefractive materials with the aid of dc and ac fields*, Opt. Lett. 22, 1852-1854 (1997).
- B. Briat, K. Shcherbin, B. Farid, and F. Ramaz, *Optical and magnetooptical study of photorefractive germanium-doped cadmium telluride*, Opt. Commun. 156, 337-340 (1998).
- B. Briat, F. Ramaz, B. Farid, K. Shcherbin, and H. J. von Bardeleben, Spectroscopic characterization of photorefractive CdTe:Ge, J. Cryst. Growth 197, 724-728 (1999).
- K. Shcherbin, S. Odoulov, F. Ramaz, B. Farid, B. Briat, H. J. von Bardeleben, P. Delaye, and G. Roosen, *Charge transfer in photorefractive CdTe:Ge at different wavelengths*, Opt. Mater. 18, 151-154 (2001).
- 9. K. Shcherbin, V. Volkov, V. Rudenko, S. Odoulov, A. Borshch, Z. Zakharuk,

and I. Rarenko, *Photorefractive Properties of CdTe:Sn*, phys. stat. sol. (a) **183**, 337-343 (2001).

- K. Shcherbin, V. Danylyuk, Z. Zakharuk, I. Rarenko, M. B. Klein, *Photorefractive recording in ac-biased cadmium telluride*, J. Alloy. Comp. **371**, 191-194 (2004).
- 11. K. Shcherbin, S. Odoulov, I. Rarenko, and Z. Zakharuk, *Double phase conjugate mirror in germanium doped cadmium telluride*, Opt. Mater. **18**, 159-162 (2001).
- G. Brost, J. Norman, S. Odoulov, K. Shcherbin, A. Shumelyuk, and V. Taranov, *Gain spectra of beam coupling in photorefractive semiconductor*, J. Opt. Soc. Am. B 15, 2083-2091, (1998).
- 13. K. Shcherbin, S. Odoulov, F. Ramaz, D. R. Evans, and B. Briat, *Photosensitive center in CdTe:Sn: Photorefractive, spectroscopic, and magneto-optical studies*, J. Opt. Soc. Am. B 35, 2036-2045 (2018).
- 14. K. Shcherbin, *High photorefractive gain at counterpropagating geometry in CdTe:Ge at 1.064 μm and 1.55 μm*, Appl. Opt. **48**, 371-374 (2009).
- 15. K. Shcherbin, *Spatial subharmonics in a photorefractive semiconductor*, Appl. Phys. B **71**, 123-127 (2000).
- T. O. dos Santos, J. Frejlich, J. C. Launay, and K. Shcherbin, *Speckle photo electromotive force in CdTe:V and CdTe:Ge for measurement of vibration with large amplitude*, Appl. Phys. B **95**, 627-632 (2009).
- T. O. dos Santos, J. Frejlich, and K. Shcherbin, *Photo electromotive force in CdTe:Ge: manifestation of two photorefractive centers*, Appl. Phys. B **99**, 701-707 (2010).
- I. Gvozdovskyy, K. Shcherbin, D. R. Evans and G. Cook, *Infrared sensitive liquid crystal photorefractive hybrid cell with semiconductor substrates*, Appl. Phys. B 104, 883-886 (2011).

- 19. K. Shcherbin, I. Gvozdovskyy, and D. R. Evans, *Infrared sensitive liquid crystal light valve with semiconductor substrate*, Appl. Opt. **55**, 1076-1081 (2016).
- 20. K. Shcherbin, I. Gvozdovskyy, and D. R. Evans, *Optimization of the liquid crystal light valve for signal beam amplification*, Opt. Mat. Express 6, 3670-3675 (2016).
- 21. K. Shcherbin, I. Gvozdovskyy, and D. R. Evans, *Liquid crystal light valve with a semiconductor substrate for dynamic holography in the infrared*, J. Mol. Liq.
  267, 61-66 (2018).
- K. Shcherbin and M.B. Klein, Adaptive interferometers with no external field using reflection gratings in CdTe:Ge at 1550 nm, Optics Commun. 282, 2580-2585 (2009).
- 23. K. Shcherbin, V. Danylyuk, and M. Klein, *Characteristics of two-wave mixing adaptive interferometer with CdTe:Ge at 1.06 and 1.55 μm and improved temporal adaptability with temperature control*, Appl. Opt. **52**, 2729-2734 (2013).
- 24. K. Shcherbin, V. Danylyuk, and A. V. Khomenko, *Visualization of space-charge* waves in photorefractive semiconductor using polarization technique, Ukr. J. Phys. Opt. 7, 164-170 (2006).
- 25. К. В. Щербін, В. М. Данилюк, С. Г. Одулов, Вплив оптичної взаємодії на ефективність генерації просторових субгармонік, УФЖ **47**, 644-649 (2002).

### Патент

 M. B. Klein and K. Shcherbin, "Optical homodyne interferometer," U.S. patent 8,149,421 (3 April 2012).

### Публікації, що засвідчують апробацію роботи

27. K. Shcherbin, F. Ramaz, B. Farid, B. Briat, and H. J. von Bardeleben,
"Photoinduced charge transfer processes in photorefractive CdTe:Ge", in OSA Trends in Optics and Photonics vol. 27, Advances in Photorefractive Materials, *Effects and Devices*, P. E. Andersen, P. M. Johansen, H. C. Pedersen, P. M. Petersen, and M. Saffman eds. (OSA, Washington, DC, 1999), pp. 54-58.

- K. Shcherbin, S. Odoulov, and V. Danilyuk, "Spatial subharmonics in CdTe:Ge," in OSA Trends in Optics and Photonics vol. 62, Photorefractive Effects, Materials, and Devices, D. Nolte, G. Salamo, A. Siahmakoun, and S. Stepanov, eds. (OSA, Washington, DC, 2001), pp. 512-520.
- M. B. Klein, K. Shcherbin, V. Danylyuk, "Photorefractive CdTe:Ge as a medium for laser ultrasonics detection," in OSA Trends in Optics and Photonics vol. 87, Photorefractive Effects, Materials, and Devices, P. Delaye, C. Denz, L. Mager, and G. Montemezzani, eds. (OSA, Washington, DC, 2003), pp. 483-489.
- 30. K Shcherbin, *Gain spectra in photorefractive CdTe:Ge with bipolar conductivity*, SPIE **3749**, 516-517 (1999).
- 31. A. V. Khomenko, K. Shcherbin, I. Rocha-Mendoza, and M. A. Garcia-Zarate, *Excitation of space-charge waves in ac-field biased CdTe:Ge under auxiliary illumination*, SPIE **4829**, 949-950 (2003).
- 32. K. Shcherbin, I. Gvozdovskyy, and D. R. Evans, *Dynamic gratings recording in liquid crystal light valve with semiconductor substrate*, Proc. SPIE 9771, 97710U-1-6 (2016).
- 33. K. Shcherbin, M. B. Klein, and D. R. Evans, *Tailoring of amplification spectrum* using dc-field for high-precision two-wave mixing adaptive interferometry with *CdTe*, Proc. SPIE **10934**, 109341G-1-7 (2019).
- K. Shcherbin, S. Odoulov, D. R. Evans, F. Ramaz, B. Briat, "Solid-state characterization of CdTe:Sn as a medium for adaptive interferometry," Proc. SPIE 10934, 109341H-1-7 (2019).
- 35. D. J. Webb, K. Shcherbin, V. A. Kalinin, J. Takacs, and L. Solymar, *First experimental demonstration of a new technique for photorefractive grating enhancement*, Proc. Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects and Devices PR'97, Chiba, Japan, 1997, pp. 352-354.

- 36. S. Odoulov, K. Shcherbin, A. Shumelyuk, V. Taranov, G. Brost, and J. Norman, *Gain spectra of beam-coupling in photorefractive semi-insulating semiconductors*, Proc. Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects and Devices PR'97, Chiba, Japan, 1997, pp. 535-538.
- 37. T. O. dos Santos, J. Frejlich, J. C. Launay, and K. Shcherbin, *Speckle photo electromotive force in CdTe:V and CdTe:Ge for measurement of vibration with large amplitude*, Proc. Photorefractive Materials, Effects, and Devices Control of light and Matter, PR'09, Bad Honnef, 2009 pp. 14-15.
- 38. K. Shcherbin, V. Danylyuk, and Marvin Klein, *Improved temporal adaptability* of two-wave mixing interferometer with CdTe:Ge using temperature control, Proc. International Conference on Photorefractive Effects, Materials and Devices PR'13, Winchester, UK, 2013, p. 105.
- K. Shcherbin, I. Gvozdovskyy, and D. R. Evans, *Infrared sensitive liquid crystal light valve with semiconductor substrate*, Proc. Photorefractive Photonics PR'15, Villars, Switzerland, 2015, 3 pp.
- 40. M. B. Klein, D. R. Evans, and K. Shcherbin, *Two-wave mixing amplification* spectrum and adaptive interferometry in CdTe under dc-bias, in Proc. Photorefractive Photonics and beyond PR'19, Gerardmer, France, 2019, pp. 190-191.
- F. Ramaz, B. Farid, B. Briat, and K. Shcherbin, A Spectroscopic Study of *Photorefractive CdTe:Ge*, Technical Digest, Conference on Lasers and Electro-Optics Europe CLEO/Europe-1998, Glasgow, UK, 1998, p. 297.
- 42. K. Shcherbin, S. Odoulov, and P. Poplavko, *Photorefractivity of CdTe:Ge at 1.06 and 1.32 μm*, Technical Digest, Conference on Lasers and Electro-Optics Europe CLEO/Europe-1998, Glasgow, UK, 1998, p. 297.
- 43. S. Odoulov, K. Shcherbin, B. Briat, F. Ramaz, and B. Farid, *Photorefraction in CdTe:Ge enhanced by auxiliary illumination*, OSA Technical Digest, Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO-99, Baltimore, USA, 1999, p. 277.

- 44. S. Odoulov and K. Shcherbin, *Generation of spatial subharmonics in a photorefractive semiconductor*, OSA Technical Digest, Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO-01, Baltimore, USA, 2001, p. 469.
- 45. K. Shcherbin, O. Shumelyuk, S. Odoulov, and E. Krätzig, *Spectrum of the photorefractive CdTe:Ge response in the near infrared*, OSA Technical Digest, Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO-02, Long Beach, USA, 2002, pp. 208-209.
- 46. K. Shcherbin, S. Odoulov, A. Khomenko, I. Rocha-Mendoza, and M. Carcia-Zarate, *Resonant enhancement of photorefraction in CdTe via excitation of appropriate space-charge waves*, OSA Technical Digest, Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO-02, Long Beach, USA, 2002, pp. 209-210.
- 47. M. B. Klein and K. Shcherbin, Adaptive receivers for laser ultrasonics using photorefractive CdTe, OSA Technical Digest, Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO-03, Baltimore, USA, 2003, pp. CFK1-1-3.

## **3MICT**

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ
ВСТУП
РОЗДІЛ 1. ФОТОРЕФРАКТИВНИЙ ЕФЕКТ ТА ЙОГО
ОСОБЛИВОСТІ В НАПІВПРОВІДНИКОВИХ КРИСТАЛАХ 39
1.1. Фізичні основи фоторефрактивного ефекту 39
1.2. Поле просторового заряду і двопучкова взаємодія на
фоторефрактивних гратках41
1.3. Фоторефрактивні напівпровідники серед інших
фоторефрактивних матеріалів
В СDTE:GE TA CDTE:SN 3 МЕТОЮ ВИЗНАЧЕННЯ ЇХ РОЛІ В НЕЛІНІЙНО-ОПТИЧНОМУ ВІДГУКУ ТА ДЛЯ ПОШУКУ ШЛЯХІВ ЙОГО ПІДВИЩЕННЯ
2.1. Фоторефрактивні центри в CdTe:Ge
2.1.1. Фоторефрактивні властивості CdTe:Ge
2.1.2. Спектри лінійного поглинання і змін поглинання, індукованих
світлом
2.1.3. Магнітний круговий дихроїзм в CdTe:Ge
2.1.4. Ідентифікація центрів в CdTe:Ge за допомогою ЕПР-методик77
2.1.5. Схема енергетичних рівнів в забороненій зоні CdTe:Ge
2.1.6. Процеси перерозподілу заряду між фоторефрактивними центрами
в CdTe:Ge при опроміненні світлом з різною довжиною хвилі
2.2. Фоторефрактивні центри в CdTe:Sn92

2.2.1. Фоторефрактивні властивості CdTe:Sn
2.2.2. Спектри лінійного поглинання та змін поглинання, наведених
світлом, в кристалах CdTe:Sn 102
2.2.3. Ідентифікація центрів в CdTe:Sn за допомогою магнітооптичних
досліджень107
2.2.4. Схема енергетичних рівнів в забороненій зоні CdTe:Sn і процес
формування гратки просторового заряду 109
2.2.5. Переваги і недоліки фоторефрактивного CdTe:Sn 111
2.3. Оптичне керування підвищенням фоторефрактивного відгуку
напівпровідників
2.4. Висновки до розділу120
розпіл з фоторефрайтирні в пастирості срте
РОЗДІЛ 3. ФОТОРЕФРАКТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ СDTE,
РОЗДІЛ З. ФОТОРЕФРАКТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ СDTE, ОПТИМІЗОВАНОГО ДЛЯ ДИФУЗІЙНОГО ЗАПИСУ ЗА ДОПОМОГОЮ
РОЗДІЛ З. ФОТОРЕФРАКТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ СDTE, ОПТИМІЗОВАНОГО ДЛЯ ДИФУЗІЙНОГО ЗАПИСУ ЗА ДОПОМОГОЮ ЛЕГУВАННЯ І МОДИФІКАЦІЇ ПРОЦЕДУРИ СИНТЕЗУ КРИСТАЛУ 122
РОЗДІЛ З. ФОТОРЕФРАКТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ СDTE, ОПТИМІЗОВАНОГО ДЛЯ ДИФУЗІЙНОГО ЗАПИСУ ЗА ДОПОМОГОЮ ЛЕГУВАННЯ І МОДИФІКАЦІЇ ПРОЦЕДУРИ СИНТЕЗУ КРИСТАЛУ 122 3.1. Мотивація та цілеспрямована селекція кристалів у співпраці зі
РОЗДІЛ З. ФОТОРЕФРАКТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ СDTE, ОПТИМІЗОВАНОГО ДЛЯ ДИФУЗІЙНОГО ЗАПИСУ ЗА ДОПОМОГОЮ ЛЕГУВАННЯ І МОДИФІКАЦІЇ ПРОЦЕДУРИ СИНТЕЗУ КРИСТАЛУ 122 3.1. Мотивація та цілеспрямована селекція кристалів у співпраці зі спеціалістами з синтезу
РОЗДІЛ З. ФОТОРЕФРАКТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ СDTE, ОПТИМІЗОВАНОГО ДЛЯ ДИФУЗІЙНОГО ЗАПИСУ ЗА ДОПОМОГОЮ ЛЕГУВАННЯ І МОДИФІКАЦІЇ ПРОЦЕДУРИ СИНТЕЗУ КРИСТАЛУ 122 3.1. Мотивація та цілеспрямована селекція кристалів у співпраці зі спеціалістами з синтезу
РОЗДІЛ З. ФОТОРЕФРАКТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ СDTE, ОПТИМІЗОВАНОГО ДЛЯ ДИФУЗІЙНОГО ЗАПИСУ ЗА ДОПОМОГОЮ ЛЕГУВАННЯ І МОДИФІКАЦІЇ ПРОЦЕДУРИ СИНТЕЗУ КРИСТАЛУ 122 3.1. Мотивація та цілеспрямована селекція кристалів у співпраці зі спеціалістами з синтезу
РОЗДІЛ З. ФОТОРЕФРАКТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ СDTE, ОПТИМІЗОВАНОГО ДЛЯ ДИФУЗІЙНОГО ЗАПИСУ ЗА ДОПОМОГОЮ ЛЕГУВАННЯ І МОДИФІКАЦІЇ ПРОЦЕДУРИ СИНТЕЗУ КРИСТАЛУ 122 3.1. Мотивація та цілеспрямована селекція кристалів у співпраці зі спеціалістами з синтезу
РОЗДІЛ З. ФОТОРЕФРАКТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ СDTE, ОПТИМІЗОВАНОГО ДЛЯ ДИФУЗІЙНОГО ЗАПИСУ ЗА ДОПОМОГОЮ ЛЕГУВАННЯ І МОДИФІКАЦІЇ ПРОЦЕДУРИ СИНТЕЗУ КРИСТАЛУ 122 3.1. Мотивація та цілеспрямована селекція кристалів у співпраці зі спеціалістами з синтезу
РОЗДІЛ З. ФОТОРЕФРАКТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ СDTE, ОПТИМІЗОВАНОГО ДЛЯ ДИФУЗІЙНОГО ЗАПИСУ ЗА ДОПОМОГОЮ ЛЕГУВАННЯ І МОДИФІКАЦІЇ ПРОЦЕДУРИ СИНТЕЗУ КРИСТАЛУ 122 3.1. Мотивація та цілеспрямована селекція кристалів у співпраці зі спеціалістами з синтезу

### 6.3. Висновки до розділу ...... 224

#### 

АСНОВКИ
---------

СПИСОК І	вик	ОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ		3
ДОДАТОК	A.	СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ	і здобувача за темою	)
ДИСЕРТАЦІЇ	•••••	•••••		3

## Перелік умовних позначень

ЕПР	електронний парамагнітний резонанс
ІЧ	інфрачервоний
МКД	магнітний круговий дихроїзм
РК	рідинний кристал
РКВС	рідинно-кристалічний вентиль світла
ΦΕΡС	Фото-електрорушійна сила
ФРК	фоторефрактивний кристал
ХПЗ	хвиля просторового заряду
Δ	амплітуда коливань дифузора
$\Delta  ho$	амплітуда модуляції просторового заряду
$\Delta \varphi$	амплітуда фазової модуляції
$\Delta \omega$	частотний зсув
$\Delta I$	амплітуда модуляції інтенсивності
$\Delta n$	амплітуда просторової модуляції показника заломлення
Φ	просторовий зсув між інтерференційною картиною і граткою
$\Phi_L$	діаметр лінзи
Г	експоненціальний коефіцієнт підсилення при двопучковій взаємодії (стала взаємодії для інтенсивностей пучків світла)
Λ	просторовий період
$\Lambda_{SCW}$	довжина хвилі хвилі просторового заряду
α	коефіцієнт поглинання світла
β	співвідношення інтенсивностей пучків, що записують гратку
δ	кут переднахилу молекул РК відносно підкладок комірки
$\delta_{sp}$	амплітуда коливань спеклів
${\cal S}_{lim}$	гранична чутливість інтерферометра

${\delta}_{\it rel}$	відносна чутливість інтерферометра
ε	відносна діелектрична проникність
${\cal E}_0$	діелектрична проникність вакууму
γ	стала взаємодії для амплітуд хвиль світла
$\gamma_k$	коефіцієнт затухання хвилі
η	дифракційна ефективність
$\eta_{ph}$	квантова ефективність фотоприймача
$\phi$	кут між векторами поляризації хвиль світла
К	стала фотопровідності
μ	рухливість вільних носіїв заряду
$\mu_B$	магнетон Бора для електрона
θ	половинний кут в повітрі між пучками, що записують гратку
$\theta'$	половинний кут всередині кристалу між пучками, що записують гратку
$\sigma_{d}$	темнова провідність
$\sigma_{ph}$	фотопровідність
τ	час життя вільних носіїв заряду
$ au_{di}$	час діелектричної (максвеловської) релаксації заряду
$ au_{sc}$	час релаксації гратки просторового заряду
ω	кругова частота
ξ	коефіцієнт електрон-діркової конкуренції
Ψ	кут між нормаллю до поверхні і бісектрисою кута між променями, що записують гратку
Α	оптична густина
В	індукція магнітного поля
$E_0$	амплітуда зовнішнього електричного поля
$E_D$	дифузійне поле

$E_g$	ширина забороненої зони
$E_q$	граничне поле
$E_{ph}$	енергія фотону
$E_{probe}$	енергія фотону світла для вимірювання, зазвичай $E_{probe} = E_{ph}$
$E_{pump}$	енергія фотону накачки
$E_{sc}$	поле просторового заряду
F	фокальна відстань лінзи
Ι	інтенсивність світла
$I_{p0} = I_p(z=0)$	інтенсивність пучка накачки на вході в кристал
$I_p = I_p(z=d)$	інтенсивність пучка накачки на виході з кристалу
$I_{s0} = I_s(z=0)$	інтенсивність сигнального пучка на вході в кристал
$I_s = I_s(z=d)$	інтенсивність сигнального пучка на виході з кристалу
Κ	просторова частота
K	вектор гратки
$L_D$	довжина дифузії вільних носіїв заряду
$L_E$	довжина дрейфу вільних носіїв заряду
$N_D^{+}$	концентрація іонізованих пасток
$N_D$	концентрації пасток
$N_E$	ефективна концентрація пасток
R	активний електричний опір
S	фоторефрактивна чутливість
Т	абсолютна температура
Tr	пропускання світла
d	довжина взаємодії оптичних хвиль в середовищі (кристалі)
е	електрон, заряд електрона
f	частота
hv	енергія фотона

$i^{\omega}$	амплітуда першої гармоніки струму, що виникає під дією фото- електрорушійної сили
k	хвильовий вектор
k	хвильове число
k <sub>B</sub>	стала Больцмана
$l_E$	дрейфова довжина екранування вільного носія заряду
$l_s$	довжина дебаєвського екранування
$l_i$	відстань від лінзи до площини зображень
$l_o$	відстань від лінзи до площини об'єкту
т	контраст інтерференційної картини
n	показник заломлення середовища в незбудженому стані
t	час
$t_C$	температура, °С
<b>r</b> <sub>eff</sub>	ефективний електрооптичний коефіцієнт
W	напівширина розподілу інтенсивності в поперековому перерізі пучка

#### ВСТУП

Обгрунтування вибору теми дослідження. В нелінійних оптичних середовищах можливий запис голограм особливого типу, так званих динамічних голограм. Якщо розподіл інтенсивності викликає в матеріалі відповідну зміну оптичних властивостей, показника заломлення та/або поглинання, то в середовищі у такий спосіб може бути записана голограма [1]. Ця голограма є динамічною, адже вона виникає під час запису і тому здатна, з одного боку, відслідковувати зміни хвильових фронтів, що її створюють, а з іншого боку, впливає на ці хвильові фронти в реальному часі. Такий самоузгоджений механізм дозволяє підсилення та обробку світлових полів і реалізацію багатьох цікавих схем, серед яких схеми обертання хвильового фронту, самонастроювані внутрішньо-резонаторні фільтри частоти лазерного випромінення, особливий клас оптичних генераторів світла на динамічних гратках, схеми математичних і логічних операцій із зображеннями тощо [2–4].

Для запису динамічних голограм можуть бути використані різні фізичні ефекти. Наприклад, це можуть бути теплові зміни показника заломлення в областях з більшою інтенсивністю світла, лінійний та квадратичний електрооптичні ефекти, фото-пружний ефект, зміна показника заломлення при створенні світлом значних локальних змін концентрації вільних носіїв заряду тощо. Особливо треба відзначити фоторефрактивний ефект, який є наслідком лінійного електрооптичного ефекту в фотопровідниках [4–7]. На відміну від інших механізмів нелінійної оптики цей механізм запису не потребує значних інтенсивностей світла, і тому може бути використаний з малопотужними неперервними джерелами світла. До того ж фоторефрактивний ефект має нелокальний відгук, при якому просторова модуляція показника заломлення виявляється зсунутою чверть просторового періоду відносно на інтерференційного поля. Ця унікальна властивість фоторефрактивних голограм забезпечує стаціонарний енергообмін між пучками, які записують гратку, що дозволяє прямо в двопучковій схемі отримувати підсилення зображень чи оптичних сигналів в іншому вигляді. Стаціонарне підсилення також модифікує умови на реалізацію інших схем. Наприклад, подвійне обертаюче дзеркало працює саме як фазово-обертаюче дзеркало, тобто, без зсуву частоти оберненої хвилі [8], як це відбувається у випадку локальних граток [9], з точним обертанням хвилі в просторі. Тому динамічні голограми і саме фоторефрактивні динамічні голограми мають надзвичайно великий потенціал для використання в пристроях обробки і передачі оптичної інформації.

В теперішній час в зв'язку із стрімким ростом і наростаючим розгалуженням телекомунікаційних систем існує нагальна потреба в об'ємних матеріалах для динамічної голографії в інфрачервоній (ІЧ) області спектра. Пов'язано це з налаштуванням телекомунікаційних систем саме на ІЧ діапазон і в багатьох випадках на довжину хвилі напівпровідникових лазерів  $\lambda = 1550$  нм. Такі систем зв'язку і обробки оптичних сигналів потребують комутаторів, фазово-обертаючих дзеркал та інших компонентів, які можуть бути реалізовані на основі динамічної голографії. Фоторефрактивні кристали є гарними подібних для застосувань. більшість кандидатами Але класичних фоторефрактивних сегнетоелектриків нечутливі в ІЧ області. Деякі спеціально леговані чутливі, але часто повільні для використання в телекомунікаційних системах. Фоторефрактивні напівпровідники, такі як GaAs, CdTe та InP, чутливі в ІЧ діапазоні, але внаслідок значно менших, ніж у сегнетоелектриків, електооптичних коефіцієнтів їм притаманні і менші сталі взаємодії. Більш того, ці константи, відомі для напівпровідників на початок даної роботи [10–12], виявилися меншими за очікувані згідно електрооптичних характеристик матеріалів. І на додаток необхідно враховувати що сталі взаємодії завжди зменшені в ІЧ області спектра, адже вони обернено пропорційні довжині хвилі.

Тому особливо актуальною стає проблема підвищення нелінійнооптичного відгуку фоторефрактивних напівпровідників в ІЧ області спектра. На вирішення цієї проблеми і спрямовані всебічні дослідження, проведені в даній дисертаційній роботі. **Метою роботи** є збільшення коефіцієнтів нелінійно-оптичної взаємодії фоторефрактивних напівпровідників в інфрачервоній області спектра та їх наближення до граничних значень, обумовлених електрооптичними характеристиками матеріалів; використання напівпровідників із збільшеним нелінійно-оптичним відгуком для створення нових застосувань та покращення характеристик існуючих пристроїв на основі динамічних голограм в ІЧ області спектра.

Для досягнення мети були виконані наступні завдання.

Вибір найбільш перспективних напівпровідників для підвищення їх нелінійно-оптичного відгуку в ІЧ області спектра на основі електрооптичних характеристик матеріалів і аналізу експериментальних даних, відомих на початок роботи.

Ідентифікація і детальна характеризація фоторефрактивних центрів в перспективних напівпровідниках із залученням різноманітних фізичних методів; визначення енергій їх оптичної активації і з'ясування ролі в формуванні просторового заряду; дослідження супутніх процесів перерозподілу заряду між різними центрами і пошук можливостей стороннього впливу на цей перерозподіл з метою збільшення амплітуди поля просторового заряду.

Пошук нових фоторефрактивних напівпровідників та домішок, які забезпечують фоторефрактивний запис в ІЧ області спектра.

Підвищення коефіцієнтів взаємодії в напівпровідниках при дифузійному механізмі запису граток, оптимізація запису при зустрічній взаємодії, для якої дифузійне поле найбільше на заданій довжині хвилі. Оптимізація відомих методів підвищення фоторефрактивного відгуку при дрейфовому механізмах запису гратки в перспективних напівпровідниках.

Запис динамічних голограм IЧ світлом в гібридних пристроях, які поєднують чутливість напівпровідників в IЧ спектральному діапазоні, з рідинними кристалами, нечутливими до IЧ світла, але здатними до створення значних модуляцій показника заломлення.

Експериментальна демонстрація нових практичних застосувань і покращення характеристик відомих пристроїв з використанням напівпровідників із збільшеним нелінійно-оптичним відгуком в інфрачервоній області спектра.

**Об'єктом дослідження** є номінально чисті і леговані фоторефрактивні напівпровідники, серед яких CdTe, CdMnTe, CdZnTe, CdTe:Ge, CdTe:Sn, CdTe:V, CdTe:Ti, CdTe:Cr, CdTe:Fe, CdTe:Ta; нелегований GaAs (GaAs:EL2) та GaAs:Cr; гібридні рідинно-кристалічні комірки з напівпровідниковими підкладками, виготовленими з CdTe або GaAs.

**Предметом дослідження** є нелінійно-оптичні взаємодії в фоторефрактивних напівпровідниках в ІЧ області спектра.

Методи дослідження. В роботі використовувались нелінійно-оптичні методи досліджень, а саме, вироджена та невироджена по частоті двопучкова взаємодія, зворотна чотирихвильова взаємодія; спектроскопія лінійного та нелінійного (індукованого світлом) поглинання, магнітний круговий дихроїзм, електронний парамагнітний резонанс (ЕПР) та фото-ЕПР, оптичне детектування магнітного резонансу; дослідження нестаціонарної фото-електрорушійної сили, яка виникає при коливаннях положення інтерференційної картини відносно квазі-стаціонарної гратки; поляриметричні методики.

Наукова новизна одержаних результатів полягає в тому, що в роботі вперше:

Визначено, що два центри, кожен в двох можливих зарядових станах, беруть участь у формуванні просторового заряду в кристалах CdTe:Ge. Один з центрів ідентифікований як Ge на місці Cd в кристалічній гратці CdTe. Для обох центрів встановлені енергії оптичної активації. Запропонована схема енергетичних рівнів в забороненій зоні CdTe:Ge.

Продемонстровано підвищення коефіцієнтів фоторефрактивної взаємодії в CdTe:Ge з використанням оптичного керування зміною відносних концентрацій різних зарядових станів домішкових і дефектних центрів в CdTe:Ge під дією опромінення з правильно підібраною довжиною хвилі. Дослідження фоторефрактивного відгуку та фото-електрорушійної сили довели, що фотогенерація носіїв заряду одного знаку (дірок) з пасток двох типів в CdTe:Ge та їх перерозподіл по цим пасткам зумовлює складний процес формування просторового заряду на  $\lambda = 1,064$  мкм; на великих періодах гратки дві складові суттєво (на два порядки) розділені по часу релаксації. З'ясовано, що повільна складова пов'язана з просторовим перерозподілом зарядів (дірок) по центрам, які визначені в CdTe:Ge як X<sup>0/-</sup>, а швидка компонента – по центрам Ge<sup>0/+</sup>.

Запропоновано використання домішки олова для забезпечення фоторефрактивного відгуку CdTe. Реалізовано фоторефрактивний запис в кристалах CdTe:Sn неперервним випроміненням з  $\lambda = 1,064$  мкм.

Встановлено, що лише один центр, домішковий центр Sn, важливий для формування просторового заряду в CdTe:Sn. Визначені енергії оптичної активації двох зарядових станів Sn<sup>0/+</sup>. З'ясовано, що близькість цих енергій обумовлює двополярну фотопровідність CdTe:Sn, наслідком якої є відносно малі коефіцієнти взаємодії. Підвищення фоторефрактивного відгуку можливе завдяки спеціальній компенсації неосновних носіїв заряду, наприклад, при додатковому легуванні.

Спільно з фахівцями з синтезу кристалів з Чернівецького національного університету ім. Юрія Федьковича продемонстровано, що в кристалах CdTe:Ge може формуватись висока концентрація пасток, необхідна для створення значного просторового заряду при дифузійному записі на малих періодах, що забезпечує великі значення констант зв'язку при зустрічній нелінійно-оптичній взаємодії.

Отримана генерація просторових субгармонік в напівпровідниковому кристалі (CdTe:Ge).

За допомогою поляриметричної методики візуалізовано просторовий розподіл поля, створеного хвилею просторового заряду, яка формується на пастках в напівпровіднику в зовнішньому електричному полі.

Продемонстровано запис динамічних голограм в ІЧ області спектра в гібридних фоторефрактивних рідинно-кристалічних комірках на основі CdTe. Коефіцієнт підсилення при двопучковій взаємодії в шарі рідинного кристалу на порядок перевищує такі коефіцієнти для граток на пропускання в напівпровідниках.

Реалізовано запис динамічних голограм в ІЧ діапазоні в гібридних рідинно-кристалічних комірках типу рідинно-кристалічного вентилю світла на основі GaAs. Підтверджено локальний нелінійно-оптичний відгук в шарі рідинного кристалу такої комірки.

Практичне значення отриманих результатів пов'язане з використанням фоторефрактивних напівпровідників та пристроїв на їх основі зі збільшеними коефіцієнтами нелінійно-оптичної взаємодії, серед яких треба виділити наступне.

За допомогою запропонованої методики оптичного керування перерозподілом зарядів між фоторефрвктивними центрами в CdTe:Ge коефіцієнт підсилення при двопучковій взаємодії Г збільшено вдвічі на  $\lambda = 1,064$  мкм і майже втричі на  $\lambda = 1,32$  мкм. На довжині хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм досягнуте "чисте" підсилення, яке втричі перевищує лінійне поглинання, а  $\Gamma = 1,5$  см<sup>-1</sup> є найбільшим для всіх напівпровідників при дифузійному запису граток на пропускання для  $\lambda > 0,93$  мкм.

При зустрічній двопучковій взаємодії в CdTe:Ge досягнуті найбільші для всіх напівпровідників коефіцієнти підсилення;  $\Gamma = 2,8$  см<sup>-1</sup>, отриманий на  $\lambda =$ 1,064 мкм, в 2,5 разів перевищує будь-які відомі значення для напівпровідників на цій довжині хвилі, а  $\Gamma = 1,28$  см<sup>-1</sup> – майже в 1,5 рази для  $\lambda = 1,55$  мкм.

Кратність підсилення слабкого пучка G = 17, досягнута в рідиннокристалічному вентилі світла на довжині хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм, майже вдвічі перевищує всі відомі значення для подібних гібридних комірок, отриманих на будь-яких довжинах хвиль. Запропоновано і продемонстровано адаптивний інтерферометр на зустрічній двопучковій взаємодії в дифузійному режимі, чутливість якого до виміру малих зміщень забезпечує зовнішня ступінчаста фазова модуляція, яка стрибком зсуває інтерференційну картину на  $\pi/2$ , і у такий спосіб забезпечує потрібний локальний відгук нелінійно-оптичної взаємодії.

Покращено частотний відгук адаптивного інтерферометра на основі двохвильової взаємодії на довжині хвилі  $\lambda = 1,55$  мкм завдяки незначному нагріванню і температурної стабілізації кристала CdTe:Ge. По результатам досліджень зареєстровано патент.

Реалізовано прототип суто оптичного перемикача оптичних каналів зв'язку на основі подвійних обертаючих дзеркал в напівпровідникових кристалах.

Продемонстровано роботу однопроменевого датчику вібрацій спекл-полів в ІЧ діапазоні спектра з можливістю самокалібрування на основі нестаціонарної фото-електрорушійної сили в CdTe.

Реалізовано обмежувач потужності лазерного ІЧ випромінення на основі рідинно-кристалічного вентиля світла.

Особистий внесок здобувача. Всі наукові результати, положення і висновки, що виносяться на захист, отримані здобувачем особисто.

Публікації [1,14,15,30] є одноосібними роботами здобувача.

Внесок у роботи опубліковані в співавторстві наступний:

В роботах [2,17,23,33,38,40,42-47] автор поставив задачу, провів експериментальні дослідження, аналіз даних, теоретичні розрахунки, сформулював висновки. Тексти статей підготовлено разом зі співавторами.

В роботі [3] автор брав участь в аналізі та інтерпретації результатів експериментів, вносив корективи і пропозиції щодо тексту статті.

В роботі [4] автор провів експериментальні дослідження з напівпровідниковим CdTe, відповідні аналіз та інтерпретацію отриманих даних.

В роботах [5-7,31,35,41] автор спільно з співавторами брав участь у проведенні експериментів, обробці їх результатів та в підготовці статей.

В роботах [8,13,27,34] автор поставив задачу досліджень, провів фоторефрактивні експерименти та брав участь у решті експериментів, проаналізував та інтерпретував результати, підготував тексти статей до друку.

В роботі [9] автору належить ідея фоторефрактивного запису в кристалах CdTe:Sn; він провів усі експерименти з неперервним випроміненням, обробив та інтерпретував отримані дані.

В роботах [10,18-21,24,25,28,29,32,39] автор поставив задачу досліджень, керував проведенням експериментів, обробкою їх результатів, сформулював висновки та підготував тексти статей.

В роботах [11,36] автор провів експериментальні дослідження та інтерпретував їх результати, брав участь у підготовці статей.

В роботі [12] автор провів попередні експерименти, йому належить ідея пояснення експериментальних результатів, брав участь в підготовці статті.

В роботах [16,22,37] автор провів експериментальні дослідження, обробив та інтерпретував їх результати, сформулював висновки, підготував тексти статей.

В патенті [26] автору належить ідея покращення частотного відгуку адаптивного інтерферометра та її експериментальне підтвердження.

Апробація матеріалів дисертації. Основні результати дисертаційної роботи були представлені та обговорені на наукових семінарах та підсумкових конференціях Інституту фізики НАН України (ПНК 2000, 2004, 2009, 2012), а також на таких міжнародних конференціях.

- SPIE Photonics West, OPTO 2019, San Francisco, 2-7 February 2019.

- Photorefractive Photonics and beyond PR'19, Gérardmer, France, 18-21 June 2019.

- SPIE Photonics West, OPTO 2016, San Francisco, 13-18 February 2016.

- NICE OPTICS 2016, the 1st International Conference on Optics, Photonics & Materials, Nice, France, 26-28 October 2016.

- Photorefractive Photonics 2015, Villars, Switzerland, 16-19 June 2015.

- International conference on photorefractive effects, materials and devices PR'13, Winchester, United Kingdom, 4-6 September 2013.

- Topical Meeting Photorefractive Materials, Effects, and Devices PR'09 – Control of Light and Matter, Bad Honnef, Germany, 11-14 June 2009.

- Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO-03, Baltimore, USA, 1-6 June 2003.

- International Conference on Photorefractive Effects, Materials, and Devices, La Colle sur Loup, France, 17-23 June 2003.

- SPIE Annual Meeting 2003, San Diego, USA, 3-8 August 2003.

- Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO-02, Long Beach, USA, 19-22 May 2002.

- 19th Congress of the International Commission for Optics: Optics for the Quality of Life, Florence, Italy, 25-30 August 2002.

- E-MRS Fall Meeting 2002, Symposium G: Solid Solutions of the II-IV Compounds – Growth, Characterization and Applications, Zakopane, Poland, 14-18 October 2002.

- Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO-01, Baltimore, USA, 6-10 May 2001.

- International Conference on Photorefractive Effects, Materials, and Devices, Delavan, Wisconsin, USA, 8-12 July 2001.

- The Fourth International Conference on Correlation Optics CorrOpt'99, Chernivtsy, Ukraine, 11-14 May 1999.

 Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO-99, Baltimore, USA, 23-26 May 1999.

- Advances in Photorefractive Materials, Effects and Devices, Elsinore, Denmark, 27-30 June 1999.

18th Congress of the International Commission for Optics, San Francisco, USA,
2-6 August 1999.
- Physical Problems in Material Science of Semiconductors PPMSS'99, Chernivtsy, Ukraine, 7-11 September 1999.

- European Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO-Europe 98, Glasgow, Scotland, UK, 14-18 September 1998.

- Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects and Devices, Chiba, Japan, 11-13 June 1997.

Публікації. Результати досліджень опубліковано в 47 друкованих роботах, серед яких 1 розділ в колективній монографії, 24 статті у фахових міжнародних журналах 22 з яких віднесено до першого та другого квартилів Q1-Q2 за класифікацією SCImago Journal and Country Rank, 1 зареєстрований патент і 22 роботи у матеріалах конференцій.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається з вступу, семи розділів, загальних висновків, списку використаних джерел і додатку (список публікацій за темою дисертації та відомості про апробацію результатів). Загальний обсяг дисертації – 283 сторінки. Робота містить 108 рисунків, б таблиць та 204 бібліографічних джерела.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами, грантами. Дисертаційна робота виконана у відділі оптичної квантової електроніки Інституту фізики НАН України в рамках наступних наукових тем і міжнародних грантів: "Нелінійна лазерна динаміка оптичних вихорів, фоторефрактивних взаємодій та біосистем" Національної академії наук України (В/40 номер держреєстрації 01198U002138), "Фізична оптика когерентних світлових полів, що створені за допомогою багатохвильових взаємодій в нелінійних середовищах і біооб'єктах" Національної академії наук України (В/66 номер держреєстрації 0101U000352), "Структура складних світлових полів та світлоіндуковані процеси в конденсованому стані" Національної академії наук України (В/107 номер держреєстрації 0104U003218), "Формування та аналіз сингулярних та світлоіндукованих структур фоторефрактивних, оптичних полів V біоорганічних середовищах" рідкокристалічних, нанокомпозитних та Національної академії наук України (В/160 номер держреєстрації 0112U002610),

"Керування регулярними та сингулярними структурами оптичних полів у просторі та фоточутливих середовищах" Національної академії наук України (В/182 номер держреєстрації 0117U002615), проект фонду CRDF "Optimization of Photorefractive Cadmium Telluride for Laser Ultrasonic Receivers" (UP2-536), EOARD Special Project "Study of Fast Dynamics of Photorefractive Crystals" (SPC-96-4058), проект УНТЦ "Elaboration and Investigation of New Highly Effective Nonlinear Optics Radiation-Resistant Materials for the Creation on its Base Fast Devices for Laser Beam Parameter Control" (N 348), INTAS Fellowship grant (N YSF 99-4048), проект INTAS "Optical critical phenomena" (N 96-0954), проект Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) "New Lasermethods in Information and Documentation Technology" (N 522-4001 01BS 614/3), проект EOARD/УНТЦ "Photorefractive two-beam coupling in the infrared" (EOARD #118006, УНТЦ №Р585).

Автор висловлює щиру подяку О. М. Шумелюку та І. А. Гвоздовському за вагомі внески в спільні роботи та вдячний всім співавторам за плідну співпрацю.

Особливу подяку автор висловлює С. Г. Одулову за змістовні обговорення і корисні поради під час виконання роботи.

### Розділ 1. Фоторефрактивний ефект та його особливості в напівпровідникових кристалах

#### 1.1. Фізичні основи фоторефрактивного ефекту

Фоторефрактивний ефект полягає у локальній (місцевій) зміні показника заломлення матеріалу під дією неоднорідного освітлення. Саме неоднорідність освітлення є ключовою особливістю, яка відрізняє фоторефрактивнй ефект від інших нелінійно-оптичних ефектів, здебільшого обумовлених загальною інтенсивністю світла. Ще однією унікальною властивістю є надвисока чутливість фоторефрактивного ефекту до малих інтенсивностей світла. Якщо в більшості нелінійно-оптичних матеріалів зміни показника заломлення виникають під дією світла з великою інтенсивністю, яка часто має перевищувати MBT/cm<sup>2</sup>, у фоторефрактивних кристалах (ФРК) максимальна модуляція показника заломлення досягається зазвичай вже при інтенсивностях порядку мBT/cm<sup>2</sup> чи навіть мкBT/cm<sup>2</sup> [5–7,13–15].

Прояви фоторефрактивного ефекту вперше було експериментально виявлено в 1966 р. науковцями з Дослідницької Лабораторії фірми Bell [16]. В електрооптичних модуляторах на основі сегнетоелектричних кристалів LiNbO<sub>3</sub>, LiTaO<sub>3</sub> та інших під дією лазерного опромінювання в освітленій області виникала просторова модуляція показника заломлення, яка відповідала просторовому розподілу інтенсивності лазерного променю. Внаслідок створення такої нелінійної лінзи промінь, що проходив крізь кристал, спотворювався. Безумовно, таке спотворення суттєво обмежує можливість застосувань електрооптичних модуляторів, а тому ефект спочатку розглядали як хибний і навіть назвали "оптичним пошкодженням" ("optical damage") [17]. Але вже за два роки після першого спостереження фоторефрактивний ефект було використано для запису фазових об'ємних голограм в кристалі LiNbO<sub>3</sub> [18]. Пізніше фоторефрактивні гратки було записано в багатьох інших матеріалах.

Динамічна голографія й досі є найпоширенішою і найцікавішою областю досліджень фоторефрактивного ефекту. Саме динамічність є однією з ключових особливостей фоторефрактивних граток. Голограма створюється в реальному часі під час запису і може перезаписуватись, відслідковуючи зміни світлового поля. В залежності від матеріалу, температури та інтенсивності світла час запису/стирання може становити від 10<sup>-10</sup> с [19] до десятирічь [20]. Це обумовлює широкий спектр можливих застосувань, серед яких і швидка обробка зображень в матеріалах з коротким відгуком, і збереження великих об'ємів інформації в матеріалах, де гратка в звичайних умовах майже не стирається.

Інститут фізики НАН України є признаним флагманом в дослідженні фоторефрактивного ефекту. Саме тут вперше було сформульовано і проаналізовано повну систему рівнянь для його описання [21]. А фізичні процеси, що полягають в його основі, вивчаються тут вже на протязі більш ніж сорока років [21–23]. Для розуміння можливих шляхів підвищення нелінійнооптичного відгуку фоторефрактивних напівпровідників розглянемо ці процеси.

ФРК – це нецентросиметричні кристали, в яких присутні глибокі пастки, та наявна фотопровідність, яка обумовлена фотозбудженням вільних носіїв заряду з цих пасток. Якщо два промені перетинаються в такому кристалі, як показано на Рис. 1.1а, вони створюють інтерференційну картину з просторовою модуляцією інтенсивності  $\Delta I(x) = \Delta I \cos(Kx)$ , де  $\Delta I -$ амплітуда цієї модуляції, K– просторова частота,  $K = 2\pi/\Lambda$ , і  $\Lambda$  – період інтерференційної картини. Фотогенерація носіїв заряду з глибоких рівнів ефективніше відбувається в областях з більшою інтенсивністю, як це схематично показано на Рис. 1.16. Тут і далі, якщо не зазначено інше, буде розглядатись випадок провідності за рахунок електронів. Під дією дифузії ці носії заряду перерозподіляються в темні області, де вони захоплюються на пастки. Так формується гратка просторового заряду  $\Delta \rho(x)$ , яка повторює розподіл інтенсивності  $\Delta I(x)$ . Оскільки нецентросиметричні кристали електрооптичні, то поле просторового заряду  $E_{sc}(x)$  внаслідок лінійного електрооптичного ефекта викликає просторову модуляцію показника заломлення  $\Delta n(x)$ . Саме вона і є фоторефрактивною граткою.



Рис. 1.1. Схематичні зображення (а) – перетину пучків, що записують гратку; (б) – просторових розподілів інтенсивності  $\Delta I(x)$ , заряду  $\Delta \rho(x)$ , поля просторового заряду  $E_{sc}(x)$  і просторова модуляція показника заломлення  $\Delta n(x)$  при запису фоторефрактивної гратки. "*e*" позначає електрон.

Отже, для великої модуляції показника заломлення, тобто для гарного фоторефрактивного відгуку, потрібні фотопровідність на заданій довжині хвилі для генерації носіїв заряду, наявність пасток з концентрацією достатньою для формування помітного просторового заряду і значний електрооптичний відгук середовища.

# **1.2.** Поле просторового заряду і двопучкова взаємодія на фоторефрактивних гратках

Формування просторового заряду та його зв'язок 3 оптичними добре вивчені i описані властивостями гратки за роки досліджень фоторефрактивного ефекту (див., наприклад, [5-7]). Рисунок 1.1 наглядно показує, що ланцюжок описаних процесів обумовлює формування нелокальної 41

гратки, тобто гратки, яка зсунута на чверть просторового періоду ( $\pm \pi/2$ ) відносно інтерференційної картини. Напрямок зсуву залежить від типу носіїв заряду і знаку електрооптичного коефіцієнту. Нелокальність обумовлює унікальні властивості фоторефрактивної гратки, основна з яких – направлений енергообмін між пучками, що записують гратку [23,24]. Виявляється, що завдяки зсуву гратки хвиля, яка дифрагує з накачки в напрямку сигнальної, є синфазною з останньою [24] (чи протифазною, в залежності від напрямку зсуву гратки). Унаслідок конструктивної інтерференції один з промінів підсилюється у двопучковій взаємодії, черпаючи енергію від іншого. Для опису такої взаємодії було введено експоненціальний коефіцієнтом підсилення по інтенсивності  $\Gamma$  [23]

$$\Gamma = \frac{1}{d} \ln \left( \frac{I_s}{I_p} \frac{I_{p0}}{I_{s0}} \right), \tag{1.1}$$

де d – довжина взаємодії,  $I_{p0} = I_p(z=0)$  та  $I_{s0} = I_s(z=0)$  – інтенсивності пучків накачки і сигналу на вході в кристал (див. Рис.1.1а), а  $I_p = I_p(z=d)$  та  $I_s = I_s(z=d)$  – відповідні інтенсивності за кристалом.

У наближенні невичерпної накачки  $I_p = I_{p0}$ , яке виконується для накачки набагато потужнішої за сигнальний промінь  $I_{p0} >> I_{s0}$ , вихідна інтенсивність сигнального пучка дорівнює

$$I_s = I_{s0} \exp(\Gamma d). \tag{1.2}$$

У виразі (1.1) часто використовують співвідношення інтенсивностей пучків накачки  $\beta = I_{p0}/I_{s0}$ . Наближення невичерпної накачки в цьому разі може бути записане  $\beta >> \exp(\Gamma d)$ .

Коефіцієнт підсилення залежить від амплітуди модуляції показника заломлення, індукованого світлом,  $\Delta n$ 

$$\Gamma = \frac{1}{m} \frac{4\pi \,\Delta n}{\lambda \cos \theta'},\tag{1.3}$$

де m – контраст інтерференційної картини,  $\lambda$  – довжина хвилі, а  $\theta'$  – половинний кут між пучками всередині кристалу. Модуляція показника заломлення зі свого боку виникає завдяки лінійному електрооптичному ефекту, а її амплітуда становить

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 r_{eff} E_{sc}, \qquad (1.4)$$

де n – показник заломлення середовища в незбудженому стані,  $r_{eff}$  – ефективний електрооптичний коефіцієнт, який крім табличного значення для кристала певної симетрії залежить від орієнтації оптичної взаємодії, а  $E_{sc}$  – поле просторового заряду. Перша просторова Фур'є компонента поля  $E_{sc}$  зручно описується за допомогою характерних полів [5–7,22]

$$E_{sc} = m \frac{E_q \left( E_D - iE_0 \right)}{E_q + E_D - iE_0} \frac{\sigma_{ph}}{\sigma_d + \sigma_{ph}} \xi, \qquad (1.5)$$

де  $E_0$  – зовнішнє електричне поле, яке може бути прикладене до кристалу в напрямку x,

$$E_D = K \frac{k_B T}{e} \tag{1.6}$$

- так зване дифузійне поле, та

$$E_q = \frac{e N_E}{K \varepsilon \varepsilon_0} \tag{1.7}$$

– поле насичення пасток. Тут  $k_B$  – це стала Больцмана, T – абсолютна температура, e – заряд електрона,  $\varepsilon$  – відносна діелектрична проникність,  $\varepsilon_0$  – діелектрична проникність вакууму,

$$N_{E} = \frac{N_{D}^{+} \left( N_{D} - N_{D}^{+} \right)}{N_{D}}$$
(1.8)

– ефективна концентрація пасток,  $N_D$  і  $N_D^+$  – повна концентрації пасток та концентрація іонізованих (вільних) пасток, відповідно. Коефіцієнт електрондіркової конкуренції  $\xi$  враховує провідність, пов'язану з неосновними носіями заряду, просторовий перерозподіл яких частково компенсує основну гратку; завжди вірно, що  $|\xi| \le 1$ , та  $|\xi| = 1$  для монополярної провідності. Множник  $\sigma_{ph}/(\sigma_d + \sigma_{ph})$ , де  $\sigma_{ph} - \phi$ ото-, а  $\sigma_d$  – темнова провідності, описує залежність поля просторового заряду від інтенсивності світла. Зазначимо, що

$$\sigma_{ph} = \frac{e\mu\tau\,\alpha I}{h\nu} = \kappa I\,,\tag{1.9}$$

де  $\mu$  – рухливість, а  $\tau$  – час життя вільних носіїв заряду,  $\alpha$  – коефіцієнт поглинання, hv – енергія фотона і  $\kappa$  – стала фотопровідності.

Використання характерних полів у виразі (1.5) може наглядно показати, які процеси переважають у формуванні гратки просторового заряду в певних умовах. Але часто замість деяких характерних полів зручно використовувати характерні довжини, які описують перенос заряду. В цьому випадку поле просторового заряду приймає вигляд

$$E_{sc} = m \frac{E_D - iE_0}{1 + l_s^2 / \Lambda^2 - il_E / \Lambda} \frac{\sigma_{ph}}{\sigma_d + \sigma_{ph}} \xi, \qquad (1.10)$$

де довжина дебаєвського екранування *l*<sub>s</sub> визначається з виразу

$$l_s^2 = \frac{4\pi^2 \,\varepsilon \varepsilon_0 \,k_B T}{e^2 N_E},\tag{1.11}$$

а так звана дрейфова довжина екранування вільного носія заряду

$$l_E = \frac{2\pi \,\varepsilon \varepsilon_0}{e N_E} E_0 \tag{1.12}$$

відповідає відстані, яку проходить вільний носій, збуджений світлом, в темну область на межі світло-тінь при полі  $E_0$  [5,25].

Для достатньо великої інтенсивності світла, при якій фотопровідність набагато більша за темнову (насичення по інтенсивності), та у відсутності зовнішнього поля  $E_0$  (суто дифузійний механізм запису) вирази (1.5) та (1.10) спрощуються і приймають найбільш поширений вигляд

$$E_{sc} = m \frac{E_D E_q}{E_D + E_q} \xi, \qquad (1.13)$$

$$E_{sc} = 2\pi m \frac{k_B T}{e} \frac{\Lambda}{\Lambda^2 + l_s^2} \xi. \qquad (1.14)$$

Коефіцієнт підсилення в такому представленні має вигляд

$$\Gamma = \frac{4\pi^2 n^3 r_{eff}}{\lambda} \frac{k_B T}{e} \frac{\Lambda}{\Lambda^2 + l_s^2} \xi, \qquad (1.15)$$

З рівнянь (1.14) та (1.15) видно, що найбільше поле і найбільше підсилення досягається на просторовому періоді, що дорівнює довжині дебаєвського екранування  $\Lambda = l_s$ . Але слід зазначити, що при дуже малих  $l_s$  такий оптимальний просторовий період може бути недосяжним. Дійсно, для заданих довжини хвилі і показника заломлення найменший період гратки відповідає граткам на відбивання і дорівнює  $\Lambda = 1/2 \lambda/n$ . Якщо довжина екранування Дебая виявляється меншою, то найбільші поле просторового заряду і стала взаємодії досягаються при запису зустрічних граток, для яких дифузійне поле найбільше.

Безперечно, разом із константою взаємодії час релаксації є надважливою характеристикою *динамічної* гратки. Зрозуміло, цей час напряму пов'язаний з часом діелектричної релаксації  $\tau_{di}$ . Водночас, оскільки гратка формується завдяки просторовому перерозподілу заряду, то час її побудови/релаксації

залежить і від характерних довжин переносу заряду. У найпростішому і найпоширенішому випадку з одним типом центрів захоплення  $N_D$  та однополярній провідності [5,22] запис і стирання гратки відбувається за експоненціальним законом з характерним часом  $\tau_{sc}$  [5,26]:

$$\tau_{sc} = \tau_{di} \frac{\left(1 + K^2 L_D^2\right)^2 + K^2 L_E^2}{\left(1 + K^2 L_D^2\right) \left(1 + K^2 \left(l_s / 2\pi\right)^2\right) + K^2 L_E l_E},$$
(1.16)

де діелектричний час релаксації

$$\tau_{di} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\sigma_D + \sigma_{ph}},\tag{1.17}$$

а довжини дифузії *L*<sub>D</sub> і дрейфу *L*<sub>E</sub> носіїв заряду дорівнюють

$$L_D = \sqrt{\frac{k_B T}{e} \,\mu\tau} \,, \tag{1.18}$$

$$L_E = \mu \tau E_0. \tag{1.19}$$

У відсутності зовнішнього поля вираз (1.16) приймає вигляд

$$\tau_{sc} = \tau_{di} \frac{1 + K^2 L_D^2}{1 + K^2 (l_s / 2\pi)^2} = \tau_{di} \frac{1 + 4\pi^2 L_D^2 / \Lambda^2}{1 + l_s^2 / \Lambda^2}.$$
 (1.20)

Ще однією важливою характеристикою фоторефрактивної голограми є її чутливість. Зазвичай її визначають з амплітуди модуляції показника заломлення і енергії світла, що поглинається в одиниці об'єму, при утворенні цієї модуляції [20,27]:

$$S = \frac{\Delta n}{\alpha I t} \approx \frac{\Delta n}{\alpha I \tau_{sc}},\tag{1.21}$$

де t – час, необхідний для запису гратки, який можна прийняти  $t \approx \tau_{sc}$ .

Отже, вирази, наведені в цьому підрозділі, не лише показують зв'язок поля просторового заряду з граткою показника заломлення і коефіцієнтами нелінійної оптичної взаємодії, але й демонструють, що дослідження цієї взаємодії дає можливість оцінити деякі характеристики матеріалу як твердого тіла, а саме: характерні довжини переносу заряду, ефективну концентрацію пасток, добуток рухливості і часу життя вільних носіїв заряду, сталу фотопровідності та декотрі інші. Що стосується мети даної роботи, то наведені рівняння знову підтверджують, що для великого нелінійно-оптичного відгуку потрібні велика густина пасток, гарні електрооптичні характеристики, високий ступень монополярності провідності, а для великої чутливості бажане велике співвідношення фото- і темнової провідностей.

## **1.3.** Фоторефрактивні напівпровідники серед інших фоторефрактивних матеріалів

Всі ФРК умовно можна поділити на три основні групи. Це широкозонні сегнетоелектрики, такі як BaTiO<sub>3</sub>, LiNbO<sub>3</sub> та  $Sr_{1-x}Ba_xNb_2O_6$  (SBN), так звані кубічні оксиди типу силікосиленітів, Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub>, Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub> та Bi<sub>12</sub>GeO<sub>20</sub> (BSO, BTO та BGO) і нецентросиметричні напівпровідники, такі як GaAs, CdTe та InP.

Сегнетоелектрики можна назвати класичними ФРК, тому що, як вже було зазначено, вперше прояви фоторефрактивного ефекту спостерігався саме в сегнетоелектричних оксидах LiNbO<sub>3</sub> та LiTaO<sub>3</sub> [16,18]. Завдяки великим електрооптичним коефіцієнтам, які сягають десятків пм/В, а деякі навіть перевищують тисячу ( $r_{42} = 1640$  пм/В для BaTiO<sub>3</sub> [28]), цим ФРК притаманні гарно виражені електрооптичні властивості, які забезпечують значну глибину модуляції показника заломлення, великі константи взаємодії і 100% дифракційну ефективність. Разом з тим, час релаксації граток просторового заряду досить великий і може становити, як долі секунди в BaTiO<sub>3</sub> [29], так навіть і роки та десятиріччя в LiTaO<sub>3</sub> [20]. Сегнетоелектрикам притаманні дуже малі дифузійні довжини порядку  $L_D$ = 10<sup>-2</sup> мкм і зазвичай досить малі довжини дебаєвського екранування, такі що зазвичай  $\Lambda > l_s$ . Тому час релаксації гратки близький до часу діелектричної релаксації  $\tau_{sc} \approx \tau_{di}$  (див. вираз (1.20)). Якщо прийняти  $E_{sc} \approx E_D$ , що майже завжди вірно для сегнетоелектриків без зовнішнього поля, та для інтенсивності, при якій фотопровідність значно перевищує темнову ( $\sigma \approx \sigma_{ph}$ ), чутливість

$$S \approx \frac{\Delta n}{\alpha I \tau_{di}} \approx m \pi \frac{k_B T}{h v} \frac{1}{\Lambda} \frac{n^3 r_{eff} \mu \tau}{\varepsilon \varepsilon_0}.$$
 (1.22)

У виразі (1.22) константи, що характеризують матеріал, зібрані в останньому дробу. Як і можна уявити інтуїтивно, більша чутливість притаманна кристалам з більшими добутками  $n^3 r_{eff}$  і  $\mu \tau$  та меншою діелектричною проникністю. Чутливість класичного ФРК ВаТіО<sub>3</sub> з типовим значенням  $\mu \tau \approx 10^{-10}$  см<sup>2</sup>/В при одиничному контрасті становить величину порядку  $S \approx 0,4$  см<sup>3</sup>/кДж. Слід зазначити, що формально чутливість пропорційна контрасту. І хоча у всіх спрощеннях при опису фоторефрактивного ефекту найчастіше розглядається випадок  $m \ll 1$ , коли контраст не впливає на константи взаємодії і часи релаксації (див. (1.15) та (1.16)), при розгляді чутливості зазвичай приймають m = 1 [28].

Відносно низькі чутливість і швидкодія роблять сегнетоелектрики непридатними для пристроїв обробки оптичної інформації, працюючих в реальному часі. Водночас вони можуть бути успішно використані для запису великих об'ємів інформації в пристроях голографічної пам'яті та для просторово-частотних фільтрів або як модельні середовища для дослідження фоторефрактивних взаємодій.

Кристалам типу силікосиленіту (BSO, BTO, BGO) притаманний швидший відгук, який завдяки більшій ніж у сегнетоелектриків провідності зазвичай менше секунди. Тому силеніти широко вивчались як матеріали для просторових модуляторів світла [5,30] та динамічної голографії в реальному часі [5,31]. Проте електрооптичні коефіцієнти у силенітів значно менші ( $r_{41} = 4,5$  пм/В для BSO [28]), ніж у сегнетоелектриків, що призводить до меншої амплітуди модуляції показника заломлення. Для її підвищення в силенітах успішно використовуються зовнішні електричні поля [32–34], застосування яких дозволяє збільшити сталі взаємодії на порядки. Завдяки можливості такого підвищення та відносно великій швидкодії силеніти є перспективними для голографічних застосувань, що працюють в реальному часі у видимій області спектра [31], і зокрема, в адаптивних інтерферометрах для безконтактного детектування вібрацій та ультразвукових коливань [35].

Нецентросиметричні напівпровідники, такі як GaAs, CdTe та InP, відносять до третьої групи ФРК. Їм властиві такі самі невеликі електрооптичні коефіцієнти на рівні кількох одиниць пм/В, як і силенітам. Але з іншого боку, завдяки високій провідності саме напівпровідники на сьогодні є найбільш швидкодіючими і чутливими серед всіх відомих ФРК.

На відміну від сегнетоелектриків час релаксації гратки в напівпровідниках зазвичай суттєво залежить від співвідношення довжин  $L_D$  і  $l_s$  та просторового періода  $\Lambda$  [12]. Для досить поширеного для напівпровідників випадку, коли  $4\pi L_D^2$  >> 1, та  $\Lambda >> l_s$ , вираз (1.20) спрощується

$$\tau_{sc} = \tau_{di} 4\pi^2 L_D^2 / \Lambda^2 \,. \tag{1.23}$$

Попри появу множника зазвичай більшого за одиницю біля часу діелектричної релаксації час релаксації гратки в напівпровідниках зазвичай суттєво коротший, ніж в сегнетоелектриках, дякуючи саме швидкій діелектричній релаксації.

Що стосується чутливості, то вона в межах вказаних припущень приймає вигляд

$$S \approx \frac{\Delta n}{\alpha I \tau_{sc}} \approx m \frac{1}{4\pi} \frac{e}{hv} \frac{n^3 r_{eff}}{\varepsilon \varepsilon_0} \Lambda .$$
(1.24)

Цікаво, що у виразі (1.24) зникає добуток  $\mu\tau$ . Це можна пояснити початковим спрощенням, пов'язаним з великою дифузійною довжиною в напівпровідниках,  $4\pi L_D^2 >> \Lambda$ . За цієї умови добуток  $\mu\tau$  вже прийнято великим, і його подальше збільшення несуттєво впливає на чутливість порівняно із впливом інших характеристик. Більш вагомим виявляється просторовий період, – чутливість лінійно зростає із збільшенням періоду (безумовно, при зберіганні умови  $4\pi L_D^2$  >>  $\Lambda$ ) завдяки тому, що в запис гратки стає задіяно більше носіїв заряду, які розташовані на одному періоді гратки.

Загалом вираз (1.24) відображає найкращу можливу чутливість ФРК. Така гранична чутливість порядку  $S = 400 \text{ см}^3/\text{кДж}$  відповідає саме напівпровідниковим кристалам [28]. Дякуючи цьому та короткому часу відгуку напівпровідники мають великий потенціал для швидкої обробки оптичної інформації, для використання в адаптивних інтерферометрах та в інших оптичних пристроях, що працюють в реальному часі.

ФРК Серед сегнетоелектричних особливо виділити можна *тіогіподифосфат олова,*  $Sn_2P_2S_6$  (SPS). Його електрооптичні коефіцієнти майже такі ж великі, як у класичних сегнетоелектриків, а досить гарна швидкодія може спадати до кількох мілісекунд, але при доволі великих інтенсивностях світла *I* ≥ 1  $BT/cM^2$ [36]. Чутливість деяких зразків тіогіподифосфата олова випромінення в близький інфрачервоній (ІЧ) області спектра відчиняє додаткові можливості для його практичних застосувань. Проте розташування фазового переходу лише трохи вище кімнатної температури біля  $t_C = 60^{\circ}$ C [37], "делікатні" механічні властивості і не завжди достатньо гарна оптична якість дещо ускладнюють роботу з цим матеріалом.

Також слід відзначити, що крім неорганічних ФРК останнім часом активно досліджуються фоторефрактивні полімери [38] та так звані фоторефрактивні рідинно-кристалічні (РК) гібриди [39,40]. Ці матеріали можуть забезпечувати надвеликі коефіцієнти підсилення в двопучковій взаємодії, що разом з можливістю виготовлення з них тонких плівок робить їх потенційно

привабливими для використання в оптоелектроних пристроях. З іншого боку ці надвеликі коефіцієнти підсилення досягаються лише у тонких шарах полімеру чи РК, які зазвичай не перевищують 10 мкм. Отже, сталі взаємодії Г*d* та кратність підсилення не завжди виявляються великими. До того ж полімери та фоторефрактивні РК гібриди досить повільні.

Отже, для застосувань динамічної голографіі, які потребують швидкого відгуку та високої чутливості, напівпровідники є незаперечними лідерами. Ще однією суттєвою перевагою напівпровідникових ФРК є чутливість в близькій ІЧ області спектра. Саме в цій області є багато різноманітних лазерних та діодних джерел світла та саме на неї налаштовані телекомунікаційні системи і компоненти, які у великій кількості розроблені та стали доступними в останній час. Додатковим плюсом використання ІЧ світла з  $\lambda \gtrsim 1,4$  мкм є його безпечність для людського ока [41]. Тому, беручі до уваги всі зазначені переваги, перспективність використання напівпровідників ФРК для швидких фоторефрактивних застосувань є очевидною.

Водночас треба згадати, що константа взаємодії обернено пропорційна довжині хвилі (див. (1.3)). Тому фоторефрактивний відгук напівпровідників чутливих в ІЧ області спектра завжди буде меншим порівняно з відгуком ФРК з такою ж самою модуляцією показника заломлення, але у видимому діапазоні. І тому підвищення нелінійно-оптичного відгуку напівпровідників чутливих в ІЧ області спектра і наближення його до граничних значень, обумовлених електрооптичними властивостями, є вирішальними с точки зору практичних застосувань.

Амплітуда модуляції показника заломлення залежить від середнього показника заломлення, електрооптичного коефіцієнту та поля просторового заряду (див. (1.4)). Якщо на поле просторового заряду можна впливати у різний спосіб, то показник заломлення та електрооптичний коефіцієнт притаманні певному матеріалу. Їх можна змінювати лише обираючи інший ФРК. Саме тому вкрай важливим є правильний вибір матеріалу.

Телуриду кадмію притаманний найбільший електрооптичний коефіцієнт серед всіх відомих напівпровідників, чутливих в ІЧ діапазоні [42–44]. Саме тому використовувати його для швидкої динамічної голографії було запропоновано в Інституті фізики НАН України ще в 1977 році [45]. Добре відомо, що не лише сам електрооптичний коефіцієнт, а насправді так звана електрооптична якість, – добуток  $n^3 r_{eff}$ , визначає амплітуду модуляції показника заломлення (див. (1.4)) і привабливість матеріалу для фоторефракції. Цей добуток у СdTe теж є найбільшим. Також слід зазначити, що на початку цієї роботи в окремих кристалах CdTe вже були отримані найбільші для напівпровідників коефіцієнти підсилення при двопучковій взаємодії без прикладання зовнішніх полів, а для оптимальної геометрії взаємодії були передбачені ще більші [12,46]. Отже, цілком логічним є висновок, що саме цей фоторефрактивний напівпровідник слід обрати в першу чергу для подальшої оптимізації.

Для підвищення ж фоторефрактивного відгуку матеріалу із заданими електрооптичним коефіцієнтом і показником заломлення покращувати можна лише поле просторового заряду. Так само, як і в силенітах, робити це можна, використовуючи зовнішнє поле. Але часто досить складно, а інколи навіть неможливо прикладати поля потрібної амплітуди в декілька кіловольт на сантиметр до кристалів з відносно великою провідністю. Тому пошук і використання інших можливостей також є важливою задачею. Це може бути збільшення ефективної концентрації пасток завдяки спеціальному легуванню кристалів чи їх післяростовї обробки, зменшення електрон-діркової конкуренції, оптимізація геометрії оптичної взаємодії, використання напівпровідникових кристалів в фоторефрактивних РК гібридах тощо. Різні методики такого покращення, можливості їх використання в різних випадках і для різних застосувань і розглянуто в наступних розділах.

## Розділ 2. Характеризація фоторефрактивних центрів в CdTe:Ge та CdTe:Sn з метою визначення їх ролі в нелінійно-оптичному відгуку та для пошуку шляхів його підвищення

Хоча привабливість саме CdTe була зрозуміла із самого початку досліджень фоторефрактивного ефекту в напівпровідниках, але вперше запис в ІЧ діапазоні спектра було отримано в інших кристалах, в кристалах GaAs та InP [47,48], в 1984 р. А вже трохи пізніше, в 1987 р., фоторефрактивні голограми спостерігались і в CdTe [49]. В цих експериментах використовувались кристали, леговані ванадієм. В Інституті фізики фоторефрактивний ефект в CdTe було зафіксовано двома роками пізніше. Гратки показника заломлення записувались в CdTe з новою домішкою, германієм [46]. Згодом фоторефрактивний ефект було зафіксовано в кристалах CdTe і з іншими домішками, а саме: з домішками ванадію та мангану [50], з оловом [51] і з титаном [52].

Легування напівпровідників для фоторефрактивного запису має дві мети. Домішкові центри утворюють енергетично глибокі рівні в забороненій зоні, які є ефективними центрами захоплення вільних носіїв заряду. Тобто ці центри і є центрами, необхідними для формування просторового заряду. З іншого боку легування забезпечує необхідну компенсацію для збільшення питомого опору напівпровідника, що дозволяє сформувати і утримувати просторовий розподіл заряду. Отже, вибір легуючої домішки, її концентрації тощо суттєво впливає на просторового максимальне поле заряду, можна створити яке В напівпровідниковому кристалі. Саме тому в роботі досліджувались різні напівпровідники, здебільшого CdTe, номінально чистий та сполуки на його основі CdMnTe, CdZnTe, а також CdTe:Ge, CdTe:Sn, CdTe:V, CdTe:Ti, CdTe:Cr, CdTe:Fe, CdTe:Ta; нелегований GaAs та GaAs:Cr. А правильне уявлення про домішкові центри, їх енергетичні характеристики, процеси перерозподілу заряду під дією світла дозволили не лише краще зрозуміти формування гратки, але і знайти можливі шляхи покращення фоторефрактивного відгуку.

### 2.1. Фоторефрактивні центри в CdTe:Ge

На початку цієї роботи найбільші константи взаємодії без використання зовнішнього поля були отримані в деяких зразках CdTe:Ge [12,46], як це засвідчують дані Таблиця 2.1, наведені для порівняння. Водночас ці константи взаємодії все одно залишались меншими ніж граничні величини, розраховані теоретично з використанням табличних значень електрооптичних коефіцієнтів. До того ж фоторефрактивний відгук різнився від зразка до зразка, а гарні коефіцієнти підсилення спостерігались не у всіх кристалах. Для з'ясування природи такого розкиду даних було проведено комплексне дослідження кристалів CdTe:Ge. Вивчались особливості фоторефрактивного запису на різних довжинах хвиль, спектри лінійного поглинання та поглинання, індукованого світлом, магнітний круговий дихроїзм (МКД), електронний парамагнітний резонанс (ЕПР) та фото-ЕПР. Особливо слід відзначити плідну міжнародну співпрацю. дозволила поєднати різні методи досліджень: яка леякі фоторефрактивні властивості на довжині хвилі 1,55 мкм вивчались спільно з науковцями Інституту Оптики Університету Париж-Сакле, Палезо, Франція (Institut d'Optique, Université Paris-Saclay, Palaiseau, France, раніше Institut d'Optique, Centre Scientifique d'Orsay, Orsay, France – Інститут Оптики Наукового Центру в Орсе, Франція), експериментальні дослідження спектрів поглинання і МКД – спільно з колегами з Вищої школи промислової фізики та хімії міста Париж, Франція (ESPCI – École supérieure de physique et de chimie industrielles de la ville de Paris, Paris, France), a ЕПР та фото-ЕПР – разом з Хансом Йоргеном фон Барделебеном з Кампусу П'єра і Марії Кюрі Університету Сорбонна (Campus Pierre et Marie Curie, Sorbonne Université, Paris, France, раніше Université Paris 6&7, Paris, France - Університет Париж 6&7, Париж, Франція). Результати досліджень приведено в наступних підрозділах.

	$\lambda$ (HM)	<i>r</i> <sub>41</sub> (пм/В)	<i>n</i> <sup>3</sup> <i>r</i> <sub>41</sub> (пм/В)	Г (см-1)	посилання
GaAs	1064	1,43	60	0,4	[11]
GaAs	1550	1,43	54	0,18	[53]
InP	1064	1,34	47	0,24	[54]
CdTe:V	1550	6,1	125	0,88	[55]
CdTe:V	1064	6,1	137	0,7	[56]
CdTe:Ge	1064	6,1	137	1,1	[12]
CdTe:Ti	1064	6,1	137	0,61	[57]

Таблиця 2.1. Константи взаємодії Г напівпровідників при дифузійному запису, отримані до/поза даної роботи.

### 2.1.1. Фоторефрактивні властивості CdTe:Ge

Кристали CdTe:Ge були синтезовані в Чернівецькому національному університеті імені Юрія Федьковича (ЧНУ). Тут особливо слід відзначити плідну співпрацю зі спеціалістами з росту кристалів з ЧНУ. Всі кристали CdTe, результати досліджень яких представлені в даній роботі, були синтезовані науковцями з трьох різних лабораторій ЧНУ: О. Е. Панчуком та П. М. Фочуком (Хімічний факультет), І. М. Раренком та З. І. Захарук (Фізичний факультет) і А. В. Савицьким та К. С. Уляницьким (також Фізичний факультет). Ця тісна і довгострокова співпраця надала доступ до багатьох зразків з різними домішками, синтезованих дещо модифікованими методами тощо. А це зі свого боку допомогло зробити узагальнені висновки щодо властивостей фоторефрактивних центрів в CdTe з різними домішками.

Кристали CdTe:Ge були вирощені різними модифікаціями методу Бріджмена. Легування відбувалось додаванням в розплав CdTe германію в концентрації порядку 10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>. Із синтезованих буль вирізались монокристалічні зразки з розмірами біля 5×5×5 мм<sup>3</sup> зазвичай вздовж кристалографічних напрямків [112], [111] і [110]. Грані зразків паралельні площинам (110) полірувались з оптичною якістю. Фоторефрактивні властивості підготовлених у такий спосіб зразків досліджувались в схемі двопучкової взаємодії.

Схема експериментальної установки показана на Рис. 2.1. Дослідження проводились на різних довжинах хвиль з використанням різних неперервних лазерів в якості джерел випромінювання. Це були два лазери на гранаті з неодимом (YAG:N<sup>3+</sup>), що випромінюють на довжині хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм або  $\lambda = 1,32$  мкм, титан-сапфіровий лазер (Ti:Sapphire), що випромінює в діапазоні 0,75 – 1,02 мкм, і лазерний діод з  $\lambda = 1,55$  мкм.



Рис. 2.1. Схематичне зображення експериментальної установки для вивчення (a) – попутної і (б) – зустрічної двопучкової взаємодії.

Дільник світла ДС формував два пучки, сигнальний  $I_{s0}$  і накачки  $I_{p0}$ , із співвідношенням інтенсивностей  $\beta = I_{p0}/I_{s0} \approx 100$ . Накачка могла бути відкрита чи заблокована за допомогою механічного затвора Зт. Для вивчення попутної двопучкової взаємодії обидва промені зводились через грань паралельну площині (110), як показано на Рис. 2.1а. Для запису граток на відбивання майже зустрічні промені були спрямовані в кристал через протилежні грані паралельні площині (111), як зображено на Рис. 2.16. В обох випадках площа падіння відповідала площині (111). Світлові хвилі були поляризовані в цій же площині. Така геометрія забезпечує найбільший ефективний електрооптичний коефіцієнт

для попутної взаємодії в кубічних ФРК  $r_{eff} = 2/\sqrt{3} r_{41}$  [46,58]. При цьому вектор гратки **К** спрямований вздовж осі [111], а вектор поляризації світла майже паралельний до цієї осі (Рис. 2.1а). Для зустрічної взаємодії вектор гратки також спрямований вздовж [111], тоді як поляризація світла майже паралельна [110] (Рис. 2.16). Електрооптичний коефіцієнт при цьому виявляється вдвічі меншим  $r_{eff} = 1/\sqrt{3} r_{41}$  [12].

Пучки, що записували гратку, спеціально не розширювались. Їх поперековий розподіл інтенсивності відповідав розподілу Гауса з півшириною (повна ширина на рівні половини максимуму)  $w \approx 2,4$  мм. Для забезпечення більш рівномірної інтенсивності в області взаємодії з сигнального променю вирізалась його центральна частина за допомогою діафрагми Д з діаметром  $\emptyset \approx 1,4$  мм, яка була встановлена на відстані 4 см від кристала. Це також забезпечувало і краще перекриття пучків.

В експерименті вимірювалась потужність сигнального пучка, і у наближенні потужної накачки з урахуванням виразу (1.2) визначався коефіцієнт підсилення

$$\Gamma = \frac{1}{d} \ln \left( \frac{I_s}{I_{s0}} \right), \tag{2.1}$$

де в даному випадку  $I_s$  та  $I_{s0}$  – це інтенсивність сигнального променя за кристалом в присутності і без пучка накачки, відповідно. Досліджувались залежності коефіцієнту підсилення від інтенсивності і просторової частоти, а також зміни інтенсивності сигнального променя в часі при запису гратки.

Виявилось, що фоторефрактивні властивості різних кристалів CdTe:Ge дещо відрізнялись. Залежності коефіцієнту підсилення від періоду та інтенсивності не повторювались від зразка до зразка. Зазвичай підсилення збільшувалось при переході від попутної до зустрічної взаємодії, що свідчить про досить малу довжину дебаєвського екранування і, відповідно, високу концентрацію пасток (див. (1.15), (1.11)). Водночас, як вже було зазначено вище, в більшості зразків модуляція показника заломлення не досягала максимальних теоретичних значень. Такий зменшений відгук пояснюються електрон-дірковою конкуренцією, коли гратка, записана основними носіями заряду, частково компенсується внаслідок перерозподілу неосновних. Суттєвий вплив електрондіркової конкуренції підтверджують і зміни інтенсивності сигнального пучка в часі, — майже у всіх кристалах як запис, так і релаксація гратки не одноекспоненціальні. Більш того, в деяких зразках фоторефрактивний запис відбувається взагалі немонотонно [59,60].

Зміну інтенсивності сигнального променя в часі, яка відбувається при двопучковій взаємодії в CdTe:Ge, зразок N3, на довжині хвилі 1,064 мкм показано квадратиками на Рис. 2.2. (Тут і далі назви зразкам надані спеціалістами з синтезу). На початку запису інтенсивність зростає майже вдвічі за кілька мілісекунд при загальній інтенсивності світла близько *I* ≈ 100 мВт/см<sup>2</sup>. Далі вона спадає набагато повільніше і виходить на стаціонарне значення. При дзеркальній заміні в просторі сигнального пучка і пучка накачки ( $I_{s0} \leftrightarrow I_{p0}$ , див. Рис. 2.1) підсилення нового сигнального променю на місці минулої накачки змінюється ослабленням, як показано кружками на Рис. 2.2. Часова залежність лишається немонотонною, якісно схожою і приблизно симетричною відносно осі  $I_s/I_{s0}(t) =$ 1 до залежності для підсилення. Така симетрія підтверджує однонаправлений i, відповідно, дифузійний механізм енергообмін формування гратки просторового заряду. Тобто, немонотонний характер залежності обумовлений двополярною провідністю зразка. Для значної різниці характерних часів формування просторового заряду носіями різного знаку загальну гратку просторового заряду можна розглядати як суму двох складових. Спочатку гратка формується при перерозподілі носіїв одного знаку. Згодом важливою стає і повільніша гратка, яка створюється носіями протилежного знаку. Обидві ці гратки характеризуються своїми амплітудами та часами релаксації. Оскільки вони протифазні у просторі, то слабкіша частково компенсує сильнішу. Така компенсація і обумовлює спад підсилення після піку.



Рис. 2.2. Зміни інтенсивності сигнального пучка в часі при двопучковій взаємодії в CdTe:Ge (зразок N3) на  $\lambda = 1,06$  мкм,  $\Lambda = 1,2$  мкм. Експериментальні дані для геометрії підсилення ( $\Box$ ) і ослаблення ( $\bullet$ ). Суцільна лінія показує результат наближення виразу (2.3) до експериментальних даних, який надав оцінки  $\tau_{sc1} = 2$  мс,  $\Gamma_1 = 0,71$  см<sup>-1</sup> і  $\tau_{sc2} = 150$  мс,  $\Gamma_2 = -0,38$  см<sup>-1</sup>.

Дослідження невиродженої по частоті двопучкової взаємодії – потужна методика вивчення динамічних характеристик граток просторового заряду, яка переносить представлення результатів з часової області в частотну. Запис гратки здійснюється хвилями з трохи зсунутими одна відносно іншої частотами, і досліджується залежність коефіцієнту підсилення від зсуву частот  $\Gamma(\Delta \omega)$  [61–63].

Таку спектральну методику було використано для виключення можливості впливу на часові залежності енергообміну інших факторів, наприклад, нелінійного поглинання, та для підтвердження зв'язку немонотонної динаміки двопучкової взаємодії з двополярною провідністю зразка і відповідним формуванням двох протифазних компонент загальної гратки [59,64]. Схема дослідження невиродженої по частоті двопучкової взаємодії показана на Рис. 2.3. Для створення зсуву частот між хвилями, що записують гратку, на фазовий електрооптичний модулятор ЕОМ, встановлений в один з променів, подавалась пилкоподібна напруга з частотою f і амплітудою, що створює фазовий зсув  $2\pi$  на довжині хвилі лазерного випромінювання  $\lambda$ . У такий спосіб до фази хвилі

додавався лінійний зсув, що рівнозначно додаванню частотного зсуву  $\Delta \omega = 2\pi f$  до основної частоти світла  $\omega_{\lambda}$ . Вимірювався коефіцієнт підсилення Г для різних значень  $\Delta \omega$ .



Рис. 2.3. Схема дослідження невиродженої по частоті двопучкової взаємодії. Фазовий електрооптичний модулятор ЕОМ створює частотний зсув  $\Delta \omega = 2\pi f$ відносно основної частоти  $\omega_{\lambda}$  на довжині хвилі лазеру  $\lambda$ .

Спектр підсилення, виміряний для зразка CdTe:Ge N3 з немонотонною динамікою, показано на Рис. 2.4 точками в різному масштабі по осі частот. Для простого експоненціального в часі відгуку гратки спектр підсилення в двопучковій взаємодії визначається функцією Лоренцу [7,32]

$$\Gamma = \frac{\Gamma_0}{1 + \Delta \omega^2 \tau_{sc}^2},\tag{2.2}$$

де  $\Gamma_0$  – підсилення без частотного зсуву ( $\Delta \omega = 0$ ). Експериментальна залежність дещо схожа на теоретичну, але має і суттєві розбіжності. Перш за все, замість максимального підсилення при відсутності частотного зсуву спостерігається провал. Цей провал, як і повільне зменшенню сигналу з часом на Рис. 2.2, обумовлений електрон-дірковою конкуренцією, коли гратка, створена перерозподілом одних носіїв заряду, частково компенсується внаслідок перерозподілу інших. Подібні спектри відомі для іншого ФРК, SPS [62], для якого наявність електрон-діркової конкуренції є характерною.



Рис. 2.4. Спектр підсилення при невиродженій по частоті двопучковій взаємодії в зразку N3; точки – експериментальні дані, лінії – розрахунок згідно (2.4) з характеристиками, визначеними з незалежного експерименту (Рис. 2.2); (а) і (б) – різний масштаб по осі частот.

Відомо [65,66], що формування таких протифазних у просторі граток з великою різницею часів релаксації досить точно описує модель, що розглядає дві незалежні гратки. Розвиток загальної гратки в часі описується в цьому наближенні сумою двох граток зі своїми часами релаксації  $\tau_{sc1}$ ,  $\tau_{sc2}$  і коефіцієнтами підсилення  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_2$  [59]. Внески цих граток в стаціонарну сумарну інтенсивність сигнального променю за кристалом  $I_s$  складають  $I_{s0}\exp(\Gamma_1 d)$  та  $I_{s0}\exp(\Gamma_2 d)$ , а зміну сигнального променю в часі можна записати у вигляді

$$I_{s} = I_{s0} \exp(\Gamma_{1}(t)d) \exp(\Gamma_{2}(t)d) =$$

$$I_{s0} \exp(\Gamma_{1}d[1 - \exp(-t/\tau_{1})]) \exp(\Gamma_{2}d[1 - \exp(-t/\tau_{2})]).$$
(2.3)

Наближення виразу (2.3) до експериментальних даних показано на Рис. 2.2 суцільною лінією для випадку підсилення. Це наближення дозволило оцінити характеристики складових граток  $\tau_{sc1} = 2 \text{ мc}$ ,  $\Gamma_1 = 0,71 \text{ см}^{-1}$  і  $\tau_{sc2} = 150 \text{ мc}$ ,  $\Gamma_2 = -0,38 \text{ см}^{-1}$ .

Спектральні залежності коефіцієнту підсилення у випадку формування двох протифазних граток також можна записати у вигляді суми двох компонент

$$\Gamma = \frac{\Gamma_1}{1 + \Delta \omega^2 \tau_{sc1}^2} + \frac{\Gamma_2}{1 + \Delta \omega^2 \tau_{sc2}^2}.$$
(2.4)

Суцільні лінії на Рис. 2.4 – результат розрахунку згідно виразу (2.4) з тими самими значеннями амплітуд і часів релаксації двох компонент загальної гратки, які були визначені з часових залежностей. В області низьких частотних зсувів  $|f| < 100 \ {\mbox{Fu}}$  (Рис. 2.4а) незаперечна не лише якісна, але і кількісна узгодженість простої моделі з двох компонент з експериментальними даними. Тобто, спектри коефіцієнту підсилення при невиродженій по частоті двопучковій взаємодії підтверджують, що немонотонний характер енергообміну в зразку N3 обумовлений сильною електрон-дірковою конкуренцією при запису гратки. З іншого боку показано, що використання невиродженої по частоті двопучкової взаємодії в даному випадку формування двох протифазних граток з різними більш ніж на порядок характерними часами дозволило суттєво, в два рази, підвищити коефіцієнт підсилення завдяки незначному зсуву частоти однієї із записуючих хвиль.

Природно, використання спектральної методики в області високих частот дозволяє більш достовірно дослідити часові характеристики швидких граток, для яких пряме дослідження стрімких змін в часі може бути технічно ускладнене. Саме такими технічними причинами може бути обумовлена деяка неузгодженість експериментальних даних і розрахунків на Рис. 2.4б в області високих частот.

Водночас треба зазначити, що були знайдені і інші причини, які викликають розбіжності простої моделі, основаної на виразі (2.2), з реальними експериментальними результатами. Так, був доведений суттєвий вплив нерівномірного розподілу світла в кристалі на форму спектрального відгуку. Саме нерівномірне освітлення ФРК, яке може виникати внаслідок лінійного поглинання при розповсюдженні пучків в кристалі, внаслідок запису гратки пучками з нерівномірним (найчастіше за функцією Гауса) розподілом інтенсивності по перетину, при неповному перекриттю пучків тощо, може бути причиною суттєвого спотворення як форми спектрів підсилення [63,67], так і часових залежностей розвитку та релаксації гратки. Зі свого боку подібне спотворення спектрів пояснює деякі інші особливості і відхилення теоретичних розрахунків від експериментальних результатів. Наприклад, спотворення спектрів прогнозує додаткове спотворення форми імпульсів світла при уповільнення імпульсів за допомогою фоторефрактивних взаємодій [67].

На Рис. 2.5 точками представлено типовий для CdTe спектр підсилення, без особливостей на кшталт провалів, виміряний в зразку CdTe:Ge PM-3a на довжині хвилі  $\lambda = 1064$  нм при інтенсивності світла I = 100 мBт/см<sup>2</sup>, співвідношенні іннтенсивностей  $\beta = 10$  на просторовому періоді  $\Lambda = 0,8$  мкм. Тонша лінія показує результат наближення виразу (2.2) до експериментальних даних, яке дає оцінки  $\Gamma_0 = 0,48$  см<sup>-1</sup> і  $\tau_{sc} = 860$  мкс.



Рис. 2.5. Спектр підсилення при двопучковій взаємодії в зразку CdTe:Ge PM-3a,  $\lambda = 1064$  нм, I = 100 мBt/см<sup>2</sup>,  $\beta = 10$ ,  $\Lambda = 0.8$  мкм; точки – експериментальні дані, тонша лінія – результат наближення (2.2) з  $\Gamma_0 = 0.48$  см<sup>-1</sup> і  $\tau_{sc} = 860$  мкс, товстіша лінія – наближення (2.5) з  $\Gamma_0 = 0.48$  см<sup>-1</sup>,  $\tau_{sc} = 440$  мкс і  $\alpha d = 4.2$ .

Вочевидь експериментальний профіль звужений відносно теоретичного в області малих частот (часова залежність в області  $t > \tau_{sc}$ ), але крила в області високих частот (початок часової залежності,  $t < \tau_{sc}$ ) завищені. Звуження спектра пояснюється лінійним поглинанням кристалу і іншими факторами, що обумовлюють нерівномірне освітлення [63]. Дійсно, час релаксації залежить від

інтенсивності. Тому при зміні інтенсивності внаслідок поглинання чи інших чинників час релаксації змінюється вздовж кристалу. Якщо за відправну точку прийняти сталу часу на вході в зразок  $\tau_{sc0}$ , то постійні часу на інших перетинах будуть збільшуватись, і, відповідно, спектри будуть звужуватись. А загальний спектральний відгук кристалу буде інтегральним по перетинам зразка в напрямку розповсюдження світла і з урахуванням поглинання становить [63,67]

$$\Gamma(\Delta\omega) = \Gamma_0 \left[ 1 + \frac{1}{2\alpha d} \ln\left(\frac{1 + \Delta\omega^2 \tau_{sc0}^2}{1 + \Delta\omega^2 \tau_{sc0}^2 \exp(2\alpha d)}\right) \right].$$
(2.5)

Товстіша лінія на Рис. 2.5 показує наближення виразу (2.5), яке дає оцінки  $\Gamma_0 = 0,48 \text{ см}^{-1}$ ,  $\tau_{sc} = 440 \text{ мкс}$  і  $\alpha d = 4,2$ . Хоча наближення дуже гарно описує експериментальну залежність, але таке співпадіння досягається для значно завищеного добутку  $\alpha d = 4,2$ , який насправді є суттєво меншим і, як визначено з прямих вимірів, складає  $\alpha d = 1,2 \text{ см}^{-1} \times 0,6 \text{ см} = 0,72$ . Врахування нерівномірності інтенсивності по перетину пучків з гаусовим розподілом інтенсивності дещо покращує теоретичний опис [63], але модель все ще залишається не повністю узгодженою з експериментальними даними.

Що стосується завищеного відгуку в області високих частот в спектрі на Рис. 2.5, то пізніше автором було запропоновано за опорне значення часу релаксації брати не час релаксації на вході, а інтегральний відгук вздовж розповсюдження світла [67], який дорівнює

$$\tau_{sc}^{mean} = \tau_{sc0} \frac{\exp(\alpha d) - 1}{\alpha d}.$$
 (2.6)

Такий розгляд і розрахунки пояснюють як звужений відгук на низьких частотах, так і збільшений відгук на високих. Дійсно, якщо  $\tau_{sc}^{mean}$  – відгук в середній частині зразка, то ближче на вході інтенсивність вище, і відгук швидший за інтегральний, а на виході з кристалу інтенсивність менша і відгук повільніший. Тобто, пришвидшений відгук на вході відображається в спектрі підвищеним

підсиленням на високих частотах, а повільніший відгук на виході відповідає звуженню спектра біля  $\Delta \omega = 0$ . У такий спосіб відлік від інтегрального часу релаксації всередині кристалу дозволив знайти більш повне якісне пояснення відхилення експериментальних спектрів від розрахунків згідно простої теоретичної моделі.

Отже, врахування поглинання та інших чинників, пов'язаних з нерівномірним освітленням, якісно добре пояснює особливості спектрів підсилення в кристалах CdTe, але із значно завищеними величинами коефіцієнтів поглинання тощо. Тобто, спотворення експериментальних спектрів підсилення у двопучковій взаємодії відносно теоретичних знову опосередковано свідчить про складну модель формування просторового заряду в CdTe:Ge, коли динаміка не одноекспоненціальна, а форма спектрів підсилення відрізняється від лоренцової.

Дослідження двопучкової взаємодії на різних довжинах хвиль показали, що немонотонний характер енергообміну, який свідчить про двополярну провідність, в деяких зразках змінюється з довжиною хвилі. На Рис. 2.6 суцільною лінією показано зміну інтенсивності сигнального пучка в часі при двопучковій взаємодії в CdTe:Ge, зразок R1, на  $\lambda = 1,064$  мкм. Як і на Рис. 2.2 інтенсивність спочатку швидко зростає майже вдвічі за кілька мілісекунд, далі набагато повільніше спадає і виходить на стаціонарне значення. Додаткові дані підтверджують, що така поведінка пояснюється формуванням двох протифазних граток з різними часами релаксації.

Аналогічна часова залежність зміни інтенсивності сигнального пучка отримана для  $\lambda = 1,32$  мкм в тому ж зразку в тій самій геометрії взаємодії показана на Рис. 2.6 штриховою лінією. На відміну від випадку для  $\lambda = 1,064$  мкм залежність монотонна. Але напрямок стаціонарного енергообміну на  $\lambda = 1,32$  мкм змінився. Виглядає це так, ніби при переході з  $\lambda = 1,064$  мкм на  $\lambda = 1,32$  мкм залишилась лише друга повільніша гратка. Зникнення ж однієї, більш швидкої, гратки свідчить про ймовірне вилучення з процесу формування просторового

заряду одного із центрів захоплення. Що стосується стаціонарної амплітуди, то вона зменшилась очікувано, тому що і константа взаємодії обернено пропорційна довжині хвилі (вираз (1.3)), і модуляція показника заломлення (вираз (1.4)) зменшується внаслідок зменшення самого показника заломлення CdTe [68,69], і фотопровідність зазвичай менше в більш дальній ділянці IЧ області спектра. Отже, немонотонний характер енергообміну на  $\lambda = 1,064$  мкм вказує на те, що обидва типу носіїв заряду і різні центри захоплення залучені до формування гратки, а перемикання напрямку стаціонарного енергообміну при переході на  $\lambda = 1,32$  мкм свідчить про зміну основних носіїв заряду, що формують гратку.



Рис. 2.6. Зміни інтенсивності сигнального пучка в часі при двопучковій взаємодії в CdTe:Ge, зразок R1, на  $\lambda = 1,064$  мкм (суцільна лінія) і  $\lambda = 1,32$  мкм (штрихова лінія). В час t = 0 розблоковано пучок накачки.

Для детального вивчення змін фоторефрактивного відгуку зі зміною довжини хвилі було досліджено спектральні залежності коефіцієнта підсилення  $\Gamma(\lambda)$  [60,70]. Титан-сапфіровий лазер, що випромінює в діапазоні 0,75 – 1,02 мкм, два різні YAG:N<sup>3+</sup> лазери з довжиною хвилі випромінювання  $\lambda = 1,064$  мкм або  $\lambda = 1,32$  мкм, і лазерний діод з  $\lambda = 1,55$  мкм були використані для запису граток. Кут між променями складав  $2\theta = 67^{\circ}$ .

Різним зразкам CdTe:Ge відповідали різні спектри, які можна поділити на три характерні групи. На Рис. 2.7 показані результати для трьох типових

представників цих груп, для зразка РМ2 (вирощені П. М. Фочуком та О. Е. Панчуком) пустими квадратами, для зразка N90 чорними квадратами і для зразка N12 ромбами (N12, N90 синтезовані З. І. Захарук та І. М. Раренком). Лінії проведені для наглядного групування даних. Смужки помилок відображають розкид експериментальних значень.



Рис. 2.7. Коефіцієнт підсилення Г від довжини хвилі світла, яким проводиться запис гратки, для трьох зразків CdTe:Ge: □ – зразок PM2, ■ – N90, ◇ – N12.

Як вже зазначалось, в загальному випадку очікується плавне зменшення підсилення з ростом довжини хвилі. Подібний хід залежності ми бачимо для зразка PM2 в широкому діапазоні  $\lambda$ . Спад біля краю поглинання можна пояснити значними оптичними втратами і відповідним зменшенням ефективності генерації основних носіїв заряду. У двох інших зразках спостерігаються більш круті залежності Г зі своїми максимумами і мінімумами і навіть зі зміною напрямку енергообміну. Слід зазначити, що схожа зміна доповідалась і для CdTe з іншою домішкою, в CdTe:V [71]. Подібна зміна, так само, як і немонотонна динаміка, свідчить про двополярну провідність. При перемиканні напрямку енергообміну змінюються основні носії заряду, що записують гратку. Така подібність для кристалів з різними домішками пояснюється відносно вузькою забороненою зоною CdTe, яка складає  $E_g = 1,6$  eB при T = 0 K і приблизно  $E_g =$ 1,5 eB при кімнатній температурі [72,73]. В цьому разі як електрони, так і дірки можуть генеруватись світлом з енергією фотону в околі  $E_{ph} = 1$  eB з домішкових/дефектних центрів з відповідними енергетичними рівнями всередині зони. Це може обумовлювати і сильну електрон-діркову конкуренцію. Якщо тип фотопровідності змінюється з довжиною хвилі, то напрямок енергообміну змінюється. Як видно з Рис. 2.7, в різних кристалах зміна може проходити на різних довжинах хвиль, а може і не спостерігатись взагалі, як у випадку зразка РМ2. Це пояснюється варіацією співвідношення різних зарядових станів фоторефрактивних центрів ( $N^+/N$ ) в різних зразках.

Крім пояснення ходу спектрів коефіцієнту підсилення аналіз експериментальних даних на Рис. 2.7 дозволяє запропонувати перший варіант оптимізації нелінійно-оптичного відгуку: якщо можлива зміна довжини хвилі для запису гратки, то коефіцієнт підсилення Г в CdTe:Ge можна підвищити правильним вибором  $\lambda$ . Слід зазначити, що на момент проведення досліджень коефіцієнт підсилення Г  $\approx$  1,7 см<sup>-1</sup>, який було досягнуто в зразках N90 і N12 на  $\lambda$ = 870 нм, суттєво перевищував всі величини для напівпровідників, отриманих в ІЧ області спектра без застосування зовнішніх електричних полів. І на сьогодні це є найбільше значення для попутної двопучкової взаємодії в напівпровідниках при дифузійному механізмі запису.

Визначення типу основних носіїв заряду, які записують гратку в різних кристалах на різних довжинах хвиль, є важливим для розуміння формування просторового заряду, правильного порівняння даних для різних кристалів і пошуку шляхів подальшого покращення фоторефрактивного відгуку. Тому знак основних носіїв було визначено експериментально. Для цього було використано фоторефрактивну методику схожу на запропоновану раніше [74], але з певними модифікаціями для спрощення.

Відомо, що напрямок енергообміну відповідає напрямку зсуву гратки показника заломлення відносно інтерференційної картини [24] саме так, як це зображено на Рис. 1.1. Тому для з'ясування напрямку зсуву гратки визначався напрямок енергообміну в двопучковій схемі. Зазначимо, що модуляція

показника заломлення на Рис. 1.16 зображена згідно формалізму ефекту Покельса (вираз (1.4)) для позитивного електрооптичного коефіцієнта, – додатна зміна показника заломлення виникає під дією від'ємного поля.

Для з'ясування, електрооптичних властивостей конкретного зразка CdTe:Ge, кристал розташовувався в одному з плеч інтерферометра Маха-Цендера, як це зображено на Рис. 2.8. На бокові грані кристалу лаком з великим вмістом мілкодисперсного срібла були нанесені електроди, ДО яких прикладалось електричне поле. На екрані фіксувався напрям зміщення інтерференційних смуг при прикладанні поля відомого спрямування. Щоб визначити знак зміни показника заломлення, якому відповідає зсуву смуг на екрані, в тому ж самому плечі інтерферометра під кутом близько 45° розміщувалась товста (4 см) скляна пластинка СП, яка використовувалась як компенсатор. Невеликий нахил пластинки в той чи інший бік дозволяв збільшувати або зменшувати довжину оптичного шляху. Порівняння напрямку зсуву інтерференційної картини при зміні кута нахилу пластинки і при прикладанні поля дозволило визначити, додатною чи від'ємною є зміна показника заломлення під дією поля відомої полярності. Тобто визначити знак ефективного електрооптичного коефіцієнту в точно тій самій геометрії, в якій проводився двопучковий експеримент.



Рис. 2.8. Схематичне зображення інтерферометра для визначення знаку основних носіїв заряду, що записують гратку.

Якщо напрямок поля, яке викликає додатну зміну показника заломлення, співпадає з напрямком енергообміну, то формування фоторефрактивної гратки повністю співпадає з ситуацією, зображеною на Рис. 1.1. Тобто, в цьому випадку гратка записана електронами. В іншому ж випадку, якщо напрямок енергообміну протилежний до напрямку поля, яке збільшує показник заломлення, то гратка формується дірками.

За допомогою такої методики було визначено знак основних носіїв заряду в деяких типових зразках CdTe:Ge. Результати підсумовано в Таблиця 2.2, де ключова інформація міститься в третьому стовпчику. Дані таблиці дозволили правильно зіставити спектральні залежності фоторефрактивного відгуку на Рис. 2.7, де результати зображені з урахуванням знаку основних носіїв заряду. Додатний коефіцієнт підсилення Г відповідає гратці, що записана електронами, а від'ємний – дірками.

зразок	поле для ∆ <i>n</i> > 0 в заданій геометрії	напрям енергообміну щодо поля для $\Delta n > 0$	основні носії заряду	
PM2	від'ємне	по полю	електрони	
PM4	від'ємне	по полю	електрони	
N90	додатне	проти поля	дірки	
N12	від'ємне	по полю	електрони	
N3	додатне	по полю	електрони	
N13	від'ємне	по полю	електрони	
N119	додатне	проти поля	дірки	
N160	від'ємне	проти поля	дірки	
N191	додатне	проти поля	дірки	
N305	додатне	проти поля	дірки	

	$\sim$ ·	•••			•		1 0 ( )
		UOC11	DODUDIO	ππα πρανιν	2122V1D	(d) e' + e + u = 1 = 1	: 1 116/1 MVM
1 ao лицл 2.2.	Оспоры	посп	зарлду	для делких	JUASNID	$Curc.Oc \pi a / -$	
1			1 12	r 1 - r 1			)

Як видно з даних Таблиця 2.2 і Рис. 2.7, як електрони, так і дірки можуть домінувати в різних зразках CdTe:Ge при збудженні світлом з  $\lambda = 1,064$  мкм. Для з'ясування природи такої різниці були проведені детальні спектроскопічні дослідження, описані нижче.

## 2.1.2. Спектри лінійного поглинання і змін поглинання, індукованих світлом

Спектр лінійного поглинання для зразка РМ4, виміряний при T = 4,3 K, зображено на Рис. 2.9 товстою лінією. Сам по собі спектр не містить багато інформації. Біля фундаментального краю поглинання присутнє поглинання, яке ймовірно обумовлено домішкою. Можна припустити наявність кількох смуг в цьому поглинанні. Але детальних висновків про розташування та величини максимумів смуг зробити не можна. В різних зразках CdTe:Ge спостерігались доволі схожі спектри, різниці яких пов'язані з дещо різними концентраціями домішки.



Рис. 2.9. Спектр поглинання CdTe:Ge (зразок PM4), товста лінія — виміряний після охолодження кристалу до T = 4,3 K, тонша лінія — після подальшого освітлення зразка світлом з енергією фотона  $E_{ph} = 1,5$  eB.

Виявилось, що профілі спектральних залежностей змінювались при освітленні кристалу. Вимірювання такого поглинання, наведеного світлом, проводилось наступним чином. Спочатку зразок охолоджувався, і вимірювався початковий спектр поглинання. Потім для наведення змін поглинання зразок освітлювався світлом монохроматора спектрометра. Спектральна ширина освітлення складала 1 нм, а енергія кванта збільшувалась із кожним новим виміром зазвичай в інтервалі від 0,7 еВ до 1,5 еВ. Освітлення на певній довжині хвилі проводилось доки зміни в поглинанні не припинялись. Після кожного освітлення вимірювався новий спектр.

Тоншою лінією на Рис. 2.9 показано спектр після освітлення світлом з енергією фотона  $E_{ph} = 1,5$  еВ. Видно, що зовнішнє освітлення спричиняє суттєві зміни. Для їх детального дослідження були визначені спектри нелінійного поглинання, які розраховувались як різниці поглинання після освітлення світлом з певною енергією фотона і начального спектра, виміряного відразу після охолодження зразка. Такі спектри наведеного поглинання  $\Delta \alpha$  для зразка РМ4 при T = 97 К представлені на Рис. 2.10 після освітлення кристала світлом з енергією кванта 0,8 еВ, 1,2 еВ, 1,3 еВ та 1,5 еВ.



Рис. 2.10. Спектри змін поглинання при послідовному освітленні кристалу CdTe:Ge (зразок PM4) світлом з енергією кванта 0,8 eB, 1,2 eB, 1,3 eB та 1,5 eB від тонкої до товстої лінії, відповідно.
Найбільші зміни поглинання спостерігаються в околі  $E_{ph} = 1$  eB, але загалом можуть бути виділені чотири компоненти з максимумами біля 0,94 eB, 1,1 eB, 1,2 eB та 1,35 eB. Спектри наведеного поглинання відрізняються від зразка до зразка, але чотири зазначені компоненти з різними питомими вагами присутні у всіх зразках, що досліджувались [75]. Також слід зазначити, що нелінійне поглинання спостерігалось в багатьох зразках і при кімнатній температурі [76]. Але різні компоненти були виражені дуже неявно без можливості виділення окремих смуг поглинання, а нелінійне поглинання мало коли перевищувало  $\Delta \alpha = 0,1$  см<sup>-1</sup>.

Сама наявність великого нелінійного поглинання, яке наводиться світлом, свідчить, що щонайменше 2 різні центри в CdTe:Ge приймають участь в формуванні просторового заряду. Дійсно, припустимо існування лише одного умовного центру Y. Тоді при іонізації світлом такого нейтрального центру Y<sup>0</sup> з нього збуджується електрон, а сам центр стає позитивно зарядженим Y<sup>+</sup>. Тепер вільний електрон має бути захоплений. Утім, якщо немає інших пасток, то захоплений він може бути лише одним з іонізованих центрів Y<sup>+</sup>. Але ж тоді іонізований центр перетвориться на нейтральний Y<sup>0</sup>. Цю послідовність можна записати наступним чином

$$Y^{0} + hv \rightarrow Y^{+} + e 
 Y^{+} + e \rightarrow Y^{0}
 .
 (2.7)$$

Отже, концентрації різних зарядових станів центру Y не змініться. Відповідно, не зміниться і поглинання, що обумовлене центром Y в його різних зарядових станах. Тобто, сама наявність поглинання, індукованого світлом, однозначно свідчить про присутність в напівпровіднику різних центрів захоплення і про існування перерозподілу зарядів між цими центрами. Для з'ясування природи цих центрів в CdTe:Ge були проведені магнітно-оптичні дослідження, результати яких наведено в наступному розділі.

### 2.1.3. Магнітний круговий дихроїзм в CdTe:Ge

Магнітний круговий дихроїзм (МКД) – це ефект оптичної анізотропії, який обумовлює різне поглинання світла з різною круговою поляризацією (по лівому і правому колу) в присутності магнітного поля, що спрямоване в напрямку розповсюдження світла [77]. На відміну від природного кругового дихроїзму, який спостерігається в середовищах з хіральністю або низькою симетрією, МКД у більшій чи меншій мірі притаманний всім матеріалам. По суті він є відображенням ефекту Фарадея в поглинанні світла.

Розщепленні внаслідок ефекту Зеемана основні та збуджені енергетичні стани описуються різними квантовими числами, а правила відбору визначають відмінності взаємодії цих рівнів зі світлом з різною круговою поляризацією. Дисперсія МКД зазвичай визначається через різницю оптичної густини для кругової поляризації по лівому *A<sub>L</sub>* і правому *A<sub>R</sub>* колу

$$\Delta A = A_L - A_R. \tag{2.8}$$

Згідно наявної теорії [77,78]

$$\Delta A = \gamma_s \mu_B B d \left[ A_1 \left( -\frac{\partial f_{sh}(E_{ph})}{\partial E_{ph}} \right) + \left( B_0 + \frac{C_0}{k_B T} \right) f_{sh}(E_{ph}) \right], \qquad (2.9)$$

де  $\gamma_s$  враховує набір спектроскопічних констант,  $\mu_B$  — магнетон Бора для електрона, B — індукція магнітного поля,  $f_{sh}$  — нормована функція форми полоси поглинання (зазвичай Гаусова), а  $A_1$ ,  $B_0$  та  $C_0$  — три параметри, що притаманні конкретному оптичному переходу, і в різних представленнях давно використовуються при розгляді ефекту Фарадея [79]. Щоб відрізняти ці різні представлення в сучасних позначеннях і використовуються індекси [80]. Слід зазначити, що також і самі визначення кругової поляризації по лівому і правому колу досі можуть відрізнятися [80]. При дослідженні кругового дихроїзму і МКД поляризація по лівому колу визначається за правою рукою для спостерігача, який дивиться на джерело світла, тобто вектор електричної поляризації світла обертається проти годинникової стрілки [81]. Відповідно, обертання по годинниковій стрілці приймається за праву кругову поляризацію.

Компонента A у виразі (2.9) пов'язана з розщепленням Зеемана виродженого основного чи виродженого збудженого стану [78]. Внаслідок невеликого зсуву смуг поглинання  $A_L(E_{ph})$  і  $A_R(E_{ph})$  одна відносно іншої відповідний МКД спектр згідно (2.8) має характерну форму похідної. *В*компонента обумовлена змішаною взаємодією основного чи/та збудженого стану з якимось іншим рівнем, близьким до одного з них по енергії. *С*компонента виникає в системі з виродженим основним і невиродженим збудженим станом. При розщепленні основного стану в магнітному полі населеність нижнього стану збільшується при зменшенні температури. Відповідно, збільшується *С*-компонента. Така температурна залежність є її характерною рисою.

Внесок окремих компонент до загального МКД спектра складає [77]

$$A_1: B_0: C_0 \approx \frac{1}{\Delta E_{band}}: \frac{1}{\Delta E_{ph}}: \frac{1}{k_B T}, \qquad (2.10)$$

де  $\Delta E_{band}$  – ширина смуги поглинання,  $\Delta E_{ph}$  – оптична енергія активації рівня без магнітного поля. При кімнатній температурі це співвідношення становить

$$A_1: B_0: C_0 \approx 10: 1:50, \tag{2.11}$$

і компонента  $C_0$  переважає інші. Для нас важливою є обернена пропорційність цієї компоненти до температури. При температурі рідкого гелію перевищення  $C_0$ над іншими компонентами зазвичай сягає двох порядків [78]. Отже, спектр МКД визначається лише цією компонентою. Завдяки такій властивості МКД дуже корисний для вивчення основних станів парамагнітних центрів. А МКД спектр відповідає смузі лінійного поглинання парамагнітного центру.

Саме тому для визначення відповідності смуг поглинання фотоіонізації парамагнітних центрів в CdTe:Ge було досліджено його МКД. МКД спектр для

зразка РМ4, виміряний при T = 1,4 К і B = 2,5 Тл, показано на Рис. 2.11 тоншою лінією, де сигнал МКД б $\alpha$  наведено в обернених сантиметрах. Від'ємний спектр відповідає конвенції по визначенню знаків МКД [80]. Цей знак також закладений у виразі (2.8).



Рис. 2.11. Тонша лінія – спектр МКД  $\delta \alpha$  зразка РМ4 при T = 1,4 К і B = 2,5 Тл; товстіша лінія – спектр поглинання після охолодження кристалу до T = 4,3 К.

Щоб запобігти змінам поглинання, які наводяться світлом, виміри проводились при мінімально можливій інтенсивності монохроматора. Для порівняння разом зі спектром МКД товстішою лінією показано спектр поглинання кристалу, отриманий відразу після охолодження до T = 4,3 K, тобто, той самий спектр, що показаний на Рис. 2.9. Як видно, МКД спектр містить лише дві смуги, 1 і 2, з чотирьох, наявних в спектрі поглинання. Отже, ці дві смуги відповідають фотозбудженням з парамагнітних центрів, в той час як дві інші смуги поглинання, 3 і 4, в області більших енергій обумовлені переходами з діамагнітних центрів. Так само, як в спектрах поглинання і нелінійного поглинання, викликаного світлом, МКД смуги присутні у всіх зразках CdTe:Ge, але з різною відносною вагою.

Наявність зміни поглинання під дією світла передбачає і відповідну зміну смуг МКД. Така зміна була виявлена експериментально. Після освітлення зразка

на протязі 5 хвилин світлом монохроматора з довжиною хвилі 935 нм МКД спектр містив ті самі дві полоси, але їх амплітуди змінились [75]. Якщо полоса 1 зросла приблизно в 2,4 рази, то полоса 2 лише в 1,3 рази. З цього можна зробити важливий висновок, що полоси відповідають різним центрам.

### 2.1.4. Ідентифікація центрів в CdTe:Ge за допомогою ЕПР-методик

В СdTe:Ge природно очікувати два центри, пов'язані з германієм. Це германій в нейтральному стані Ge<sup>0</sup> (Ge<sup>2+</sup> в іонному позначенні) та іонізований германій Ge<sup>+</sup> (Ge<sup>3+</sup>), який є парамагнітним з основним станом  ${}^{2}S_{1/2}$ . Ge<sup>3+</sup> (4s<sup>1</sup>) вже був ідентифікований раніше в CdTe за допомого ЕПР [82,83] з ізотропним Ланде *g*-фактором *g* = 2.145. Встановлено, що принаймні частково, Ge посідає місце Cd в кристалічній гратці. Германій в обох, діамагнітному і парамагнітному, станах присутній в кристалі в пропорції, що залежить від процедури росту кристалу, наявності інших домішкових і дефектних центрів.

У всіх кристалах CdTe:Ge, що досліджувались в даній роботі за допомогою ЕПР, був виявлений Ge<sup>+</sup> в різних концентраціях [75]. При цьому, як і слід було очікувати, зважаючи на значні зміни поглинання під дією світла, опромінення сильно впливало на величину сигналу ЕПР [84]. Це показує зміну концентрації Ge<sup>+</sup> під дією світла.

Тому були проведені більш детальні дослідження фото-ЕПР наступним чином. Зразок охолоджувався до T = 18 К і вимірювався спектр ЕПР в термічній рівновазі, тобто, без освітлення. Потім зразок опромінювався світлом монохроматора з фіксованою довжиною хвилі і спектральною шириною 2 нм доки сигнал ЕПР, обумовлений Ge<sup>+</sup>, не приймав стаціонарне значення. Залежність концентрації Ge<sup>+</sup> від енергії кванта опромінення  $E_{pump}$  зображена на Рис. 2.12 у відносних одиницях (в.о.).

При освітленні кристала світлом з  $E_{pump} < 0,8$  еВ зміни концентрації майже не виявлені. Але в діапазоні від 0,9 еВ до 1,3 еВ кількість Ge<sup>+</sup> змінюється більш ніж на 50% в обидва боки. Тут можна виділити дві спектральні області: для енергії кванта  $E_{pump} < 1,2$  eB ( $\lambda_{pump} > 1,033$  мкм) концентрація Ge<sup>+</sup> зменшується, а для накачки з  $E_{pump} > 1,2$  eB – збільшується [84]. Зазначені зміни обумовлені оптичною нейтралізацією/іонізацією домішкового центру Ge<sup>0/+</sup> в двох його можливих зарядових станах. А додаткові заряди, необхідні для зміни загального заряду на центрах Ge<sup>0/+</sup>, забезпечують фотопереходи з/на інші пастки, наявні в CdTe:Ge.



Рис. 2.12. Концентрація Ge<sup>+</sup>, визначена за допомогою ЕПР, як функція енергії кванта зовнішнього опромінювання. T = 18 K, зразок PM2.

Цікавими виявились результати, отримані для іншого зразка, N12, показані на Рис. 2.13. Тут зміни концентрації Ge<sup>+</sup> були зафіксовані при T = 300 K, що є дуже важливим для співставлення даних з результатами фоторефрактивних досліджень, які проводяться при кімнатній температурі. На додаток, для цього зразка вдалося визначити абсолютні значення зміни концентрації, які виникають внаслідок освітлення. В подальшому результати досліджень фото-ЕПР та їх співставлення з іншими даними дозволили з'ясувати шляхи перерозподілу заряду між різними зарядовими станами домішкових і дефектних центрів у фоторефрактивному CdTe:Ge.

Отже, за допомогою ЕПР у всіх зразках, що тестувались, було виявлено Ge<sup>+</sup>. МКД дозволив визначити положення двох смуг поглинання, які відносяться

до парамагнітних центрів, одним з яких, безумовно, є Ge<sup>+</sup>. Але МКД не дає можливості з'ясувати, яка саме смуга відповідає Ge<sup>+</sup>. В цьому може допомогти інша потужна методика – оптичне детектування магнітного резонансу (ОДМР).



Рис. 2.13. Концентрація Ge<sup>+</sup>, визначена за допомогою ЕПР, як функція енергії кванта зовнішнього опромінювання. *T* = 300 K, зразок N12.

В ОДМР вимірюється сигнал МКД на фіксованій довжині хвилі як функція магнітного поля в присутності надвисокочастотного випромінювання (НВЧ). Як і в "класичному" ЕПР, коли розщеплення Зеемана відповідає енергії кванта НВЧ, то відбувається резонансне поглинання електромагнітної хвилі НВЧ, населеність верхнього розщепленого рівня збільшується, і сигнал МКД зменшується. В залежності  $\delta \alpha = f(B)$  спостерігається мінімум, як це схематично показано на Рис. 2.14.

Для основного стану сигнал МКД

$$\delta \alpha \propto N_{-1/2} - N_{1/2} \propto \tanh\left(\frac{g\mu_B B}{2k_B T}\right),$$
 (2.12)

де N<sub>-1/2</sub> і N<sub>1/2</sub> – населеності розщеплених рівнів [77]. А умова резонансу така сама, як і для класичного ЕПР

$$g\mu_B B = h v_{\mu\nu}, \qquad (2.13)$$

де  $v_{\mu w}$  – частота випромінення НВЧ. Положення резонансу по осі В дозволяє визначити *g*-фактор і, якщо він відомий для якогось центру в кристалі, ідентифікувати центр.



Рис. 2.14. Схематичне пояснення принципу ОДМР.

Безумовним і вкрай важливим плюсом ОДМР є можливість вибору довжини хвилі, тобто, вибору певної смуги поглинання і виділення для досліджень у такий спосіб лише одного парамагнітного центру зі всього загального спектра ЕПР. У випадку CdTe:Ge дві смуги 1 і 2, наявні в спектрі МКД (Рис. 2.11), частково перетинаються одна з одною. Проте для ОДМР можна обрати світло з енергією кванта, що знаходиться на краю однієї з смуг, але на протилежному боці відносно іншої смуги. Це дозволяє дослідити природу лише одного центру, мінімізувавши вплив іншого.

В експерименті спершу було виділено смугу 1, для чого монохроматор було налаштовано на світло з енергією кванта 0,84 еВ ( $\lambda$  = 1476 нм), тобто на низькоенергетичний бік смуги 1 (див. Рис. 2.11). Виміри проводились при T = 1,4К в присутності НВЧ випромінення з частотою f = 35,32 ГГц [76,85]. Результати показані на Рис. 2.15 квадратиками. Добре видно вузький резонанс при полі B =1,176 Тл. Цьому полю відповідає Ланде g-фактор g = 2.145, який відомий для Ge в CdTe [82,83]. Отже, ми однозначно можемо віднести смугу 1, яка присутня в спектрах МКД і наведеного поглинання, до домішкового центру Ge на місці вакансії Cd, а саме до фотонейтралізації Ge<sup>+</sup>.



Рис. 2.15. ОДМР в CdTe:Ge (зразок PM2). Квадратики – світло з  $E_{ph} = 0,84$  eB, ромбики – з  $E_{ph} = 1,19$  eB. T = 1,4 K, частота HBЧ f = 35,32 ГГц.

Для з'ясування природи смуги 2 ОДМР було проведено зі світлом монохроматора налаштованим на  $E_{ph} = 1,19$  еВ ( $\lambda = 1042$  нм), тому що енергія кванта цього випромінення достатньо велика, щоб не залучати фотопереходи, пов'язані зі смугою 1. Результати представлено на Рис. 2.15 ромбиками. Спостерігається складний резонанс з *g*-фактором у доволі широкому діапазоні приблизно від 2,09 до 2,17. Це свідчить про комплексність дефекту, відповідального за смугу 2. І хоча природа цього парамагнітного центру доссі остаточно не з'ясована, найімовірніше, він пов'язаний з легуванням германієм. Про це свідчить не лише близькість *g*-фактора до *g*-фактора германію в СdTe, але перш за все те, що досі подібний ОДМР сигнал спостерігався лише в кристалах СdTe саме з германієм, а відповідні смуги поглинання з більшою чи меншою амплітудою спостерігались у всіх кристалах CdTe:Ge, що досліджувались.

#### 2.1.5. Схема енергетичних рівнів в забороненій зоні CdTe:Ge

Отже, за результатами досліджень поглинання, наведеного світлом, в CdTe:Ge визначено чотири смуги поглинання дві з яких, 1 і 2, віднесено до парамагнітних центрів за допомогою МКД, а ОДМР надало однозначне визначення смуги 1 як такої, що пов'язана з германієм в парамагнітному стані Ge<sup>+</sup> і обумовлена його фотонейтралізацією.

Подальший аналіз даних показав, що освітлення змінює смуги 1 і 4 зворотним чином. Як видно з Рис. 2.10 збільшення смуги 1 супроводжується зменшенням смуги 4 і навпаки. Така зворотна відповідність – це вагомий аргумент на користь приналежності смуг 1 і 4 до одного й того самого центру в різних зарядових станах. Тобто, смуга 4 обумовлена Ge<sup>0</sup>. Це добре відповідає і даним фото-ЕПР, що наведені на Рис. 2.12.



Рис. 2.16. Спектри змін поглинання при послідовному освітленні кристалу CdTe:Ge (зразок PM4) світлом з енергією кванта 0,9 eB, 1,0 eB та 1,1 eB від товстішої до тоншої лінії, відповідно.

Більш детальне вивчення даних поглинання, наведеного світлом, показало, що при освітленні кристалів CdTe:Ge з певною енергією кванта можна так само добре побачити і взаємність смуг поглинання 2 і 3. На Рис. 2.16 показані зміни поглинання після опромінення зразка PM4 світлом з енергією фотона 0,9 eB, 1

еВ і 1,1 еВ від товстішої до тоншої лінії, відповідно. Збільшення смуги 2 супроводжується зменшенням смуги 3. Крім того, при освітленні в цьому діапазоні енергій добре видно ізобестичну точку, яка виникає між двома смугами. Все це так само свідчить на користь зв'язку смуг: один центр в різних зарядових станах відповідає за смуги 2 і 3. Наведені результати досліджень цього центру, позначеного як X, показали, що смуга 2 відповідає його парамагнітному стану  $X^0$ . А інший, діамагнітний стан  $X^2$  пов'язаний зі смугою 3.

Важливим результатом проведених комплексних досліджень є визначення з високою точністю енергій оптичної активації/нейтралізації, як центру X так і германію, для обох з двох їх можливих зарядових станів [60,75,85]. Ці енергії дорівнюють 1,35 еВ для нейтрального Ge<sup>0</sup> та 0,94 еВ для іонізованого германію Ge<sup>+</sup>, 1,1 еВ для центру X в парамагнітному стані (X<sup>0</sup>) та 1,22 еВ для діамагнітного X<sup>-</sup>. Отже, можливі фотопереходи в CdTe:Ge можна записати

$$Ge^{0} + hv \rightarrow Ge^{+} + e \qquad \text{смуга 4 на 1,35eB}$$

$$Ge^{+} + hv \rightarrow Ge^{0} + h \qquad \text{смуга 1 на 0,94eB},$$

$$X^{0} + hv \rightarrow X^{-} + h \qquad \text{смуга 2 на 1,1eB},$$

$$X^{-} + hv \rightarrow X^{0} + e \qquad \text{смуга 3 на 1,22eB}$$

$$(2.14)$$

де енергії позначають центри смуг поглинання, які доволі широкі.



Рис. 2.17. Схема енергетичних рівнів в забороненій зоні CdTe:Ge; 3П – зона провідності, ВЗ – валентна зона.

Діаграма енергетичних рівнів в забороненій зоні CdTe:Ge схематично показана на Рис. 2.17.

Отже, комплексні дослідження показали що два центри, кожен з яких може бути в двох зарядових станах, приймають участь в формуванні просторового заряду в CdTe:Ge. Один з цих центрів однозначно ідентифікований як Ge на місці Cd в кристалічній гратці. Хоча природа другого центру X остаточно не з'ясована, для обох зарядових станів обох центрів визначені енергії оптичної активації.

# 2.1.6. Процеси перерозподілу заряду між фоторефрактивними центрами в CdTe:Ge при опроміненні світлом з різною довжиною хвилі

Для аналізу перерозподілу заряду між різними центрами при освітленні існує ефективна методика побудови кольорових мап змін поглинання, які виникають під дією світла з різною енергією кванта. Ця методика була розроблена професором Ширмером з колегами в Університеті міста Оснабрюк [86] і виявилась дуже потужною для з'ясування напрямків перерозподілу зарядів між різними центрами, наявними в кристалі.

Зміни поглинання, викликані світлом, відображаються в цій методиці у вигляді кольорової мапи. По осі ординат відкладається енергія фотону світла накачки, яка наводить зміни поглинання,  $E_{pump}$ , а по осі абсцис – енергія кванта пробного світла,  $E_{probe}$ , на якому проводяться виміри поглинання. Колір на мапі (чи напівтони в однобарвній версії мапи) відображає зміни поглинання. Приклад такої мапи нелінійного поглинання для зразка РМ4 показано на Рис. 2.18.

Якщо в матеріалі спостерігається поглинання, викликане світлом, то так званий первинний процес завжди буде пов'язаний зі зменшенням поглинання. Дійсно, будь-який перерозподіл зарядів, індукований світлом, стартує із збудження вільного носія заряду з якогось умовного центру  $Y^0$ . Якщо це збудження вільного електрону, то центр стає позитивно зарядженим  $Y^+$ , а початкова концентрація нейтрального  $Y^0$  зменшується. Внаслідок цього

зменшується і смуга поглинання, пов'язана з Y<sup>0</sup>. Тобто, від'ємна зміна поглинання, наведена світлом з енергією фотона  $E_{pump}$ , спостерігається на тій самій енергії кванту пробного світла:  $E_{probe} = E_{pump}$ . А вся сукупність даних, для яких  $E_{pump} = E_{probe}$ , – це діагональ на Рис. 2.18.



Рис. 2.18. Зміни поглинання, наведені світлом в зразку CdTe:Ge PM4, представлені у вигляді мапи;  $E_{pump}$  – енергія кванта світла накачки,  $E_{probe}$  – енергія фотона світла, що використовується для вимірювання. Позначки "+" і "-" показують знак зміни поглинання для однобарвного варіанта рисунка.

Отже, від'ємне нелінійне поглинання на діагоналі кольорової мапи є позначкою так званого первинному процесу [86]. Цей первинний процес може ініціювати інші. Справді, якщо вільний електрон не потрапляє назад до центру  $Y^+$ , то він захоплюється якимось іншим центром, умовним  $Z^+$ . А відтак концентрація  $Z^+$  зменшується, а  $Z^0$  збільшується. Відповідні вторинні зміни поглинання розташовуються на горизонталі  $E_{pump} = const$ , де одне і те саме значення  $E_{pump}$  відповідає первинному процесу. Подібні вторинні процеси можуть бути зафіксовані, якщо вони супроводжуються достатньо великими змінами поглинання.

Підсумовуючи опис методики, зазначимо, що представлення нелінійного поглинання, викликаного світлом, у вигляді кольорової мапи відображає ті самі

дані, що і на Рис. 2.10 та Рис. 2.16, але в більш наглядному вигляді. Таке представлення дозволяє легко ідентифікувати первинний процес, який може запускати наступні процеси, пов'язані з подальшими змінами поглинання в інших спектральних діапазонах. А це зі свого боку показує зв'язок між різними смугами поглинання і допомагає співставити їх з певними домішковими центрами.

Повертаючись до результатів для зразка CdTe:Ge, зауважимо, що наявність великих змін поглинання під дією світла свідчить про значний перерозподіл фотозбуджених носіїв заряду між центрами Ge<sup>0/+</sup> і X<sup>0/-</sup>. Тобто, вільний електрон, генерований світлом з Ge<sup>0</sup>, може бути захоплений не лише германієм в іншому зарядовому стані – Ge<sup>+</sup>, але і центром X<sup>0</sup>. У такому разі X<sup>0</sup> перетворюється на X<sup>-</sup>. Так само і дірка, збуджена з Ge<sup>+</sup>, може бути захоплена як Ge<sup>0</sup>, так і X<sup>-</sup>.

На Рис. 2.18 задля наочності сірими лініями показані енергії активації обох зарядових станів центрів  $Ge^{0/+}$  і  $X^{0/-}$ . Вочевидь, у виміряних спектрах є мінімум в низькоенергетичній області для енергій контрольного світла і світла накачки в околі 0,8-1,1 еВ. Цей мінімум, розташований на діагоналі системи координат, відображає самопросвітлення кристала, а отже виказує первинний процес, яким є збудження дірки в валентну зону з рівня іонізованого германію Ge<sup>+</sup>. Вторинними процесами для цієї ж накачки будуть зміни поглинання біля горизонталі  $E_{probe} = 0,94$  eB. В околі цієї лінії існують два невеликі максимуми біля енергій  $E_{probe} = 1,35$  eB (смуга 4) і  $E_{probe} = 1,1$  eB (смуга 2) та добре помітний мінімум на Eprobe = 1,22 eB. Слід зауважити, що зазначені максимуми і мінімум відповідають різним світлоіндукованим процесам, які характеризуються різними перетинами захва́ту. Тому природньо, що смуги поглинання мають різні амплітуди, а інколи навіть не реєструються. Перший серед зазначених максимумів відображає природнє збільшення концентрації Ge<sup>0</sup>, який з'являється при збудженні дірки з Ge<sup>+</sup>: Ge<sup>+</sup> +  $hv = \text{Ge}^0 + h$ . Друге збільшення поглинання на  $E_{probe} = 1,1$  eB обумовлене ростом кількості X<sup>0</sup>, коли частина X<sup>-</sup> захоплює вільні дірки і перетворюється на  $X^0$ . А мінімум, який спостерігається на  $E_{probe} = 1,22$  eB, виникає внаслідок зменшення концентрації Х<sup>-</sup>, – коли цей центр Х<sup>-</sup> захоплює 86 вільну дірку, він перетворюється на X<sup>0</sup>. Отже, перерозподіл заряду при низькоенергетичному освітленні кристалу виглядає наступним чином

$$\operatorname{Ge}^{+} + hv \rightarrow \operatorname{Ge}^{0} + h; \quad X^{-} + h \rightarrow X^{0}.$$
 (2.15)

На бісектрисі Рис. 2.18 існує інший мінімум біля *E*<sub>probe</sub> = 1,35 еВ для накачки з більш енергетичним квантом в проміжку  $E_{pump} = 1,25-1,5$  еВ. Вочевидь, це також первинний процес, який обумовлений збудженням електрону з нейтрального Ge<sup>0</sup>. Для цього первинного процесу є широкий і доволі комплексний максимум наведеного поглинання з максимумом в околі  $E_{probe} = 1$ еВ. Досить складно розкласти цей максимум на окремі складові, серед яких, можливо, є і "замасковані" мінімуми. Втім можна точно стверджувати, що комплексний максимум містить максимум, пов'язаний із зростанням Ge<sup>+</sup>, яке обов'язково супроводжує зменшення Ge<sup>0</sup>. Також зазначимо, що частина електронів, згенерованих з  $Ge^0$ , але не захоплених  $Ge^+$ , все ж таки має бути десь захоплена. Для цього є центр X<sup>0</sup>. Концентрація стану X<sup>-</sup> збільшується, що призводить до росту поглинання на  $E_{probe} = 1,22$  eB (смуга 3) і відповідного зменшення  $X^0$  на  $E_{probe} = 1,1$  eB (смуга 2). І якщо збільшення поглинання на  $E_{probe}$ = 1,22 eB підсилює комплексний максимум поглинання, то мінімум зафіксувати неможливо. Подібний результат пояснюється невеликим перетином захоплення центру Х<sup>0</sup> порівняно з цією характеристикою інших центрів. Отже, високоенергетичне опромінення викликає перерозподіл заряду, який можна протилежним, щодо перерозподілу вважати при низькоенергетичному опроміненні:

$$\operatorname{Ge}^{0} + hv \to \operatorname{Ge}^{+} + e; \quad X^{0} + e \to X^{-}.$$
 (2.16)

Хоча це і не є очевидним з даних Рис. 2.18, при освітленні кристалу світлом з проміжною енергією кванта  $E_{pump}$  1-1,25 еВ також є ознаки первинного процесу. Відповідний мінімум є зсунутим вниз від діагоналі внаслідок перекриття з більш потужними додатними змінами поглинання на  $E_{probe} = 0,94$  еВ і  $E_{probe} = 1,1$  еВ смуг 1 і 2, відповідно. Якщо прийняти це до уваги, то можна стверджувати, що

на  $E_{probe} = 1,22$  eB існує первинний процес, який відповідає фотогенерації електрону з центру X<sup>-</sup>. Внаслідок цього збільшується кількість центрів X<sup>0</sup>, що супроводжується збільшенням поглинання на  $E_{probe} = 1,1$  eB. Частина вільних електронів захоплюється на Ge<sup>+</sup>, який при цьому перетворюється на Ge<sup>0</sup>. Наявність максимуму на  $E_{probe} = 1,35$  eB підтверджує збільшення концентрації Ge<sup>0</sup>. А край мінімуму на  $E_{probe} = 0,94$  eB підтверджує зменшення концентрації Ge<sup>+</sup>. Тобто, для випадку опромінення світлом з проміжною енергією кванта основний перерозподіл заряду можна описати

$$X^{-} + hv \rightarrow X^{0} + e; \quad Ge^{+} + e \rightarrow Ge^{0}.$$
(2.17)

Основні напрямки перерозподілу заряду між центрами захоплення при опроміненні кристала CdTe:Ge світлом з різною енергією кванта показані на Рис. 2.19 на схемі енергетичних рівнів. Стрілки біля позначок енергетичних рівнів, що відповідають центрам захоплення, відображають збільшення чи зменшення відповідних концентрацій.



Рис. 2.19. Основні напрямки перерозподілу заряду між центрами захоплення при опроміненні кристала CdTe:Ge світлом: (а) – з низькою (0,8-1,0 eB), (б) – середньою (1,0-1,25 eB) і (в) – великою (1,25-1,5) енергією кванта. *e* і *h* позначають вільні електрони і дірки; маленькі стрілки біля позначок енергетичних рівнів, що відповідають центрам захоплення, показують збільшення або зменшення відповідних концентрацій.

Традиційне представлення спектрів поглинання, наведеного світлом, як на Рис. 2.10 і Рис. 2.16 корисне для вивчення деталей, якісних та інколи навіть чисельних значень характеристик матеріалів, аналізу ізобестичних точок тощо. В той самий час представлення аналогічних даних у вигляді кольорової мапи часто елегантно і наглядно показує процеси перерозподілу заряду, як це засвідчує аналіз даних для зразка РМ4 [87].

Зрозуміло, що ідентифікація процесів перерозподілу заряду в даному випадку насамперед цікаві з точки зору запису фоторефрактивних граток на різних довжинах хвиль. Аналіз даних нелінійного поглинання, створеного світлом, свідчить, що в зразку РМ4 зі зміною довжини хвилі змінюється напрямок перезарядки пасток (див. Рис. 2.19а і Рис. 2.19б), який природньо супроводжується зміною основних носіїв дірок заряду 3 при опроміненні (Рис. 2.19a) низькоенергетичному на електрони при високоенергетичному (Рис. 2.196,в). Отже, можна очікувати і перемикання напрямку енергообміну зі зміною довжини хвилі двопучкової взаємодії. Проте це відбувається не для всіх зразків.

Зразок РМ4 вирощений в тій самій лабораторії і дуже подібний по всім характеристикам до зразка РМ2. Якщо повернутись до спектрів коефіцієнту підсилення на Рис. 2.7, то спектри для цих зразків схожі. Знак коефіцієнту підсилення Г в обох кристалах не змінюється з довжиною хвилі, і, як вже зазначалось, у всьому діапазоні довжин хвиль  $\lambda = 0,87..1,55$  мкм основні носії – це електрони. Найпростішим поясненням безумовно є різниця властивостей кристалу при низький і кімнатній температурах. Нажаль, нелінійне поглинання при кімнатній температурі мале для дослідження процесів перерозподілу заряду. І якщо вивчення наведеного світлом поглинання при низькій температурі надає велику кількість даних про структуру домішкових і дефектних центрів в CdTe:Ge, то використання цих даних для пояснення властивостей конкретних зразків при кімнатній температурі потребує додаткового аналізу інших результатів, як то спектральні залежності  $\Gamma = f(\lambda)$ , знак носіїв заряду тощо.

89

З одного боку зрозуміло, що процеси перерозподілу заряду можуть відбуватися лише між пастками, які виявлені в кристалі. Але треба також зважати, що досить широкі навіть при низький температурі смуги поглинання стають ще ширшими при кімнатній (див. Рис. 2.10). Також певним чином змінюються з температурою і заселеності рівнів, які відповідають різним домішковим центрам в різних зарядових станах. А тому спектральні діапазони деяких процесів фотогенерації і перерозподілу заряду можуть зсуватись по довжині хвилі зі зміною температури. Так і відбувається в зразках РМ2, РМ4 та деяких інших кристалах CdTe:Ge. При підвищенні температури фотогенерація електронів з центрів X<sup>-</sup> і Ge<sup>0</sup> (Рис. 2.196, Рис. 2.19в) переважає інші фотозбудження, і основними вільними носіями заряду лишаються електрони у всьому діапазоні довжин хвиль, в якому досліджувалась двопучкова взаємодія ( $\lambda = 0,87..1,55$  мкм).

Водночас в багатьох зразках CdTe:Ge спостерігається зміна напрямку енергообміну, як це видно на Рис. 2.7. Нелінійне поглинання, створене світлом, було досліджено методом побудови кольорових мап і в таких зразках. На Рис. 2.20 представлено результати для зразка N12. Вони відрізняються від даних для попереднього кристалу перш за все відсутністю ознак первинного процесу в низькоенергетичному куту мапи, який відповідає збудженню дірки з Ge<sup>+</sup>. Це можна пояснити, виходячи з даних фото-ЕПР для цього зразка на Рис. 2.13. Виявляється, що в термічній рівновазі (без освітлення) лише відносно мала частина домішки германію знаходиться в іонізованому стані Ge<sup>+</sup>. Начальна концентрація близька до  $4 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Але перерозподіл заряду існує і в цьому зразку, про що свідчать зміни поглинання на горизонталях в області  $E_{pump} = 0.8$ -1,1 еВ. Адже зрозуміло, що не може бути ніяких вторинних процесів без первинного. Тобто, наявність вторинного мінімуму на енергії  $E_{probe} = 1,22$  еВ на тій самій горизонталі показує, що ті самі процеси перерозподілу заряду по пастках, що і в зразку РМ4, мають місце, але їх ефективність менша, а тому менші і їх прояви в нелінійному поглинанні.



Рис. 2.20. Зміни поглинання, наведені світлом в зразку CdTe:Ge N12, представлені у вигляді мапи;  $E_{pump}$  – енергія кванта світла накачки,  $E_{probe}$  – енергія фотона світла, що використовується для вимірювання. Позначки "+" і "-" показують знак зміни поглинання для однобарвного варіанта рисунка.

Очевидно, що світло з низькою енергією кванта біля  $E_{pump} = 1$  еВ помітно збільшує концентрацію Ge<sup>+</sup> в зразку N12, на відміну від зразка РМ4, де таке збільшення починається для світла з енергією фотона  $E_{pump} > 1,2$  еВ. Це підтверджують також і дані фото-ЕПР, і фото-МКД. Тобто, процеси перерозподілу заряду, які мають місце в зразку РМ4 при високоенергетичному опроміненні (Рис. 2.19в), в зразку N12 стають важливими вже при освітленні світлом з середньою енергією кванта біля  $E_{pump} = 1,22$  еВ (Рис. 2.196). А освітлення зразка N12 світлом з довжиною хвилі  $\lambda = 1064$  нм ( $E_{pump} = 1,165$  еВ) призводить до протилежних змін концентрацій обох станів центрів Ge та X відносно тих змін, які відбуваються при освітленні світлом з  $\lambda = 1320$  нм ( $E_{pump} = 0,94$  еВ). Цей висновок нам стане у нагоді у подальшому при дослідженні можливості керування фоторефрактивними властивостями напівпровідників за допомогою зовнішнього освітлення.

Отже, дослідження фоторефрактивних властивостей, спектрів лінійного поглинання і поглинання, викликаного світлом, дані МКД і фото-ЕПР, наведені

в Підрозділі 2.1, свідчать, що щонайменше два центри, кожен з яких може бути в двох зарядових станах, приймають участь у формуванні просторового заряду в кристалах CdTe:Ge. Аналіз змін спектрів поглинання при додатковому освітленні показав, що цим центрам в двох їх зарядових станах відповідають чотири смуги поглинання, наявні у всіх зразках GdTe:Ge, що тестувались, але з різними відносними вагами. МКД дозволив визначити, що дві з чотирьох смуг поглинання належать парамагнітним центрам. За допомогою ОДМР одна з цих смуг віднесена до Ge в парамагнітному стані (Ge<sup>+</sup>). І хоча інший центр X повністю не ідентифіковано, визначена енергія його оптичної активації в парамагнітному стані. Кореляція змін поглинання різних смуг при освітленні світлом з різною енергією фотона, дані фото-МКД та фото-ЕПР дозволили визначити і енергії оптичної активації центрів в їх діамагнітному стані. Запропоновано схему енергетичних рівнів в забороненій зоні CdTe:Ge. Визначені шляхи перерозподілу заряду між різними центрами при освітленні кристалу світлом з різною енергією кванта.

#### 2.2. Фоторефрактивні центри в CdTe:Sn

Зважаючи на те, що коефіцієнти фоторефрактивної взаємодії в кристалах CdTe, легованих германієм, хоча і є найбільшими для всіх напівпровідників, але все ж таки не досягають граничних значень, розрахованих згідно табличних величин показника заломлення і електрооптичного коефіцієнта, важливим є пошук інших домішок, які б могли як підвищити коефіцієнти взаємодії, так і прискорити відгук фоторефрактивних напівпровідників.

Одним з кандидатів, який міг би сформувати потрібний фоторефрактивний центр захоплення в CdTe, є олово. З електричних і ЕПР досліджень відомо, що олово створює глибокий рівень в середині забороненої зони CdTe з енергією активації близько 0,8-0,9 eB [88,89]. Тому були проведені дослідження CdTe:Sn, і вже в перших наших спробах по запису граток було продемонстровано фоторефрактивний відгук в кристалах CdTe:Sn [51], синтезованих в лабораторії I. М. Раренка та З. І. Захарук. Водночас, всі переваги і недоліки цього матеріалу відразу не було розкрито, тому що в перших роботах не було проведено комплексного вивчення процесів формування просторового заряду. Пізніше такі дослідження були проведені в співпраці з нашими французькими колегами [90]. Результати цих досліджень, які надали фундаментальні дані про домішковий центр олова в CdTe:Sn, і підсумовані в даному розділі.

#### 2.2.1. Фоторефрактивні властивості CdTe:Sn

Як вже було зазначено, кристали CdTe:Sn, які досліджувались в даній роботі, були синтезовані І. М. Раренком та З. І. Захарук (Фізичний факультет ЧНУ). Всі зразки вирізались із злитків, що були вирощені модифікованим методом Бріджмена. Зразки у вигляді прямокутних брусків мали типові розміри 0,7×0,4×0,4 см<sup>3</sup> вздовж кристалографічних напрямків [110], [001] та [110], відповідно. Всі грані кристалів були відполіровані з оптичною якістю. Досліджувались різні зразки, що були виготовлені з декількох різних злитків. В даному розділі представлені результати для двох найбільш типових зразків, – для N55, вирізаного зі злитка, концентрація олова в розплаві для якого на початку росту становила  $N_{Sn} \approx 2,5 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, і для зразка N78, де ця концентрація була  $N_{Sn} \approx 3 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Відразу слід зазначити що така, здавалося б, досить мала зміна концентрації впливала на деякі властивості досить сильно. Пов'язано це з нелінійною залежністю концентрації домішкових центрів в кристалі CdTe при зміні концентрації домішки в розплаві. Для обох зразків була зроблена оцінка зверху темнової провідності, яка виявилась  $\sigma_D < 1,7 \times 10^{-9}$  См/см.

Фоторефрактивний запис досліджувався за допомогою лазера з довжиною хвилі випромінення  $\lambda = 1064$  нм та потужністю вихідного неперервного випромінювання 600 мВт. Схема запису гратки подібна до тієї, що використовувалась раніше для дослідження кристалів CdTe:Ge (Puc. 2.1). Для кращого сприйняття цю схему з незначними змінами повторено на Puc. 2.21. Зміни перш за все відображають іншу геометрію взаємодії, пов'язану з іншим

зрізом більшості кристалів CdTe:Sn. Бічні грані зразків були паралельні до кристалографічної площини (001). Отже, вектор гратки **K** завжди було спрямовано вздовж кристалографічного напрямку [001] як для попутної (Рис. 2.21а), так і для зустрічної (Рис. 2.21б) взаємодії. Поляризація світлових пучків була перпендикулярна до площини сходження, тобто, була спрямована вздовж осі [110]. При такій орієнтації двопучкової взаємодії в кубічному ФРК важливим є табличне значення електрооптичного коефіцієнта  $r_{41}$ , тобто,  $r_{eff} = r_{41}$  як для попутної, так і для зустрічної схеми. І хоча дещо більший електрооптичний коефіцієнт  $r_{eff} = 2/\sqrt{3} r_{41}$  досягається при попутній взаємодії для **K** || [111], але для зустрічної взаємодії в кубічних кристалах саме застосована тут геометрія є оптимальною з точки зору електрооптичного коефіцієнту.



Рис. 2.21. Схематичне зображення експериментальної установки для вивчення (а) – попутної і (б) – зустрічної двопучкової взаємодії.

Додаткова модифікація схеми досліджень стосується способу контроля запису/старання гратки. Замість механічного затвору було використано фазовий електрооптичний модулятор ЕОМ. Пакети високочастотних синусоїдальних імпульсів, що посилались на модулятор, вносили фазову модуляцію в хвилю накачки  $\varphi(t) = \Delta \varphi \sin(2\pi f t)$ . Частота модуляції f = 100 кГц була набагато більша за обернений час релаксації гратки  $2\pi f >> 1/\tau_{sc}$ . Що до амплітуди модуляції, то вона складала  $\Delta \varphi \approx 2,4$ , тобто відповідала першому нулю функції Бесселя нульового порядку  $J_0(\Delta \varphi) = 0$ . Високочастотна фазова модуляція однієї з 94 інтерферуючих хвиль з такою амплітудою викликає швидкі просторові коливання інтерференційної картинки, при яких її інтегральний по часу контраст дорівнює нулю [91]. Тобто, при ввімкненій фазовій модуляції гратка не записується, а попередньо записана гратка стирається. У такий спосіб на відміну від традиційної техніки відкриття/перекриття накачки дана модуляційна техніка дозволяє контролювати запис гратки не змінюючи середню інтенсивність на кристалі. А виміри змін інтенсивності сигнального променя під час запису/стирання гратки позбавляються можливого впливу просвітлення або затемнення кристалу під дією світла накачки. До використання такої методики вимірювань підштовхнули попередні дослідження, які показали досить велике нелінійне поглинання, що може наводитись світлом в деяких кристалах CdTe навіть при кімнатній температурі.

Інші експериментальні умови були близькими до попередніх. Обидва нерозширені пучки мали розподіл інтенсивності по закону Гауса з півшириною  $w \approx 2,4$  мм. Загальна потужність світла на кристалі досягала P = 200 мВт, а співвідношення інтенсивностей променів як і в попередніх експериментах складало  $\beta = I_{p0}/I_{s0} \approx 100$ . Змінний ослаблювач потужності дозволяв плавно зменшувати інтенсивність світла на кристалі. За допомогою діафрагми Д з діаметром  $\emptyset \approx 1,4$  мм, встановленої на відстані 4 см від кристала, з поперечного перетину сигнального пучка вирізалась його центральна частина. У такий спосіб запис відбувався центральними ділянками променів на верхівці розподілу Гауса, що забезпечувало майже рівномірну інтенсивність в області взаємодії. Використання накачки з профілем ширшим за профіль сигналу забезпечувало також і краще перекриття пучків при відносно великому куті між ними.

Спершу досліджувалась зміна інтенсивності сигнального пучка в часі при запису гратки. На Рис. 2.22 показана така динаміка, яка була записана при загальній інтенсивності світла  $I = 500 \text{ MBt/cm}^2$  на просторовому періоді  $\Lambda = 1,1$ мкм після вимкнення високочастотної фазової модуляції в час t = 0. Підсилення сигнального пучка відбувається з характерним часом порядку 1 мс. Зі значень начальної інтенсивності при t = 0 і стаціонарної для  $t \to \infty$  з виразу (1.2) розраховувався експоненціальний коефіцієнт підсилення.



Рис. 2.22. Зміна інтенсивності сигнального пучка в часі при двопучковій взаємодії в CdTe:Sn, зразок N55, на  $\lambda = 1064$  нм при загальній інтенсивності світла I = 500 мBt/см<sup>2</sup> на просторовому періоді  $\Lambda = 1,1$  мкм. В час t = 0 вимкнено високочастотну фазову модуляцію накачки, – розпочато запис гратки.

Якщо співвідношення інтенсивностей  $\beta$  змінювалось на обернене  $1/\beta$ , тобто, коли сигнальний пучок і пучок накачки змінювались містами, то новий сигнальний промінь ослаблювався. Отже, напрямок енергообміну зберігався. А коефіцієнт підсилення ставав від'ємним, але лишався приблизно таким самим по абсолютному значенню. Такий однонаправлений енергообмін між променями, що записують гратку, однозначно свідчить про дифузійний механізм формування просторового заряду [23] та про несуттєвий внесок можливих супутніх граток таких як, наприклад, гратки поглинання.

Що стосується основних носіїв заряду, то з використанням методики, описаної вище (Рис. 2.8), було визначено, що на довжині хвилі  $\lambda = 1064$  нм у всіх протестованих зразках це дірки [90].

Для подальшої характеризації процесів формування просторового заряду коефіцієнт підсилення було виміряно як функцію просторового періоду. Експериментальні дані показані на Рис. 2.23 точками: квадратиками для попутних граток і ромбиком для зустрічних. Позначки похибки показують розкид експериментальних значень при проведенні вимірювань в одних і тих самих умовах.



Рис. 2.23. (а) – коефіцієнт підсилення від періоду гратки і (б) – та сама залежність лінеарізована в спеціальних координатах для визначення характеристик кристалу; експериментальні дані показані квадратиками для попутної і ромбиками для зустрічної взаємодії; лінії відображають розрахунки (а) – згідно (1.15) і (б) – згідно (2.18) з  $l_s = 1$  мкм та  $\xi = 0,52$ .

Як вже зазначалось раніше, згідно з виразом (1.15) максимальний коефіцієнт підсилення досягається на просторовому періоді, що дорівнює довжині екранування Дебая. Саме для її визначення і подальшої оцінки ефективної концентрації пасток і проводяться вимірювання  $\Gamma(\Lambda)$ . Проте інколи максимум залежності припадає на просторовий період, який лежить між періодами для попутної і зустрічної взаємодії. В цьому випадку визначення дебаєвської довжини дещо ускладняється. Для більш точного її визначення використовується методика лінеаризації [92], яка перетворює залежність (1.15) в лінійну. Для цього вираз (1.15) представляють у вигляді функції 1/( $\Gamma\Lambda$ ) = $f(1/\Lambda^2)$ :

$$\frac{1}{\Gamma\Lambda} = \frac{\lambda e}{4\pi^2 \xi n^3 r_{eff} k_B T} \left( 1 + l_s^2 \frac{1}{\Lambda^2} \right).$$
(2.18)

97

Коефіцієнт електрон-діркової конкуренції може бути визначена з точки перетину прямої (2.18) з віссю 1/(ГЛ), а потім довжина дебаєвського екранування легко може бути оцінена з куту нахилу цієї прямої.

Точки на Рис. 2.236 представляють ті самі експериментальні дані, що і на Рис. 2.23а, але в нових координатах. Видно, що коефіцієнт підсилення, виміряний для зустрічної взаємодії і зображений ромбиком, дуже важливий для визначення куту нахилу залежності і, відповідно, для оцінки довжини екранування Дебая. Результати ж для геометрії на пропускання більш важливі для з'ясування точки перетину залежності з віссю 1/(ГА), а отже, для оцінки коефіцієнту електрон-діркової конкуренції. Наближення лінійної залежності (2.18) до експериментальних даних за методом найменших квадратів дало такі оцінки:  $l_s = 1 \pm 0,1$  мкм ( $N_E = 6,2 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>) і  $\xi = 0,52 \pm 0,02$ . Пряма на Рис. 2.236 представляє результат цього наближення (2.18). Константи для CdTe, що використовувались при розрахунках, підсумовані в Таблиця 2.3 разом із деякими характеристиками фоторефрактивних кристалів CdTe:Sn, визначеними з експериментів для типового зразка N55.

лінеаризації Треба зазначити, ЩО розрахунки за методикою 3 використанням лише даних для попутної взаємодії дають такі самі результати в межах експериментальної похибки, як і розрахунки з урахуванням даних для геометрії на відбивання. Цe підтверджує придатність найпростішої фоторефрактивної моделі з одним центром захоплення [23] для опису формування просторового заряду в кристалах CdTe:Sn, що досліджувались.

Додатково треба відзначити відтворюваність характеристик. Фоторефрактивні властивості п'яти інших зразків, вирізаних з різних місць двох різних злитків, виявились дуже подібними до властивостей зразка N55. Довжина екранування Дебая варіювалась в межах  $l_s = 0.8...1.2$  мкм, а коефіцієнт електрондіркової конкуренції  $\xi = 0.35...0,55$ . Що стосується іншого зразка, N78, деякі результати для якого представлений далі, то  $l_s \approx 0.9$  мкм і  $\xi \approx 0.45$  забезпечували найбільший для нього коефіцієнт підсилення  $\Gamma = 0.32$  см<sup>-1</sup> на періоді  $\Lambda = l_s \approx 0.9$  мкм. Подібна відтворюваність фоторефрактивних характеристик для різних зразків і навіть різних злитків є дуже бажаною для фоторефрактивного CdTe, для якого часто спостерігаються досить великі розбіжності властивостей від зразка до зразка, інколи навіть зі зміною типу основних носіїв заряду для зразків, вирізаних з різних місць однієї булі.

Таблиця 2.3. Деякі константи CdTe на $\lambda = 1,064$ мкм, та типові характеристики
фоторефрактивного CdTe:Sn, визначені для зразка N55.

характеристика	значення	посилання
показник заломлення <i>п</i>	2,82	[68,69]
діелектрична проникність <i>є</i>	11	[93]
електрооптичний коефіцієнт <i>г</i> 41	6,1 пм/В	[43,44] <sup>a</sup>
темнова провідність $\sigma_D$	$< 1,7 \times 10^{-9}$ См/см	[90] <sup>b</sup>
довжина екранування Дебая <i>ls</i>	1 мкм	[90] <sup>b</sup>
ефективна концентрація пасток <i>N</i> <sub>E</sub>	$6,2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$	[90] <sup>b</sup>
коефіцієнт електрон-діркової конкуренції $ \xi $	0,52	[90] <sup>b</sup>
співвідношення темнової провідності і константи фотопровідності <i>о<sub>D</sub>/к</i>	0,46 mBt/cm <sup>2</sup>	[90] <sup>b</sup>

Оскільки фоторефрактивний запис – це процес, який індукується світлом, щоб досягти максимальної модуляції показника заломлення, потрібна певна інтенсивність світла. Щоб з'ясувати, яка вона для кристалів CdTe:Sn, коефіцієнт підсилення у двопучковій взаємодії було виміряно як функцію загальної інтенсивності пучків, що записують гратку. Експериментальні дані, отримані на просторовому періоді  $\Lambda = 1,1$  мкм показані на Рис. 2.24а точками. Коефіцієнт підсилення збільшується з інтенсивністю і наближається до насичення для I > 3 мВТ/см<sup>2</sup>.

<sup>&</sup>lt;sup>а</sup> В літературі існують великі розбіжності щодо електрооптичного коефіцієнту CdTe. Значення r<sub>41</sub> = 6,1 пм/В [43] є найбільш достовірним згідно наших експериментальних оцінок [44].

<sup>&</sup>lt;sup>b</sup> Результати також представлені і в даній дисертаційній роботі.

Для найпростішої моделі фоторефрактивного запису з одним центром захоплення залежність коефіцієнту підсилення від інтенсивності з урахуванням виразів (1.5) і (1.9) має вигляд [23]

$$\Gamma = \frac{\Gamma_0}{1 + \sigma_D / (\kappa I)}, \qquad (2.19)$$

де  $\Gamma_0$  – коефіцієнт підсилення в насиченні по інтенсивності (при  $I \rightarrow \infty$ ).



Рис. 2.24. (а) – коефіцієнт підсилення від інтенсивності,  $\Lambda = 1,1$  мкм і (б) – та сама залежність, перебудована в спеціальних координатах для визначення характеристик кристалу (деталі в тексті). Точки – експериментальні дані, лінії – розрахунки з  $\Gamma_0 = 0,29$  см<sup>-1</sup> і  $\sigma_D/\kappa = 0,46$  мВт/см<sup>2</sup> згідно виразу (2.19) в (а) і згідно (2.20) в (б).

Залежність (2.19) може бути перебудована в обернених координатах (1/ $\Gamma$ ) = f(1/I), в яких вона стає лінійною:

$$\frac{1}{\Gamma} = \frac{1}{\Gamma_0} \left( 1 + \frac{\sigma_D}{\kappa} \frac{1}{I} \right). \tag{2.20}$$

Таке представлення робить більш очевидним відповідність отриманих результатів теоретичній моделі, а визначення характеристик кристалів стає легшим. На Рис. 2.246 експериментальні дані представлені точками в нових координатах. Вони чудово описуються лінійною залежністю. Наближення виразу (2.20) до даних експерименту зображено на Рис. 2.24 прямою лінією. З точки перетину з віссю ординат визначено коефіцієнт підсилення в насиченні по інтенсивності  $\Gamma_0 = 0,29$  см<sup>-1</sup>, а з куту нахилу прямої оцінено співвідношення  $\sigma_D/\kappa = 0,46$  мВт/см<sup>2</sup>. Ця остання характеристика має важливий фізичний зміст. Вона відповідає інтенсивності, при якій фотопровідність зрівнюється з темновою провідністю. Лінія на Рис. 2.24а показує розрахунок згідно виразу (2.19) з тими ж самими параметрами кристалу. Крім полегшення у визначенні важливих значень, що характеризують фоторефрактивний кристал, техніка лінеаризації також наглядно демонструє придатність моделі з одним центром захоплення для опису фоторефрактивних граток в кристалі CdTe:Sn.

В цьому кристалі коефіцієнт підсилення досягає максимальних значень при значно менших інтенсивностях світла порівняно з кристалами CdTe:Ge [94]. Це робить CdTe:Sn дуже привабливим для багатьох застосувань з малою інтенсивністю. Водночас найбільші коефіцієнти підсилення в CdTe:Sn є помітно меншими за величини, що повідомлялись для CdTe:Ge. Для підвищення фоторефрактивного відгуку CdTe:Sn необхідно зменшення електрон-діркової конкуренції при запису гратки і збільшення ефективної концентрації пасток. Для цього потрібно створити рівень в забороненій зоні CdTe:Sn, який би забезпечив компенсацію неосновних носіїв заряду. Досягти цього можна спеціальним легуванням, модифікацією технології додатковим росту кристала ЧИ післяростовою обробкою. Для успішного руху в цьому напрямку необхідні детальні знання про структуру домішкових і дефектних центрів в кристалі CdTe:Sn. отримання таких проведено Для даних було комплексне спектроскопічне і магнітооптичне дослідження з метою характеризації центрів, важливих для формування фоторефрактивної гратки в CdTe:Sn [90].

# 2.2.2. Спектри лінійного поглинання та змін поглинання, наведених світлом, в кристалах CdTe:Sn

Спектри лінійного поглинання і поглинання, викликаного освітленням кристалу, досліджувались в різних зразках. Результати варіювались від зразка до зразка, але були знайдені спільні риси. Ті самі смуги поглинання, хоч і з різними амплітудами, були виявлені у всіх зразках, що тестувались. Як вже зазначалось, тут і далі представлені дані для двох типових зразків, N55, фоторефрактивні властивості якого описані вище, і N78, з більшою начальною концентрацією олова в розплаві. Фоторефрактивні властивості обох зразків дуже схожі, але менше поглинання зразка N55 на  $\lambda = 1,064$  мкм зумовлювало більш точні фоторефрактивні виміри. Більша ж концентрація домішки в зразку N78 приводила до більшого поглинання і більш виражених особливостей фотопоглинання, що полегшувало їх дослідження.



Рис. 2.25. Спектри лінійного поглинання CdTe:Sn: тонша лінія — зразок N55, товстіша лінія — зразок N78; T = 100 K.

Начальні спектри поглинання зразків N55 і N78, виміряні в термічній рівновазі (без додаткового освітлення) відразу після охолодження зразків до *T* = 100 K, показані на Рис. 2.25 тоншою і товстішою лініями, відповідно. У обох спектрів є характерне плече в діапазоні енергій 1...1,4 еВ, яке засвідчує наявність

домішки. Таке плече більш виражене в зразку N78 з більшим вмістом олова. Загалом можна було б очікувати не такої великої різниці в поглинанні у кристалів, для яких різниця початкової концентрації домішки в розплаві складає всього 20%. Але слід зважати на те, що кінцева концентрація олова в кристалі CdTe може суттєво відрізнятись від початкової концентрації в розплавленій рідині. Відомо, що елементи IV групи, до якої належить і олово, входять до кристалу нерівномірно [95]. Інколи концентрація домішки на дні (початок росту) і на верхівці злитка може відрізнятись більше ніж на порядок. Тому досить суттєва різниця спектрів поглинання для зразків, виготовлених із злитків з різною начальною концентрацією домішки, не є дивиною.

Проведені раніше дослідження кристалів CdTe:V [71] і CdTe:Ge [75,76] виявили вагомі зміни поглинання під дією світла. Такі зміни обумовлені перерозподілом фотозбуджених носіїв заряду по різним домішковим і дефектним центрам в CdTe. Нелінійне поглинання, наведене світлом, спостерігалось і в зразках CdTe:Sn.

Виявилось, що наведене поглинання в CdTe:Sn досить мале і було зафіксоване лише при низький температурі. Внаслідок меншого нелінійного поглинання процедура його вимірювання була трохи змінена від тієї, що використовувалась для CdTe:Ge. Як і раніше спочатку зразок охолоджувався до T = 100 K і вимірювався начальний спектр. Для наведення змін поглинання замість світла монохроматора використовувалось більш потужне світло галогенової лампи. За допомогою інтерференційних фільтрів з полосою пропускання біля 10 нм з всього спектрального діапазону лампи виділялось світло з потрібною енергією кванта. Вимірювання нового спектра проводилось в присутності додаткового освітлення. А для уникнення його впливу на виміри це світло спрямовувалось на кристал в напрямку, перпендикулярному до напрямку розповсюдження світла монохроматора.

Енергія кванта накачки збільшувалась в інтервалі  $E_{pump} = 0,8...1,4$  eB для кожного наступного виміру. Спектр наведеного поглинання розраховувався як різниця між спектром при певному освітленні і початковим спектром,

отриманим відразу після охолодження зразка. Результати, отримані для зразка N78 після освітлення світлом з енергією кванта  $E_{pump} = 0,94$  eB (1320 нм),  $E_{pump} =$ 1,11 eB (1120 нм) та  $E_{pump} = 1,33$  eB (935 нм), представлено на Рис. 2.26 від тоншої до товстішої лінії, відповідно.



Рис. 2.26. Спектри змін поглинання при послідовному освітленні кристалу CdTe:Sn (зразок N78) світлом з енергією кванта 0,94 eB, 1,11 eB та 1,33 eB від тоншої до товстішої лінії, відповідно.

Лише одна смуга поглинання з максимумом біля  $E_{ph} = 1,09$  eB ( $\lambda = 1140$  нм) може бути впевнено визначена з даних Рис. 2.26. Також при низькоенергетичному опроміненні світлом з енергією фотона  $E_{pump} = 0,94$  eB (найтонша лінія на Рис. 2.26) невелике просвітлення біля  $E_{ph} \approx 1,2$  eB ( $\lambda \approx 1030$  нм) стає помітним лише завдяки суттєвому зменшенню смуги з максимумом на  $E_{ph} = 1,09$  eB.

В експериментах також визначено, що досить сильні зміни поглинання, які спостерігаються близько до краю поглинання для  $E_{ph} > 1,45$  eB, більше обумовлені часом, впродовж якого зразок витримувався при низький температурі, ніж стороннім освітленням. Поглинання біля краю поглинання повільно зменшується відразу після охолодження кристалу з характерним часом більше 12 годин. А високоенергетичне опромінення світлом з енергією фотона

 $E_{pump} > 1,3$  еВ повертає поглинання біля краю до його початкового значення, яке спостерігається відразу після охолодження зразка. Така поведінка пояснюються повільним спустошенням досить глибоких донорів при низький температурі (їх "виморожуванням"). Високоенергетичне освітлення викликає зворотний перерозподіл заряду по глибоким пасткам і вертає поглинання в його початковий стан, який спостерігається відразу після охолодження кристалу.

Для більш детального вивчення і кращого розуміння процесів перерозподілу заряду по пастках під дією світла, як і у випадку з CdTe:Ge, для CdTe:Sn була застосована методика аналізу нелінійного поглинання за мап [86]. Така мапа нелінійного допомогою кольорових поглинання, зумовленого освітлення кристалу, показана на Рис. 2.27. Позначки "+" і "-" відмічають границі між додатними та від'ємними змінами поглинання, відповідно, для однобарвної версії мапи.



Рис. 2.27. Зміни поглинання, наведені світлом в зразку CdTe:Sn N78, представлені у вигляді кольорової мапи;  $E_{pump}$  – енергія кванта світла накачки,  $E_{probe}$  – енергія фотона світла, що використовується для вимірювання. Позначки "+" і "-" позначають границі між додатними та від'ємними змінами поглинання, відповідно, для однобарвної версії мапи.

Лише одна смуга поглинання чітко визначається на мапі, що узгоджується з даними традиційного представлення на Рис. 2.26. Це широка смуга з додатною

зміною поглинання і досить невеликим максимумом 0,1 см<sup>-1</sup> <  $\Delta \alpha$  < 0,15 см<sup>-1</sup>, що лежить біля  $E_{probe} = 1,09$  еВ. Нагадаймо, що так званий первинний процес, який ініціює всі подальші зміни поглинання, має проявляти себе мінімумом поглинання на діагоналі, для якої  $E_{probe} = E_{pump}$ . Зрозуміло, що сам первинний процес існує, якщо є якісь зміни поглинання, але такого мінімуму на мапі не зафіксовано. Це обумовлено малими змінами поглинання для первинного процесу, які виявились навіть меншими за вторинні додатні зміни поглинання. Тобто, смуга поглинання, що відноситься до первинного процесу замаскована за хоч і незначними, але більш потужними додатними змінами поглинання.

Від'ємні зміни поглинання біля краю фундаментального поглинання з максимумом близько  $E_{probe} \approx 1,5$  еВ вже обговорювались вище для результатів на Рис. 2.25. Ці зміни більшою мірою обумовлені повільним спустошенням глибоких донорів при низький температурі після охолодження кристалу. Техніка побудови кольорових мап чітко показує, що ці від'ємні зміни поглинання не можна віднести до якогось первинного процесу в CdTe:Sn, тому що вони знаходяться далеко від діагоналі графіку.

Два основні результати досліджень нелінійного поглинання, як от: 1 – самі малі значення змін поглинання, індукованого світлом, та 2 – відсутність чіткої ознаки первинного процесу, який ініціює перерозподіл заряду по пасткам під дією світла, підкріплюють висновки, зроблені з фоторефрактивних досліджень: не зафіксовано перерозподілу зарядів між різними центрами, тому що існує лише один центр, на якому формується просторовий заряд. Саме тому модель з одним центром захоплення [21,22] придатна для пояснення фоторефрактивних властивостей кристалів CdTe:Sn.

# 2.2.3. Ідентифікація центрів в CdTe:Sn за допомогою магнітооптичних досліджень

Для ідентифікації смуг поглинання крім вивчення спектрів лінійного і нелінійного поглинання, обумовленого стороннім світлом, потрібно задіяти додаткові техніки. З цією метою спочатку було використано МКД.

Спектр МКД, виміряний при температурі T = 1,4 К в присутності магнітного поля з індукцією B = 2,5 Тл показано на Рис. 2.28 суцільною лінією для зразка N55 і точками для N78. Форма спектрів дуже подібна, а сигнал МКД набагато потужніший для зразка N78 завдяки більшій концентрації олова. Складна структура спектра біля краю поглинання для  $E_{ph} > 1,35$  еВ пов'язана з глибокими домішковими центрами, які завжди присутні в CdTe [96]. Особливо цікавою для нас є смуга МКД з максимумом в околі  $E_{ph} \approx 1,14$  еВ, тому що саме енергетичні рівні біля середини забороненої зони кристалу важливі для фоторефракції.



Рис. 2.28. Спектри МКД: суцільна лінія – для зразка N55, точки – для зразка N78; *T* = 1,4 K, *B* = 2,5 Тл.

Щонайменше два центри, пов'язані з оловом, можна очікувати в CdTe:Sn. Це олово в нейтральному стані Sn<sup>0</sup> (Sn<sup>2+</sup> в іонному позначенні) та іонізоване олово Sn<sup>+</sup> (Sn<sup>3+</sup>). Sn<sup>+</sup> – це парамагнітний центр, і саме до нього резонно віднести смугу МКД з центром біля  $E_{ph} = 1,14$  еВ. Щоб підтвердити це припущення було використано ОДМР.

Для впевненого виділення саме потрібної смуги МКД і запобіганню можливого впливу сигналу біля краю поглинання енергію фотона світла для тестування було встановлено на  $E_{ph} = 1$  еВ. Сигнал ОДМР, отриманий для зразка N78 в присутності НВЧ випромінювання з частотою f = 34,45 GHz ГГц показано на Рис. 2.29. На залежності присутній вузький резонанс, коли індукція магнітного поля досягає  $B \approx 1,18$  Тл. Згідно виразу (2.13) цьому значенню поля відповідає Ланде g-фактор g = 2,1. Іонізований центр Sn<sup>+</sup> вже був ідентифікований раніше за допомогою ЕПР з g-фактором g = 2,101 [83,89]. Отже, згідно нашому припущенню смуга МКД з центром на  $E_{ph} = 1,14$  еВ впевнено може бути віднесена до оптичної нейтралізації іонізованого центру Sn<sup>+</sup> в його нейтральний стан Sn<sup>0</sup>. То цього ж процесу має бути віднесена і смуга поглинання з максимумом на  $E_{ph} = 1,14$  еВ, якщо така буде виділена зі спектрів поглинання чи нелінійного поглинання.



Рис. 2.29. ОДМР в CdTe:Sn (зразок N78); T = 1,4 K, частота HBЧ f = 34,45 ГГц, енергія фотона світла  $E_{ph} = 1$  eB; "hf" позначають супутні максимуми надтонкої структури.
Слід зазначити, що на експериментальній ОДМР залежності добре помітні і супутні максимуми надтонкої структури, позначені на графіку "hf". Компоненти для двох ізотопів олова <sup>119</sup>Sn і <sup>117</sup>Sn не розрізняються в експерименті, тому що знаходяться близько один до одного, як це і очікується для констант  $A(^{119}Sn) = 0,393$  см<sup>-1</sup> і  $A(^{117}Sn) = 0,375$  см<sup>-1</sup> [83]. Але положення супутніх максимумів з роздільною здатністю їх визначення в експерименті цілком відповідає константам, наведеним в [83].

# 2.2.4. Схема енергетичних рівнів в забороненій зоні CdTe:Sn і процес формування гратки просторового заряду

Аналіз спектра МКД разом зі спектрами поглинання, наведеного світлом, свідчить, що смуга МКД на Рис. 2.28 і додатна смуга нелінійного поглинання на Рис. 2.26 і Рис. 2.27 відносяться до різних центрів, тому що максимуми цих смуг достатньо сильно рознесені по енергії збудження. Якщо МКД смуга розташована на  $E_{ph} = 1,14$  еВ, то смуга нелінійного поглинання – на  $E_{ph} = 1,09$  еВ. Водночас смуга МКД безумовно відповідає фотонейтралізації парамагнітного Sn<sup>+</sup>. Оскільки домішкові центри, пов'язані саме з оловом, слід очікувати в кристалі, легованому оловом, логічно зробити висновок, що смуга нелінійного поглинання з максимумом на  $E_{ph} = 1,14$  еВ відповідає фотоіонізації діамагнітного Sn<sup>0</sup>.

Через те що фотоіонізація Sn<sup>0</sup> на  $E_{ph} = 1,09$  eB викликає додатні зміни поглинання, то це є вторинний, а не первинний процес. А первинний процес полягає у фотонейтралізації Sn<sup>+</sup> на  $E_{ph} = 1,14$  eB, який може призводити і до росту концентрації Sn<sup>0</sup>. Дійсно, якщо частка вільних дірок, що були збуджені з Sn<sup>+</sup>, буде захоплена іншими ніж Sn<sup>0</sup> пастками для дірок, то така ж частка Sn<sup>+</sup> перетвориться на Sn<sup>0</sup>. Концентрація нейтрального олова Sn<sup>0</sup> збільшиться, що призведе до росту смуги поглинання з максимумом на  $E_{ph} = 1,09$  eB, що і спостерігається на Рис. 2.26 і Рис. 2.27. Зрозуміло, що як частина того ж самого процесу відбувається зменшення кількості іонізованого Sn<sup>+</sup>. Проте виявляється що ці зміни невеликі, а тому приховані за більш потужними змінами поглинання при фотоіонізації  $Sn^0$ . Подібні особливості пояснюється меншим перетином захоплення  $Sn^+$  порівняно зі  $Sn^0$ .

Енергія фотона пробного світла  $E_{ph} = 1,14$  еВ, яка відповідає первинному процесу, позначена на діагоналі мапи Рис. 2.27 білою рискою. Як вже зазначалось, ознак первинного процесу к вигляді області з від'ємним нелінійним поглинанням не зареєстровано. Але були знайдені такі експериментальні умови, коли обидві смуги поглинання, що відповідають і Sn<sup>0</sup>, і Sn<sup>+</sup>, стають видними. Додатні зміни поглинання  $E_{probe} = 1,09$  еВ є досить незначними при освітленні низькоенергетичним світлом з  $E_{pump} = 0,94$  еВ. В таких умовах перекриття двох смуг поглинання з додатними і від'ємними змінами стає помітним, що показує тонка лінія на Рис. 2.26. Ці дані підтверджують існування невеликого поглинання, обумовленого світлом, яке відноситься до первинного процесу – фотонейтралізації Sn<sup>+</sup>.

Аналіз всіх експериментальних даних, зібраних для фоторефрактивних кристалів CdTe:Sn, дозволив запропонувати схему енергетичних рівнів в забороненій зоні кристалу, яка пояснює формування просторового заряду (Рис. 2.30). По-перше, те, що зміни поглинання, наведені світлом, дуже незначні і спостерігаються лише при низький температурі, показує, що перерозподіл заряду між центрами захва́ту, пов'язаними з оловом, та іншими домішковими чи дефектними центрами не є суттєвим. Отже, загальновідома модель фоторефрактивного запису з одним центром захоплення [21,22] цілком придатна для CdTe:Sn. Як вже зазначалось вище в Розділі 2.2.1, основні носії заряду, що записують гратку при кімнатній температурі, – це дірки. Вони генеруються світлом з центру Sn<sup>+</sup>, як показано схематично на Рис. 2.30. Потім дірки дифундують в темні області де захоплюються оловом в нейтральному стані Sn<sup>0</sup>. У такий спосіб здебільшого і формується просторовий заряд при запису гратки на  $\lambda = 1064$  нм.



Рис. 2.30. Схема енергетичних рівнів в забороненій зоні CdTe:Sn, яка пояснює формування гратки просторового заряду на  $\lambda = 1064$  нм.  $3\Pi$  – зона провідності, B3 – валентна зона, *е* та *h* схематично позначають електрони і дірки, відповідно.

Але звичайно світло з довжиною хвилі  $\lambda = 1064$  нм і енергією фотона  $E_{ph} = 1,17$  еВ фотогенерує також і електрони з Sn<sup>0</sup>, як це показано сірими стрілками на Рис. 2.30. Розподілені під дією дифузії електрони захоплюються центрами Sn<sup>+</sup> і утворюють вторинну гратку, яка частково компенсує просторовий заряд, сформований дірками. Таку компенсацію основної гратки описує коефіцієнт електрон-діркової конкуренції  $\xi$ , який в кристалах CdTe:Sn виявився досить малим, порядку  $\xi = 0,5$ , як видно з даних Рис. 2.23. Це засвідчує досить виражену двополярну фотопровідність в зразках, що досліджувались. Безумовно, зменшення фотопровідності, пов'язаної з вторинними носіями суттєво підвищить фоторефрактивний відгук кристалів CdTe:Sn.

### 2.2.5. Переваги і недоліки фоторефрактивного CdTe:Sn

Підсумовуючи, треба відзначити, що проведене дослідження фоторефрактивних властивостей CdTe:Sn продемонструвало як переваги, так і недоліки зразків, що тестувалися, порівняно з кристалами з іншими домішками. Хоча величини коефіцієнту підсилення і не дуже великі, але вони досягаються при малих інтенсивностях світла, що записує гратку, лише порядку одного-двох  $\rm MBt/cm^2$ . Тобто, такої інтенсивності достатньо, щоб забезпечити насичення амплітуди гратки. Оцінка для чутливості, зроблена згідно (1.21), варіюється в межах  $S = 10..100 \ {\rm cm^3/k}$ Дж для різних умов запису, що є досить високим значенням, незважаючи на відносно малі коефіцієнти взаємодії. Також важливо, що спостерігається повторюваність фоторефрактивних характеристик для різних зразків і навіть для зразків, вирізаних з різних злитків. Така добра відтворюваність разом з великою фоточутливістю і швидким відгуком робить CdTe:Sn багатообіцяючим матеріалом для застосувань, що вимагають роботи при малих інтенсивностях.

Результати фоторефрактивних досліджень повністю описуються в межах моделі формування просторового заряду з одним центром захоплення. А саме: процеси формування і релаксації гратки відбуваються за експоненціальним законом, залежності коефіцієнту підсилення від просторового періоду гратки і інтенсивності записуючого світла точно пояснюються в рамках цієї моделі. Невелике значення нелінійного поглинання, викликаного освітленням, показує, що нема суттєвого перерозподілу заряду між центрами різної природи. Тобто, формування гратки заряду в CdTe:Sn відбувається завдяки перезарядці одних і тих самих пасток. Додаткове детальне дослідження спектроскопії оптичного поглинання, використання магнітооптичних досліджень разом із даними поглинання, наведеного світлом, аналіз останніх за допомогою побудови мап розподілу нелінійного поглинання дозволили співвіднести певні смуги поглинання і МКД з домішковим центром олова в двох його зарядових станах і визначити у такий спосіб енергії активації для цих центрів:  $E_{ph} = 1,09$  eB для Sn<sup>0</sup> і  $E_{ph} = 1,14$  eB дляг Sn<sup>+</sup>.

Експериментальні дослідження виявили, що смуги поглинання Sn<sup>0</sup> i Sn<sup>+</sup> суттєво перекриваються одна з одною. Таке перекриття обумовлює двополярну фотопровідність з сильною електрон-дірковою конкуренцією та фоторефрактивний відгук CdTe:Sn слабший за теоретично можливий. Подальші 112 дослідження допоможуть знайти певні модифікації технології росту кристалів, спеціальне додаткове легування та/чи післяростову обробку кристалів, які компенсуватимуть вплив центру олова в одному з зарядових станів і зсунуть у такий спосіб відносну рівновагу до центру в іншому стані, тобто, до однополярної провідності. До того ж правильно підібрані компенсуючі домішки можуть збільшити ефективну концентрацію пасток. Обидва ці фактори мають збільшити фоторефрактивний відгук швидкого та фоточутливого напівпровідника, яким є CdTe:Sn.

## 2.3. Оптичне керування підвищенням фоторефрактивного відгуку напівпровідників

Яскраво виражені зміни поглинання, які індукуються світлом в CdTe:Ge, свідчать про обмін зарядами між центрами Ge та X при опроміненні зразка. Тобто, електрон, збуджений з X<sup>-</sup> може бути захоплений не лише X<sup>0</sup>, але і центром Ge<sup>+</sup> тощо. Подібний обмін зарядами між різними пастками відкриває певні шляхи для покращення фоторефрактивного відгуку і збільшення константи взаємодії. Це спрацює, якщо світло з певною енергією кванту зможе перерозподілити носії заряду потрібним чином щоб зменшити електрон-діркову конкуренцію та/або збільшити ефективну концентрацію пасток на довжині хвилі запису гратки.

Подібне підвищення фоторефрактивного відгуку було отримане в деяких зразках CdTe:Ge [60,97]. На Рис. 2.31а представлена залежність коефіцієнту підсилення від інтенсивності для зразка N12, виміряна на довжині хвилі  $\lambda = 1,064$ мкм (1,17 eB) в присутності додаткового освітлення на довжині хвилі  $\lambda = 1,32$ мкм (0,94 eB) з різною інтенсивністю. В експерименті додаткове освітлення від неперервного лазера спрямовувалось на задню грань кристалу. Схожі залежності були отримані і для зворотної ситуації, – запису гратки на  $\lambda = 1,32$  мкм при освітленні на  $\lambda = 1,064$  мкм [85]. Експериментальні дані представлені на Рис. 2.316 для зразка R1. Слід зазначити, що методика працює для обох зразків на 113 обох довжинах хвиль, а представлення даних для різних зразків обумовлено більш вираженим ефектом для кожного з них на різних  $\lambda$ .



Рис. 2.31. Залежності коефіцієнту підсилення від інтенсивності, виміряні в CdTe:Ge; (a) – в зразку N12 на  $\lambda = 1,064$  мкм в присутності додаткового освітлення з  $\lambda = 1,32$  мкм та інтенсивністю: 1 - 0 мBт/см<sup>2</sup>, 2 - 80 мBт/см<sup>2</sup>, 3 - 370 мBт/см<sup>2</sup>, 4 - 640 мBт/см<sup>2</sup>, 5 - 1750 мBт/см<sup>2</sup>; (б) – в зразку R1 на  $\lambda = 1,32$  мкм в присутності додаткового освітлення з  $\lambda = 1,064$  мкм та інтенсивністю: 1 - 0 мBт/см<sup>2</sup>, 2 - 55 мBт/см<sup>2</sup>, 3 - 230 мBт/см<sup>2</sup>, 4 - 1200 мBт/см<sup>2</sup>, 5 - 2400 мBт/см<sup>2</sup>.

З даних Рис. 2.31 видно, що для кожної інтенсивності світла, що записує гратку, існує певна інтенсивність додаткового світла, при якій досягається максимальна константа взаємодії. При запису гратки на  $\lambda = 1,064$  мкм було досягнуте збільшення коефіцієнту підсилення в два рази при оптимальному освітленні, а для запису на  $\lambda = 1,32$  мкм — навіть більше. Максимальний коефіцієнт підсилення, отриманий на  $\lambda = 1,064$  мкм, що майже сягає  $\Gamma = 1,5$  см<sup>-1</sup>, перевищує 90% від теоретичної межі, розрахованої для поточного просторового періоду  $\Lambda = 1$  мкм в наближенні нескінченної концентрації пасток для орієнтації взаємодії, для якої  $r_{eff} = 2/\sqrt{3} r_{41}$ . Тобто, за допомогою додаткового освітлення досягнуто суттєве підвищення константи фоторефрактивної взаємодії, а коефіцієнт підсилення  $\Gamma = 1,5$  см<sup>-1</sup> і до сьогодні є найбільшим для граток на пропускання в напівпровідниках без застосування зовнішніх полів для довжин хвиль  $\lambda > 0,93$  мкм.

Лінійне поглинання зразка N12 на  $\lambda = 1,064$  мкм становить  $\alpha \approx 0,5$  см<sup>-1</sup>. Це поглинання позначене горизонтальною лінією на Рис. 2.31а. Отже, "чисте" підсилення, тобто підсилення більше за поглинання, вже отримане в зразку N12 і без всякого додаткового освітлення. Але техніка оптичного підвищення чутливості дозволила подальше покращення. З нею отримано підсилення, що переважає всі втрати, втрати на поглинання і втрати на відбивання від граней кристалу. Для ілюстрації цього на Рис. 2.32 показані зміни інтенсивності сигнального пучка в часі при двопучковій взаємодії на  $\lambda = 1,064$  мкм при додатковому освітленні на  $\lambda = 1,32$  мкм з оптимальною інтенсивністю. Дані представлені нормованими на вхідну інтенсивність. Отже, в кристалі CdTe:Ge при дифузійному механізмі запису гратки отримане "чисте" підсилення вхідного пучка ( $I_s/I_{s0} > 1$ ), яке перевищує всі лінійні втрати.



Рис. 2.32. Зміни інтенсивності сигнального пучка в часі при двопучковій взаємодії на  $\lambda = 1,064$  мкм з додатковим освітленням на  $\lambda = 1,32$  мкм з оптимальною інтенсивністю. В час t = 0 вмикається накачка.

Збільшення дифракційної ефективності завдяки додатковому освітленню вперше доповідалось для фоторефрактивних граток, що записувались в ВТО на  $\lambda = 0,488$  мкм з ІЧ підсвіткою [98]. Пізніше було покращено фоторефрактивний відгук ВаТіО<sub>3</sub> для імпульсного ІЧ запису за допомогою імпульсного освітлення зеленим світлом на  $\lambda = 532$  нм [99]. В Інституті фізики техніку оптичного підвищення чутливості вперше було використано для здійснення запису в кристалах ВТО неперервним ІЧ випромінюванням при додатковій підсвітці видимим некогерентним світлом [100]. Розвиток цієї техніки і дослідження впливу світла різного спектрального складу [101] в подальшому дозволили застосувати методику і для покращення фоторефрактивного відгуку в кристалах SPS [102]. У всіх цих перерахованих випадках світло впливає на заселеність відносно мілких пасток в кристалах з досить широкою забороненою зоною, - в сегнетоелектриках і в силенітах. Також підвищення фоторефрактивного відгуку було отримано і в напівпровідниках в присутності постійного поля, - в InP:Fe на довжині хвилі 1,064 мкм з некогерентною підсвіткою світлом з тією ж довжиною хвилі [103] і в CdZnTe:V на довжині хвилі 1,5 мкм при додатковому освітленні на  $\lambda = 1,32$  мкм [104]. Але в цих випадках з напівпровідниками покращення фоторефрактивного відгуку відбувається внаслідок так званого "інтенсивніснотемпературного резонансу", коли за допомогою додаткового освітлення генеруються додаткові неосновні носії заряду, які можуть приймати конструктивну участь в запису гратки, тому що в постійному зовнішньому полі різні носії дрейфують в різних напрямках.

У даному випадку з CdTe:Ge без зовнішнього поля механізм підвищення константи взаємодії дещо інший. Пояснити його можна наступним чином. Згідно з моделлю розташування енергетичних рівнів в забороненій зоні CdTe:Ge, схематично показаної на Рис. 2.17, і зважаючи на велику ширину кожної з відповідних смуг поглинання, обидва типи носіїв заряду можуть генеруватись світлом з будь-якою довжиною хвилі, починаючи від краю поглинання і закінчуючи  $\lambda = 1,55$  мкм. З іншого боку, при короткохвильовому збудженні основні носії заряду – електрони, а дірки здебільшого домінують при довгохвильовому опроміненні. Тому в багатьох зразках на певній довжині хвилі спостерігається перемикання типу провідності, підтверджується яке перемиканням напрямку енергообміну (див. Рис. 2.7). У всіх зразках, в яких було отримане підвищення фоторефрактивного відгуку на 1,064 мкм при освітленні

світлом з  $\lambda = 1,32$  мкм і навпаки, таке перемикання спостерігається саме між  $\lambda = 1,064$  мкм і  $\lambda = 1,32$  мкм (див. Рис. 2.7 для зразка N12). Тобто, гратка просторового заряду формується за рахунок перерозподілу електронів на  $\lambda = 1,064$  мкм (1,17 еВ) і за рахунок дірок на  $\lambda = 1,32$  мкм (0,94 еВ). Хоча електрони і є основними носіями заряду на  $\lambda = 1,064$  мкм, дірки теж генеруються при цьому опроміненні і частково компенсують основну гратку. Така ж компенсація, але для інших носіїв заряду, відбувається і при запису гратки на  $\lambda = 1,32$  мкм, – просторовий заряд формується завдяки перерозподілу дірок, а електрони частково компенсують основну гратку. Додаткове ж освітлення працює "назустріч" частковій компенсації, збільшуючи населеність рівнів, важливих на довжині хвилі запису гратки.



Рис. 2.33. Спектри поглинання зразка РМ4: тонша лінія – початковий спектр, товстіша лінія – після освітлення світлом з  $\lambda = 1,064$  мкм; T = 97 К.

Для наглядного пояснення такого ефекту доцільно проаналізувати зміни в спектрі оптичного поглинання, що індукуються додатковою підсвіткою. На Рис. 2.33 показано спектри поглинання для зразка РМ4, виміряні відразу вслід за його охолодженням до T = 97 K і після освітлення світлом з довжиною хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм. По-перше, на лице суттєві зміни форми спектральної залежності. І хоч світло з довжиною хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм майже не викликає змін поглинання саме на цій довжині хвилі, але поглинання суттєво зменшується на коротших

довжинах хвиль і збільшується на довших. Зокрема, на  $\lambda = 1,32$  мкм поглинання збільшується більше ніж в два рази. Це супроводжується і збільшенням фотопровідності: світло з  $\lambda = 1,064$  мкм збільшує заселеність рівнів в забороненій зоні CdTe:Ge так, що фотопровідність на  $\lambda = 1,32$  мкм збільшується завдяки збільшенню генерації основних носіїв заряду. Іншими словами, це означає зменшення електрон-діркової конкуренції, внаслідок чого і зростає амплітуда просторового заряду та коефіцієнт підсилення.

Вже проаналізовані раніше дані по перерозподілу заряду між різними центрами в CdTe:Ge при опроміненні кристалів світлом з різною енергією фотона (вирази (2.15), (2.16) та дані Рис. 2.19) дозволяють також визначити, що електрони, які формують гратку на  $\lambda = 1,064$  мкм, генеруються світлом здебільшого з нейтрального центру Ge<sup>0</sup>. Ці електрони захоплюються центрами Ge<sup>+</sup> та X<sup>0</sup>. А на  $\lambda = 1,32$  мкм просторовий заряд формується дірками, які генеруються здебільшого з Ge<sup>+</sup> і захоплюються Ge<sup>0</sup> and X<sup>-</sup>. Основні ж напрямки перерозподілу заряду при освітленні можна записати

$$\lambda = 1,064 \text{ MKM} (hv = 1,17 \text{ eB}): \qquad \text{Ge}^{0} + hv \to \text{Ge}^{+} + e; \quad X^{0} + e \to X^{-}$$
  

$$\lambda = 1,32 \text{ MKM} (hv = 0,94 \text{ eB}): \qquad \text{Ge}^{+} + hv \to \text{Ge}^{0} + h; \quad X^{-} + h \to X^{0}. \quad (2.21)$$

Отже, освітлення на  $\lambda = 1,064$  мкм покращує запис на  $\lambda = 1,32$  мкм, оскільки воно збільшує концентрацію заряджених центрів Ge<sup>+</sup>, які постачають основні носії заряду (дірки) для запису. А позитивний ефект освітлення на  $\lambda =$ 1,32 мкм полягає в зменшенні центрів Ge<sup>+</sup>, які у випадку запису на  $\lambda = 1,064$  мкм є джерелом неосновних носіїв заряду. Отже, в обох випадках додаткове освітлення пригнічує електрон-діркову конкуренцію на довжині хвилі запису гратки. Що стосується збільшення ефективної концентрації пасток, яке також може бути результатом перерозподілу заряду, то таке збільшення не отримало експериментальних підтверджень, але також може мати певний вплив на фоторефрактивний відгук деяких зразків.

Взагалі ж можна зробити більш загальний висновок. Припустимо, що в ФРК на довжинах хвиль  $\lambda_e$  та  $\lambda_h$  переважно відбувається фотогенерація різних носіїв заряду, і під дією світла можливий перерозподіл зарядів між центрами, з яких відбувається фотогенерація. Освітлення з  $\lambda_h$  буде спустошувати центри, з яких генеруються неосновні носії заряду на  $\lambda_e$  та/або збільшувати концентрацію зарядових станів сентрів, які постачають основні носії на цій довжині хвилі  $\lambda_e$ . Схожий процес, але з перерозподілом зарядів в протилежному напрямку, буде мати місце для запису гратки на  $\lambda_h$  при додатковому освітленні на  $\lambda_e$ . У такий спосіб додаткове освітлення зсуває ситуацію, яка має місце при звичайному запису гратки без додаткового світла, в напрямку зменшення електрон-діркової конкуренції. Тобто, в подібній системі з перерозподілом зарядів по різним завжди можна підібрати світло потрібної довжини хвилі та центрам інтенсивності, яке збільшить фоторефрактивний відгук. Це припущення має гарне експериментальне підтвердження. Позитивний ефект додаткового освітлення спостерігається у всіх зразках CdTe:Ge, в яких відбувається перемикання основних носіїв заряду зі зміною довжини хвилі. Наприклад, в зразку N90 (див. Рис. 2.7) підсилення гратки, яка записувалась на довжині хвилі  $\lambda = 0.91$  мкм, було отримане при додатковому освітленні на  $\lambda = 1.064$  мкм [70].

У підсумку можна зазначити, що методика оптичного очутливлення кристалів до фоторефрактивного запису дозволяє підвищити коефіцієнти фоторефрактивної взаємодії завдяки зменшенню електрон-діркової конкуренції (зменшенню ступеню двополярності провідності), чого дотепер не вдалося досягти за допомогою інших методик, таких як післяростова обробка, додаткове легування тощо. Використання додаткового освітлення дозволило одержати "чисте" підсилення на довжині хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм без використання зовнішніх електричних полів і отримати підсилений пучок після кристалу.

119

### 2.4. Висновки до розділу

ФРК CdTe, леговані Ge, забезпечують більші коефіцієнти нелінійнооптичної взаємодії при дифузійному механізмі запису ніж кристали з іншими домішками.

Два центри, кожен з яких може знаходитись в кристалі в двох зарядових станах, приймають участь у формуванні просторового заряду в CdTe:Ge. Один з центрів ідентифікований як Ge на місці Cd в кристалічній гратці. Для обох центрів визначені енергії оптичної активації кожного з їх двох можливих зарядових станів – Ge<sup>0/+</sup> та X<sup>0/-</sup>. Запропонована схема енергетичних рівнів в забороненій зоні CdTe:Ge.

Використання невиродженої по частоті двопучкової взаємодії в напівпровідникових кристалах CdTe, в яких внаслідок електрон-діркової конкуренції формуються дві протифазні в просторі гратки просторового заряду з різними часами релаксації, дозволяє суттєво (в два рази) підвищити експоненціальний коефіцієнт підсилення, використовуючи незначний зсуву частоти однієї із записуючих хвиль.

Наявність чотирьох рівнів в забороненій зоні CdTe:Ge з різними енергіями активації і, відповідно, з різними смугами поглинання дозволила підвищити фоторефрактивний відгук завдяки оптимізації довжини хвилі запису гратки – налаштуванні її на спектральну область з найбільшим ступенем монополярності провідності кристала.

Суттєві зміни поглинання кристалів CdTe:Ge, індуковані світлом, свідчать про перерозподіл зарядів між різними домішковими і дефектними центрами центрами. Керування таким перерозподілом за допомогою додаткового освітлення з правильно обраною довжиною хвилі дозволяє активно впливати на фоторефрактивний відгук. Отримано підвищення констант взаємодії в два рази на довжині хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм при освітленні світлом з  $\lambda = 1,32$  мкм і майже в три рази на довжині хвилі  $\lambda = 1,32$  мкм при освітленні світлом з  $\lambda = 1,064$  мкм. Досягнуте "чисте" підсилення, що перевищує всі лінійні втрати в кристалі, на

довжині хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм. Коефіцієнт підсилення  $\Gamma = 1,5$  см<sup>-1</sup>, отриманий з оптимальною підсвіткою на  $\lambda = 1,32$  мкм, близький до теоретичної межі для попутної взаємодії в CdTe і перевищує всі відомі на сьогодні значення для попутної двопучкової взаємодії при дифузійному механізмі запису гратки в напівпровідниках для довжин хвиль  $\lambda > 0,93$  мкм.

Олово запропоновано як фоторефрактивну домішку для CdTe. Реалізовано фоторефрактивний запис в кристалах CdTe:Sn неперервним випроміненням на  $\lambda$  = 1,064 мкм.

Лише один центр, домішковий центр Sn<sup>0/+</sup>, важливий для формування гратки просторового заряду в CdTe:Sn. Фоторефрактивні властивості добре описує відома модель з одним центром захоплення.

Визначені енергії оптичної активації двох зарядових станів домішкового центру Sn<sup>0/+</sup> в CdTe:Sn, – 1,14 eB для Sn<sup>+</sup> та 1,09 eB для Sn<sup>0</sup>.

Внаслідок близьких значень енергій оптичної активації обох зарядових станів Sn<sup>0/+</sup> кристалам CdTe:Sn притаманна яскраво виражена двополярна фотопровідність. Вона призводить до часткової компенсації неосновними носіями заряду гратки, що формується основними носіями, і, як наслідок, до відносно малих коефіцієнтів взаємодії. Для їх підвищення потрібні додаткові заходи, які б зумовили компенсацію неосновних носіїв заряду, що може забезпечити додаткова домішка та/або модифікація процедури росту.

## Розділ 3. Фоторефрактивні властивості CdTe, оптимізованого для дифузійного запису за допомогою легування і модифікації процедури синтезу кристалу

# **3.1.** Мотивація та цілеспрямована селекція кристалів у співпраці зі спеціалістами з синтезу

Як показали результати попереднього розділу, найбільші коефіцієнти фоторефрактивної взаємодії серед всіх наявних кристалів досягаються в кристалах CdTe:Ge. Але ці коефіцієнти були отримані з використанням примусового перерозподілу заряду по різних пастках, які присутні в даному матеріалі. Для керування таким перерозподілом необхідна додаткова зовнішня підсвітка зразків з певною інтенсивністю і довжиною хвилі. Зрозуміло, що бажано отримати ті ж самі константи взаємодії в кристалі "яким він є", без будьяких додаткових заходів. По-перше, це значно спрощує використання фоторефрактивної взаємодії. А по-друге, додаткове освітлення збільшує фонову провідність зразка, яку можна розглядати як ефективну темнову провідність для світла з довжиною хвилі, на якому відбувається запис. Поява такої фонової провідності вимагає більшої інтенсивності для запису гратки. Це добре видно з даних Рис. 2.31. Для максимального підсилення потрібна певна інтенсивність підсвітки. Але із збільшенням цієї інтенсивності підсвітки росте і потужність світла, потрібного для досягнення максимуму підсилення. Тобто, максимум відсувається в сторону більших інтенсивностей світла, що, зрозуміло, є небажаним.

З іншого боку логічно припустити, що бажані початкові концентрації різних зарядових станів домішкових і дефектних центрів може існувати з самого початку без будь-якої підсвітки. Саме такий кристал має великі перспективи для можливих застосувань. Крім потрібної початкової концентрації центрів, які забезпечать переважну фотогенерацію носіїв заряду одного знаку, ще однією вкрай важливою характеристикою для збільшеного фоторефрактивного відгуку є велика ефективна концентрація пасток. Річ у тім, що при дифузійному механізмі запису найбільше дифузійне поле досягається при найбільшій просторовій частоті (див. (1.6)), яка зі свого боку відповідає зустрічній взаємодії. При цьому, щоб накопичити великий заряд, на маленькому періоді гратки потрібна достатня кількість пасток. Саме це обмеження в ефективній концентрації пасток і закладене в так званому граничному полі (див. (1.13)). Тобто, гарному фоторефрактивному кристалу CdTe:Ge має бути притаманна велика ефективна концентрація пасток і певний розподіл зарядів по різним зарядовим станам домішкових і дефектних центрів, який забезпечує провідність, близьку до монополярної.

Насьогодні методика пошуку такого кристалу може бути лише емпіричною. В цьому сенсі, як вже зазначалось вище, потужним поштовхом для проведення досліджень виявилась тісна взаємодія з різними групами спеціалістів із синтезу обємного кристалічного CdTe в ЧНУ. Найбільш залученими до співпраці на цьому етапі були науковці з групи І. М. Раренка та З. І. Захарук з фізичного факультету ЧНУ, але активну участь приймали і дослідники з групи О. Е. Панчука і П. М. Фочука на хімічному факультеті. Алгоритм нашої співпраці із спеціалістами з росту схематично зображено на Рис. 3.1.



Рис. 3.1. Алгоритм співпраці зі спеціалістами по синтезу напівпровідникових кристалів з ЧНУ для отримання кристалів CdTe:Ge з підвищеним фоторефрактивним відгуком.

На першому етапі з кристалів наявних в Інституті фізики експериментально були відібрані зразки з найбільшими коефіцієнтами

підсилення на двох важливих довжинах хвиль  $\lambda = 1,064$  мкм і  $\lambda = 1,55$  мкм. Інформація про відібрані зразки надавалась спеціалістам з росту. Вони зі свого боку уточнювали деталі синтезу саме цих зразків, з'ясовували можливі напрямки його подальшого вдосконалення і синтезували нові кристали з використанням модифікованої технології. З нових кристалів нами відбирались зразки, що мали покращені фоторефрактивні властивості, технології, використані для цих кристалів, в ЧНУ вдосконалювались далі, нами в Києві знову відбирались кращі зразки і т.д. У такий спосіб науковцями з ЧНУ було відпрацьовано технологію синтезу вдосконалених кристалів СdTe:Ge з покращеними фоторефрактивними властивостями. Із зрозумілих причин деталі вдосконаленої технології спеціалістами з росту не розголошуються. Але проведення повторного вирощування показало відтвореність розробленої методики синтезу кристалів з підвищеним нелінійно-оптичним відгуком. Фоторефрактивні властивості цих покращених зразків досліджувались в роботі.

## 3.2. Фоторефрактивні властивості CdTe:Ge, оптимізованого для запису граток в дифузійному режимі.

Кристали CdTe:Ge, результати досліджень яких наведено в даному розділі, були вирощені на фізичному факультеті ЧНУ в лабораторії І. М. Раренка і З. І. Захарук модифікованим методом Бріджмена. Для створення високої ефективної концентрації пасток германій додавався в розплав в концентрації порядку  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Монокристалічні зразки вирізались вздовж кристалографічних напрямків [110], [001] та [110], а розміри зразка N305, дані для якого представлені нижче, складали 3,8мм × 3,5мм × 6,8мм вздовж цих напрямків, відповідно. Всі грані зразка були відполіровані. Лінійне поглинання становило  $\alpha = 1,7$  см<sup>-1</sup> на довжині хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм і  $\alpha = 0,6$  см<sup>-1</sup> на  $\lambda = 1,55$  мкм.

Схема експериментальної установки така ж сама, як показана на Рис. 2.1, тобто, для контролю запису гратки використовувався механічний затвор Зт, який

відкривав чи блокував пучок накачки. А орієнтація перетину пучків в кристалі така, як показано на Рис. 2.21. В якості джерела світла для запису граток використовувався лазер на гранаті з неодимом, що випромінює на довжині хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм, або діодний лазер з довжиною хвилі  $\lambda = 1,55$  мкм, обидва неперервні одночастоні.

Вихідне лазерне випромінення розділялось дільником світла на два пучки, сигнальний  $I_{s0}$  і накачки  $I_{p0}$ , цього разу із співвідношенням інтенсивностей  $\beta =$  $I_{p0}/I_{s0} = 20$ . Для дослідження попутної взаємодії обидва пучки спрямовувались в кристал крізь одну й ту саму грань паралельну площині (110), як показано на Рис. 2.21а. А для вивчення зустрічної взаємодії пучки вводились в зразок через протилежні бокові грані паралельні до кристалографічної площини (001), як показано на Рис. 2.216. У такий спосіб вектор гратки К завжди був спрямований вздовж осі [001], як для попутної, так і для зустрічної взаємодії. Поляризація світла була перпендикулярна до площини сходження, тобто, була спрямована вздовж осі [110]. При такій геометрії двопучкової взаємодії в кубічному ФРК ефективний електрооптичний коефіцієнт  $r_{eff} = r_{41}$  як для попутної, так і для зустрічної схеми. I, що даному дослідженні дуже В важливо, цей електрооптичний коефіцієнт є найбільшим з можливих для зустрічної взаємодії в кубічному кристалі.

Лазерні пучки спеціально не розширювались і в поперековому перерізі мали Гаусовий розподіл інтенсивності з напівшириною *w* ≈ 2,4 мм. Для забезпечення більш рівномірного розподілу інтенсивності в зоні перетину променів з сигнального пучка вирізалась його центральна частина за допомогою діафрагми з діаметром 1,4 мм, яка була встановлена на відстані 4 см від кристалу.

Спочатку вивчались залежності коефіцієнту підсилення від загальної інтенсивності світла при зустрічній двопучковій взаємодії на обох довжинах хвиль. Результати показано на Рис. 3.2 порожніми точками, (а) – для запису на довжині хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм і (б) – для  $\lambda = 1,55$  мкм. Смужки помилок показують розкид експериментально визначених значень. Коефіцієнт підсилення росте з

ростом інтенсивності і практично досягає максимального значення при інтенсивності  $I = 400 \text{ мBt/cm}^2$  на довжині хвилі  $\lambda = 1,064 \text{ мкм}$  и при  $I = 150 \text{ мBt/cm}^2$  на  $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$ .



Рис. 3.2. Залежності коефіцієнту підсилення від загальної інтенсивності пучків, що записують гратку, для (а) –  $\lambda = 1,064$  мкм, (б) –  $\lambda = 1,55$  мкм; точки – експериментальні виміри, лінії показують розрахунки згідно (2.19) з  $\Gamma_0 = 2,8$  см<sup>-1</sup> і  $\sigma_D/\kappa = 66$  мВт/см<sup>2</sup> для  $\lambda = 1,064$  мкм та  $\Gamma_0 = 1,28$  см<sup>-1</sup> і  $\sigma_D/\kappa = 17,8$  мВт/см<sup>2</sup> для  $\lambda = 1,55$  мкм.

Напрямок енергообміну один і той самий на обох довжинах хвиль. Це свідчить, що одні й ті самі носії заряду формують гратку в обох випадках. З використанням методики, описаної вище (див Рис. 2.8 і текст поруч), було визначено, що ці основні носії – дірки. Даний факт добре узгоджується з моделлю фотогенерації носіїв заряду з різних центрів в CdTe:Ge, яка було розроблена в попередньому розділі, і згідно якої саме *p*-тип фотопровідності має спостерігатись в більшості кристалів у довгохвильовій області спектра.

Якщо ж кристал розвернути на 180° у такий спосіб, щоб вісь [001] змінила напрямок на протилежний, то напрямок енергообміну змінюється. Тобто, слабкий сигнальний промінь починає ослаблюватись, а експоненціальний коефіцієнт підсилення приймає від'ємні значення. Водночас, по модулю ці значення лишаються майже незмінними. Це показує, що записується суто фоторефрактивна гратка без помітного впливу гратки на поглинання.

Суцільні лінії на Рис. 3.2 показують результат наближення виразу (2.19) до експериментальних даних, які дозволили оцінити  $\Gamma_0 = 2.8 \text{ см}^{-1}$  і  $\sigma_D/\kappa = 66 \text{ мBt/cm}^2$  для  $\lambda = 1,064$  мкм та  $\Gamma_0 = 1,28 \text{ см}^{-1}$  і  $\sigma_D/\kappa = 17,8 \text{ мBt/cm}^2$  для  $\lambda = 1,55$  мкм. Відразу відзначимо, що отримані коефіцієнти підсилення є найбільшими на цих довжинах хвиль для всіх відомих напівпровідників без використання зовнішніх полів, тобто, при запису гратки в дифузійному режимі.

Взагалі слід було б очікувати зростання співвідношення  $\sigma_D/\kappa$  із збільшенням довжини хвилі, TOMV що зазвичай фотопровідність В напівпровідниках спадає з ростом довжини хвилі. Більше ж значення  $\sigma_D/\kappa$  на довжині хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм, яке спостерігається для даного кристалу, можна фотопровідністю. двополярною Гратка пояснити просторового заряду формується основними носіями заряду, дірками в даному випадку, але вторинні носії, електрони, теж досить активно генеруються під дією світла і частково компенсують основну гратку. Загальну залежність  $\Gamma = f(I)$  слід розглядати як більш складну, з урахуванням внесків основних і неосновних носіїв заряду. В даному випадку компенсація основної гратки вторинними носіями сильніша на  $\lambda = 1,064$  мкм і залишається важливою при більших інтенсивностях, ніж при запису гратки на  $\lambda = 1,55$  мкм. Тому більша інтенсивність світла потрібна на  $\lambda =$ 1,064 мкм, щоб досягти насичення коефіцієнту підсилення по інтенсивності.

Тут також треба зазначити, що, незважаючи на притаманну CdTe:Ge двополярну провідність, і на те, що декілька центрів в різних зарядових станах приймають участь в формуванні гратки просторового заряду, вираз (2.19) для фоторефрактивної моделі з одним центром захва́ту добре описує експериментальні результати. В цьому випадку оцінки для співвідношення  $\sigma_D/\kappa$  потрібно розглядати як ефективні характеристики, які описують запис гратки на заданій довжині хвилі в рамках моделі з одним типом носіїв заряду.

Залежність коефіцієнту підсилення від просторового періоду гратки дає інформацію про довжину екранування Дебая і ефективну концентрацію пасток. Щоб зробити чисельні оцінки цих характеристик, вимірювались залежності

коефіцієнту підсилення від інтенсивності для граток на пропускання з різними періодами. Затим із залежностей  $\Gamma = f(I)$  визначались значення коефіцієнту підсилення в насиченні по інтенсивності  $\Gamma_0$ . А вже ці значення були використані на Рис. 3.3 для побудови експериментальної залежності коефіцієнту підсилення від просторового періоду гратки для довжин хвиль  $\lambda = 1,064$  мкм (a) і  $\lambda = 1,55$ мкм (б).



Рис. 3.3. Залежності коефіцієнту підсилення від просторового періоду гратки для (а) –  $\lambda = 1,064$  мкм, (б) –  $\lambda = 1,55$  мкм; точки – експеримнтальні дані, товстіші лінії – розрахунки з  $l_s = 0,15$  мкм та  $\xi = 0,66$  для  $\lambda = 1,064$  мкм і  $l_s = 0,22$  мкм та  $\xi = 0,7$  для  $\lambda = 1,55$  мкм, горизонтальні лінії показують найбільше підсилення, про яке відомо з інших робот.

Суцільні горизонтальні лінії окреслюють найбільші значення коефіцієнту підсилення, які доповідались для цих довжин хвиль раніше,  $\Gamma = 1,1$  см<sup>-1</sup> для  $\lambda = 1,064$  мкм [12] і  $\Gamma = 0,9$  см<sup>-1</sup> для  $\lambda = 1,55$  мкм [55]. Отже, в спеціально синтезованих кристалах CdTe:Ge отримано коефіцієнт підсилення при двопучковій взаємодії, що перевищує значення для всіх інших напівпровідників з різними домішками більш ніж в 2,5 рази на довжині хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм та майже в півтора рази на  $\lambda = 1,55$  мкм.

Інші, товстіші лінії показують наближення виразу (1.15) до експериментальних даних. Результати дозволили оцінити  $l_s = 0,15$  мкм та  $\xi = 0,66$  для  $\lambda = 1,064$  мкм і  $l_s = 0,22$  мкм та  $\xi = 0,7$  для  $\lambda = 1,55$  мкм. Також з довжини

екранування Дебая за допомогою виразу (1.11) зроблені оцінки  $N_E \approx 2,4 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup> для  $\lambda = 1,064$  мкм і  $N_E \approx 1,1 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup> для для  $\lambda = 1,55$  мкм. Як і раніше для розрахунків використовувались значення  $r_{41} = 6,1$  пм/В [43,44] для обох довжин хвиль і n = 2,82 для  $\lambda = 1,064$  мкм та n = 2,74 для  $\lambda = 1,55$  мкм [68].

Так звана одноцентрова модель [22] з одним типом носіїв заряду добре описує експериментальні результати. Це підтверджують і методики лінеаризації, наведені вище в розділі про дослідження CdTe:Sn. Загалом ці методики перетворюють експериментальні залежності на майже ідеальні прямі лінії, як для залежностей підсилення від просторового періоду (вираз (2.18)), так і для залежностей від інтенсивності (вираз (2.20)). Але водночас не можна забувати, що щонайменше два центри, кожен з яких може знаходитись в двох зарядових станах, приймають участь у формуванні просторового заряду в CdTe:Ge. Тому оцінки, зроблені і для цих характеристик, слід розглядати як певні ефективні величини.



Рис. 3.4. Зміни коефіцієнту підсилення  $\Gamma$  по довжині зразка в напрямку осі *z* при зустрічній взаємодії на  $\lambda = 1,064$  мкм.

Досить часто телуриду кадмію притаманна суттєва неоднорідність фоторефрактивних властивостей по об'єму кристалу. Зрозуміло, що це дуже обмежує практичні застосування матеріалу при виготовленні декількох зразків з одного кристалу. Для з'ясування просторового розподілу фоторефрактивних властивостей даного зразка N305 їх було проскановано по довжині кристалу. Для цього зразок було встановлено на координатний столик, який дозволяв автоматизований контрольований зсув в напрямку осі z, яка паралельна кристалографічному напрямку [110] (див. Рис. 2.21б). В експерименті вимірювався коефіцієнт підсилення на довжині хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм при зустрічній взаємодії для різних положень зразка по осі *z*. Результати представлено на Рис. 3.4. Значення коефіцієнту підсилення майже не змінюється межах експериментальної похибки. Тобто, експериментальні лані В першокласних відмінну просторову однорідність демонструють фоторефрактивних властивостей зразка CdTe:Ge, спеціально вирощеного і відібраного для зустрічної двопучкової взаємодії.

### 3.3. Висновки до розділу

Спільно із спеціалістами з росту кристалів з ЧНУ продемонстрована можливість відтворюваного синтезу кристалів CdTe:Ge з високою ефективною концентрацією пасток.

Оптимізовані кристали CdTe:Ge з великою ефективною концентрацією пасток забезпечують високу фоторефрактивну нелінійність при запису граток на відбивання в дифузійному режимі.

В кристалах CdTe:Ge отримано найбільший для всіх напівпровідників в дифузійному режимі запису гратки експоненціальний коефіцієнт підсилення в двопучковій взаємодії, який перевищує раніш відомі значення більш ніж в 2,5 рази на  $\lambda = 1,064$  мкм та в 1,5 рази на  $\lambda = 1,55$  мкм.

Продемонстрована однорідність гарних фоторефрактивних властивостей по об'єму спеціально синтезованого кристалу CdTe:Ge.

## Розділ 4. Нестаціонарна фото-електрорушійна сила граток просторового заряду та її використання для розширення характеризації фоторефрактивних напівпровідників

Відомо, що гратка просторового заряду може бути використана для створення нестаціонарної фото-електрорушійної сили (ФЕРС) [35,105,106]. Якщо світлове поле, що утворює гратку просторового заряду, починає коливатись у просторі, то відповідно починає коливатись просторовий розподіл вільних носіїв заряду, які генеруються під дією світла. Якщо ж частота коливань порівняна або більша за обернений час релаксації матеріалу, то в ньому формується певна квазі-стаціонарна гратка просторового заряду, яка не встигає відстежувати коливання просторового розподілу вільних носіїв. Поле цієї гратки впливає на вільні носії і спричиняє їх рух і перерозподіл. Унаслідок в короткозамкненому зразку може утворюватися нестаціонарний струм. Цей фотострум успішно використовується для вимірювання вібрацій з акустичними і ультразвуковими частотами. З іншого боку вивчення властивостей струму ФЕРС є надпотужним інструментом дослідження процесів, що зумовлюють формування гратки просторового заряду, і для характеризації матеріалів [107-110]. Важливим для нас є те, що методи ФЕРС чутливі на більших просторових періодах гратки ніж методи дослідження двопучкової взаємодії. Тому спільне цих методів суттєво розширює діапазон і можливості використання характеризації фоторефрактивних напівпровідників. В даному розділі буде розглянута саме характеризація кристалів за допомогою ФЕРС-струмів та її додаткові можливості, порівняно з можливостями, які надає двопучкова взаємодія.

Зазвичай різні експериментальні технікі визначення параметрів матеріалів мають свої переваги і недоліки. До переваг методики ФЕРС перш за все можна віднести набагато більший діапазон просторових періодів, розширений в область великих значень, де внаслідок відносно малих амплітуд поля просторового заряду використання двопучкової взаємодії стає нездійснимим. Іншою

перевагою є можливість досліджень не лише фоторефрактивних матеріалів, які для створення гратки показника заломлення обов'язково мають бути електрооптичними, а й будь-яких інших фотопровідників, в яких під дією нестаціонарної ФЕРС виникає струм.

На практиці для генерації ФЕРС може використовуватись інтерференційне поле [108,109] чи спекл поле [110,111]. Знову ж таки, обидві ці техніки мають свої особливості і переваги. Використання спекл полів часто набагато простіше на практиці, оскільки ця методика не потребує опорної хвилі, – спекл поле формується при відбиванні світла від шорсткої поверхні об'єкта. З іншого боку регулярна інтерференційна картинка забезпечує більшу ФЕРС і, відповідно, більший струм. До того ж розмір спеклів визначається оптичною системою, а використання регулярного інтерференційного поля від двох хвиль світла дає можливість змінювати період гратки просторового заряду в широких межах, оптимізуючи його для збільшення сигналу. І на останок, технікі здатні вимірювати рухи в різних напрямках. Якщо спекл-ФЕРС напряму пов'язана з вібраціями в напрямку, перпендикулярному до розповсюдження світла від об'єкта, то інтерференційна схема чутлива до фазових модуляцій світлової хвилі, тобто, до зміщень і вібрацій в напрямку розповсюдження світла.

# 4.1. Характеризація CdTe:Ge за допомогою інтерференційної методики дослідження фото-електрорушійної сили

### 4.1.1. Зразки і експериментальна схема

За допомогою інтерференційної методики ФЕРС досліджувалась в декількох зразках CdTe:Ge [112], синтезованих в різних лабораторіях ЧНУ. Далі представлено найбільш цікаві результати, отримані для зразка N305, саме того зразка, в якому було отримане найбільше підсилення при зустрічній двопучковій взаємодії.

Схема експериментальної установки показана на Рис. 4.1. На бокові грані кристалу паралельні площині (001) за допомогою пасти на основі мілко-

дисперсного срібла були нанесені електроди. Світло заводилось в зразок крізь передню грань паралельну площині (110). В якості джерела випромінювання використовувався неперервний лазер з довжиною хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм. За допомогою дільника світла ДС лазерний пучок розщеплювався на два з інтенсивностями  $I_{s0}$  та  $I_{p0}$  із співвідношенням інтенсивностей  $\beta \approx 1$ . Високий контраст інтерференційних смуг був обраний для покращення співвідношення сигнал-шум, оскільки струм ΦΕΡС пропорційний квадрату видності [107,108]. Підвищене співвідношення сигнал-шум дало можливість СМУГ провести дослідження ФЕРС в більшому діапазоні експериментальних умов, таких як інтенсивність і просторовий період. Зрозуміло, що поява вищих гармонік в розкладанні при запису гратки інтерференційною картиною з високим контрастом може додавати певну похибку [113] при визначенні за допомогою лінійної теорії характеристик матеріалу, таких як дифузійна довжина і довжина екранування Дебая. Але, як буде показано далі, незначні похибки в оцінках не будуть надто важливими, тому що найбільш цікавим результатом досліджень ФЕРС стане підтвердження існування в CdTe:Ge двох фоторефрактивних центрів, яким відповідають різні енергетичні рівні в забороненій зоні кристалу, і які мають різні характеристики при запису гратки просторового заряду.



Рис. 4.1. Схематичне зображення експериментальної установки для вивчення  $\Phi$ EPC в CdTe:Ge. EOM – електрооптичний модулятор, ГС – генератор сигналів, СД – синхронний детектор (lock-in підсилювач), R – навантаження з активним опором *R*.

Обидва пучки,  $I_{s0}$  та  $I_{p0}$ , розширювались і спрямовувались в кристал крізь грань (110) з розмірами 3,5мм × 7мм, де вони записували гратку просторового заряду. Розширені пучки в перетині мали гаусовий розподіл інтенсивності з напівшириною, що приблизно дорівнювала відстані між електродами. Тобто вони опромінювали весь зразок між електродами з інтенсивністю, що змінювалась в межах 50%. Електрооптичний модулятор ЕОМ, який керувався генератором сигналів ГС вносив в опорну хвилю фазову модуляцію  $\Delta \varphi \cos(2\pi f t)$ з невеликою амплітудою  $\Delta \varphi = 0,1$  рад і частотою  $f(\omega = 2\pi f)$ .

Фазова модуляція з невеликою амплітудою майже не впливає на запис гратки просторового заряду, яку можна вважати стаціонарною. Але ця модуляція призводить до осциляції інтерференційної картинки навколо гратки і викликає нестаціонарну ФЕРС та відповідний змінний струм.

Зразок СdTe був закорочений крізь резистор з активним опором R = 910Ом. Цей опір набагато менший за опір кристалу, який складає кілька МОм при найбільшій інтенсивності світла I = 160 мBт/см<sup>2</sup>, що використовувалась в експериментах. Напруга, яка виникає на резисторі R вимірювалась синхронним детектором (lock-in підсилювачем) СД, налаштованим на визначення амплітуди першої гармоніки на частоті *f*. З напруги визначалась перша гармоніка ФЕРСструму  $i^{\omega}$ .

### 4.1.2. Експериментальні результати

Спершу було досліджено частотний відгук ФЕРС, – вимірювались залежності струму першої гармоніки  $i^{\omega}$  від частоти для різних інтенсивностей на просторовому періоді  $\Lambda = 3,3$  мкм (просторова частота K = 1,9 мкм<sup>-1</sup>). Результати представлено на Рис. 4.2 точками.

Для простої моделі формування просторового заряду з одним центром захоплення залежність ФЕРС-струму від частоти в області відносно малих частот  $\omega < 1/\tau$ , де  $\tau$  - час життя вільних носіїв заряду, має вигляд [108]

$$i^{\omega} = i_0^{\omega} \frac{2\pi f \tau_{sc}}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_{sc})^2}},$$
(4.1)

де  $i_0^{\omega}$  – максимальний ФЕРС-струм. Вочевидь експериментальна залежність на Рис. 4.2 більш складна і не може бути описана цим виразом.



Рис. 4.2. Частотні залежності першої гармоніки струму ФЕРС представлені в лінійних (а) і подвійних логарифмічних (б) координатах, виміряні на просторовому періоді гратки  $\Lambda = 3,3$  мкм (K = 1,9 мкм<sup>-1</sup>) для інтенсивностей  $I = 160 \text{ мВт/см}^2$  ( $\blacksquare$ ), 106 мВт/см<sup>2</sup> ( $\square$ ), 71 мВт/см<sup>2</sup> ( $\blacklozenge$ ), 35 мВт/см<sup>2</sup> ( $\diamondsuit$ ) і 14 мВт/см<sup>2</sup> ( $\blacklozenge$ ). Суцільні лінії – результат наближення суми двох виразів (4.1) з різними амплітудами і сталими часу до експериментальних даних (деталі в тексті).

Суцільні лінії на Рис. 4.2 представляють результат наближення суми двох виразів, таких як (4.1), з різними амплітудами і сталими часу. Для найбільшої інтенсивності променів, яка складає  $I = I_{s0} + I_{p0} \approx 160 \text{ MBT/cm}^2$ , константи часу становлять  $\tau_{sc1} = 1,1$  мс і  $\tau_{sc2} = 12$  мкс, а амплітуди компонент майже рівні –  $i_{01}^{\ \omega} = 16$  нА та  $i_{02}^{\ \omega} = 14,5$  нА. Такий розклад частотного відгуку струму ФЕРС на дві складові показує, що два процеси з двома різними сталими часу приймають участь в формуванні просторового заряду в CdTe:Ge.

Відомо, що подібні складені частотні залежності можуть спостерігатись в напівпровідниках з двополярною провідністю, з довгим часом життя одного з типів вільних носіїв заряду (довшим, ніж діелектричний час релаксації) і не дуже суттєвим внеском від цих носіїв в загальну провідність (див., наприклад, Рис. 18

в [107] і те саме на Рис. 8 в [114]). З іншого боку зрозуміло, що причина комплексної форми частотної залежності певним чином має відображатись і в двопучковій взаємодії. Для з'ясування природи складної форми частотної залежності ФЕРС-струму було досліджено динаміку зміни інтенсивності сигнального променю при двопучковій взаємодії в тих самих експериментальних умовах. Єдиною різницею була зміна орієнтації кристалу з метою збільшення довжини взаємодії. Справа в тому, що на просторовому періоді  $\Lambda = 3,3$  мкм енергообмін на фоторефрактивній гратці відносно малий внаслідок малого дифузійного поля. Тому для збільшення співвідношення сигнал-шум кристал було повернуто на 90° навколо осі [001] (див. Рис. 4.1) так, що вхідною гранню стала грань паралельна площині (110). К такий спосіб була використана найбільша можлива для цього зразка довжина взаємодії d = 6,8 мм. Вектор гратки oci [001], i використовувалась лишився паралельним поляризація, перпендикулярна до площини сходження. В цьому випадку, як і в інших фоторефрактивних експериментах з цим зразком, ефективним електрооптичним коефіцієнтом є табличний коефіцієнт  $r_{41}$ . Для контролю запису/стирання гратки на шляху накачки було встановлено механічний затвор. Динаміка зміни інтенсивності сигнального пучка після відкриття накачки в час *t* = 0 показана на Рис. 4.3 точками.

Сигнальний промінь підсилюється в даній геометрії взаємодії внаслідок направленого енергообміну на фоторефрактивній гратці. Час повного спрацювання затвору складає приблизно 8 мкс. Тому акуратне дослідження початку динаміки двопучкової взаємодії на часовому відрізку *t* < 8 мкс неможливе. Водночас очевидно, що зростання інтенсивності сигнального променю в часі не одно-експоненціальне, а прирощення інтенсивності може бути представлене сумою двох експонент у вигляді

$$\Delta I_{s}(t) = \Delta I_{s1} (1 - \exp(-t/\tau_{sc1})) + \Delta I_{s2} (1 - \exp(-t/\tau_{sc2})).$$
(4.2)

136



Рис. 4.3. Зміни інтенсивності сигнального пучка в часі при двопучковій взаємодії на просторовому періоді  $\Lambda = 3,3$  мкм (K = 1,9 мкм<sup>-1</sup>) із загальною інтенсивністю I = 160 мВт/см<sup>2</sup>; точки — експериментальна залежність, суцільна лінія — наближення виразу (2.3) з  $\tau_{sc1} = 0,45$  мс і  $\tau_{sc2} = 28$  мкс.

Наближення виразу (4.2) до експериментальних даних для сталих часу дає величини  $\tau_{sc1} = 0,45$  мс і  $\tau_{sc2} = 28$  мкс. Ці величини досить близькі до відповідних часів, визначених раніше для частотних залежностей ФЕРС-струму з даних Рис. 4.2. Відносно невелика розбіжність цілком може пояснюватись дещо різними експериментальними умовами для по-різному зорієнтованого зразка та іншими неконтрольованими змінами при проведенні вимірів.

Що стосується пучка накачки, то його інтенсивність за кристалом зменшувалась при розблокуванні сигнального пучка, а зміна інтенсивності також відбувалась з двома характерними часами, близькими до тих, що були визначені для підсилення.

Отже, два процеси з різними часами релаксації проявляють себе як в динаміці двопучкової взаємодії, так і в частотних залежностях струму ФЕРС. Адитивний внесок цих добре розділених в часі процесів в двопучкову взаємодію показує що одні й ті самі носії заряду відповідають за формування гратки просторового заряду на обох, швидкому і більш повільному етапах, але аж ніяк не біполярна провідність, як це передбачалось спочатку на основі відомих досліджень ФЕРС в напівпровідниках. Водночас відомо, що двоетапне формування гратки просторового заряду може відбуватись, якщо одні й ті самі носії заряду генеруються з двох різних глибоких рівнів в забороненій зоні ФРК [115–117]. Така поведінка не дивна для CdTe:Ge, тому що, як вже було показано, щонайменше два центри приймають участь у формуванні просторового заряду в кристалі. В подальшому аналізі прийнято до уваги те, що в багатьох випадках подібна складна система може бути представлена як сума окремих компонент, що не взаємодіють одна з одною, а кожна має свою амплітуду і час релаксації [115–117]. Зважаючи на це і на те, що в нашому зразку різні часи релаксації добре рознесені, в аналізі струму ФЕРС гратка просторового заряду розглянута як складена з двох компонент, "повільної" і "швидкої", і ці компоненти характеризуються окремо і незалежно одна від одної.

На додаток треба зазначити, що частотний відгук струму ФЕРС стає навіть більш складним з ростом періоду гратки до  $\Lambda = 9$  мкм ( $K \approx 0.7$  мкм<sup>-1</sup>). Тут на частоті 1-2 кГц з'являється невеликий, але чіткий провал, як це показано на Рис. 4.4. Ймовірно цей провал пов'язаний з електрон-дірковою конкуренцією. Але вплив процесів, що його обумовлюють, на формування просторового заряду виявився незначним, амплітуда мінімуму завжди залишалась невеликою, і спостерігався провал в досить обмеженому діапазоні періодів. Також слід відмітити, що при дослідженні двопучкової взаємодії, на просторових періодах менших 3 мкм, чіткого розділення динаміки зміни інтенсивності сигнального пучка на "швидку" і "повільну", не спостерігалось. Причиною цього є зближення часів двох процесів.

Для характеризації транспорту носіїв заряду частотні залежності струму ФЕРС подібні до тих, що показані на Рис. 4.2, досліджувались для різних періодів гратки на різних інтенсивностях. Амплітуда  $i_{01}^{\omega}$  і час  $\tau_{sc1}$  повільної компоненти струму визначались з низькочастотної ділянки залежності для f < 1 кГц, а відповідні значення  $i_{02}^{\omega}$  та  $\tau_{sc2}$  для швидкої компоненти оцінювались для решти даних з f > 1 кГц.



Рис. 4.4. Частотні залежності першої гармоніки струму ФЕРС, виміряні на просторовому періоді гратки  $\Lambda = 9$  мкм (K = 0,7 мкм<sup>-1</sup>) для інтенсивностей I = 160 мВт/см<sup>2</sup> ( $\blacksquare$ ), 106 мВт/см<sup>2</sup> ( $\square$ ), 71 мВт/см<sup>2</sup> ( $\blacklozenge$ ), 35 мВт/см<sup>2</sup> ( $\diamondsuit$ ) і 14 мВт/см<sup>2</sup> ( $\blacklozenge$ ). Суцільні лінії – для групування даних.

Залежність амплітуди першої гармоніки повільної компоненти ФЕРСструму від інтенсивності, визначена з частотних залежностей, виміряних на  $\Lambda =$ 9 мкм (K = 0.7 мкм<sup>-1</sup>) для різних потужностей світла, показана на Рис. 4.5 ромбиками, а подібні результати для швидкої компоненти представлені на тому ж рисунку квадратиками. Амплітуди обох компонент зростають з інтенсивністю лінійно, а уявна точка перетину з віссю абсцис спостерігається при ненульовій інтенсивності для обох складових. Ці ненульові значення відповідають інтенсивності, при якій ефективна фотопровідність компоненти перевищує її поведінка ефективну темнову провідність. Така окремих компонент узгоджується з існуючою теорією для моделі гратки просторового заряду з одним центром захоплення [107], яка пояснює лінійну залежність ФЕРС-струму від інтенсивності лінійним ростом фотопровідності з інтенсивністю. Лінійність обох залежностей на Рис. 4.5 свідчить на користь відсутності суттєвого перерозподілу заряду між двома центрами, що приймають участь у формуванні просторового заряду. В іншому випадку нелінійна залежність фотопровідності мала б викривити хід експериментальних даних на Рис. 4.5 [118].



Рис. 4.5. Амплітуди повільної (ромбики) і швидкої (квадратики) компонент ФЕРС-струму в залежності від інтенсивності світла, виміряні на просторовому періоді  $\Lambda = 9$  мкм (K = 0,7 мкм<sup>-1</sup>).

Як вже було зазначено, згідно виразів (1.17) та (1.20) діелектричний час релаксації, а отже і час релаксації гратки, обернено пропорційні провідності. Залежність оберненого часу релаксації від інтенсивності для повільної компоненти стуму, визначена з експериментальних спектрів для  $\Lambda = 9$  мкм, показана на Рис. 4.6а, а подібна залежність для швидкої компоненти – на Рис. 4.66. Вочевидь, стала часу для повільної компоненти набагато менше залежить від інтенсивності у порівнянні з константою для швидкої складової. Тобто, фотоактивні центри, що асоціюються з повільною граткою мають набагато менший внесок в загальну фотопровідність кристалу CdTe:Ge, що досліджувався. Подібна поведінка є очікуваною, тому що більша провідність зумовлює і швидші процеси релаксації.

Згідно виразу (1.20) на великих періодах час релаксації гратки просторового заряду наближається до діелектричного часу [5]. Було зроблене припущення, що  $\Lambda = 9$  мкм – достатньо великий період, на якому час релаксації гратки вже близький до діелектричного часу. Доцільність цього припущення буде підтверджена далі. А з його використанням можна оцінити внески повільного і швидкого процесів в загальні темнову і фотопровідності.

Наближення виразу (1.17) до експериментальних даних дозволило оцінити  $\sigma_{D1} = 1,4\times10^{-10}$  См/см,  $\kappa_1 = 6,4\times10^{-6}$  см/(Ом×Вт) та  $\sigma_{D2} = 1,2\times10^{-8}$  См/см,  $\kappa_2 = 8,7\times10^{-5}$  см/(Ом×Вт) для внесків повільного і швидкого процесів, відповідно. Зроблені оцінки слід розглядати як ефективні величини, які разом з іншими параметрами характеризують дуже чітко розділені в часі компоненти струму ФЕРС.



Рис. 4.6. Обернений час релаксації повільної (а) і швидкої (б) компонент гратки в залежності від інтенсивності світла, виміряні на просторовому періоді  $\Lambda = 9$  мкм (K = 0,7 мкм<sup>-1</sup>).

Для достатньо великих просторових періодів, при яких не відбувається насичення пасток, залежність амплітуди ФЕРС-струму від просторової частоти в рамках моделі з одним центром захоплення описується [107]

$$i^{\omega} \propto \frac{K}{1 + K^2 L_D^2}.$$
(4.3)

Амплітуди обох компонент струму як функції частоти, виміряні при інтенсивності світла  $I = 160 \text{ MBT/cm}^2$ , показані точками на Рис. 4.7а для повільної,  $i_{01}^{\omega}$  та на Рис. 4.76 для швидкої,  $i_{02}^{\omega}$ , складових. Залежності мають дзвіноподібну форму в логарифмічних координатах з максимумом на оптимальній просторовій частоті  $K_{opt} = 1/L_D$ . Лінії показують наближення виразу (4.3) до експериментальних даних, які дозволили визначити  $L_{D1} = 0,44$  мкм для повільної і  $L_{D2} = 1$  мкм для швидкої компонент гратки. Наявність двох дифузійних довжин для носіїв заряду одного знаку означає, що частина носіїв переважно дифундують на довжину, близьку до  $L_{D1}$ , перед тим як бути захопленими пастками одного типу, а решта носіїв дифундує на довжину, близьку до  $L_{D2}$ , до того як вони будуть захоплені іншими пастками. Також можуть бути оцінені добутки рухливості на час життя носіїв заряду, які відповідають цим довжинам дифузії,  $\mu \tau_1 = 7,5 \times 10^{-8}$  см<sup>2</sup>/В для повільного і  $\mu \tau_2 = 4 \times 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/В для швидкого процесів. З огляду на те, що рухливість для носіїв заряду, що захоплюються різними пастками  $\tau_2/\tau_1 \approx 5,3$ .



Рис. 4.7. Амплітуди повільної (а) та швидкої (б) компонент струму ФЕРС в залежності від просторової частоти; значки — експериментальні результати, виміряні при інтенсивності світла  $I = 160 \text{ мBt/cm}^2$ ; суцільні лінії — наближення виразу (4.3) до експериментальних даних з  $L_{D1} = 0,44$  мкм на (а) та з  $L_{D2} = 1$  мкм на (б).

Що стосується часу релаксації гратки, то його залежність від просторової частоти описує вираз (1.20). Такі залежності часу релаксації від просторової частоти, визначені з експериментальних спектрів, виміряних для інтенсивності *I* = 160 мВт/см<sup>2</sup>, показані точками на Рис. 4.8а для повільної і на Рис. 4.8б для швидкої компонент сумарної гратки просторового заряду. Стала часу швидкої складової росте монотонно з ростом просторової частоти. Така поведінка є

типовою для напівпровідників і силенітів (див., наприклад, [12,119]), як це випливає з виразу (1.20) для матеріалів, в яких  $L_D > l_s$ . А час релаксації повільної компоненти, навпаки, зменшується з ростом просторової частоти. Такий спад спостерігається в матеріалах, де  $L_D < l_s$  і є типовим для сегнетоелектриків таких як LiNbO<sub>3</sub> [119].



Рис. 4.8. Часи релаксації повільної (а) і швидкої (б) складових гратки просторового заряду в залежності від просторової частоти; значки – експериментальні результати, виміряні при інтенсивності світла  $I = 160 \text{ мBt/cm}^2$ ; суцільні лінії – наближення виразу (1.20) до експериментальних даних з  $\tau_{di1} = 6,4$  мс і  $l_{s1} = 9,4$  мкм на (а) та з  $\tau_{di2} = 4,6$  мкс і  $l_{s2} = 3,1$  мкм на (б) та з раніше визначеними  $L_{D1} = 0,44$  мкм і  $L_{D2} = 1$  мкм.

Лінії на Рис. 4.8 показують наближення виразу (1.20)ЛО експериментальних даних з  $l_{s1} = 9,4$  мкм і  $\tau_{di1} = 6,4$  мс для повільної компоненти, з  $l_{s2} = 3,1$  мкм і  $\tau_{di2} = 4,6$  мкс для швидкої складової гратки, та зі значеннями дифузійних довжин, які були визначені раніше з просторово частотних залежностей амплітуд компонент струму,  $L_{D1} = 0,44$  мкм і  $L_{D2} = 1$  мкм. Дуже велика різниця в три порядки між визначеними характеристиками, - часами діелектричної релаксації для повільної і швидкої компонент гратки, ясно показує, що щонайменше два процеси з чітко розділеними часами, які відбуваються за участю різних центрів, залучені у формування просторового заряду. Про те ж свідчить і розклад динаміки двопучкової взаємодії на дві, добре відокремлених по швидкодії, складові.

Водночас слід зазначити, що в даному зразку CdTe:Ge ефективно відбувається запис граток на малих просторових періодах і граток на відбивання. Це, безумовно, свідчить про досить малу довжина екранування Дебая, яка була оцінена  $l_s \approx 0.024$  мкм для  $\lambda = 1.064$  мкм [94]. Цій дебаєвській довжині відповідає ефективна концентрація пасток  $N_E \approx 2,4 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Зрозуміло, що набагато менші концентрації дають розрахунки з оцінками довжин Дебая на Рис. 4.8. Ці концентрації становлять  $N_{E1} = 7,1 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup> для  $l_{s1} = 9,4$  мкм і  $N_{E2} = 6,4 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup> для  $l_{s2} = 3,1$  мкм. Вочевидь, навіть сума концентрацій пасток двох типів ( $N_{E1}$  +  $N_{E2}$ ) залишається набагато меншою за ефективну концентрацію, визначену з двопучкової взаємодії з урахуванням граток на відбивання N<sub>E</sub> ≈ 2,4×10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup> [94]. Тобто, більш складна модель потрібна для коректного описання зміни часу релаксації зі зміною періоду у всьому діапазоні просторових періодів. Але слід зазначити, що якісно залежності дуже добре описуються простим розкладом динамічної гратки на дві складові з різними часами релаксації, кожна з яких зі свого боку вкладається в просту модель з одним центром захоплення. Такий розклад свідчить про формування просторового заряду щонайменше двома шляхами із залученням різних пасток.

Варто зазначити, що складна динаміка двопучкової взаємодії і складні спектри стуму ФЕРС спостерігаються не у всіх зразках CdTe:Ge. До того ж, навіть в даному зразку N305 із збільшенням довжини хвилі спектр струму ФЕРС стає однокомпонентним і по часу релаксації близьким до швидкої складової. На Рис. 4.9 точками показано експериментальну залежність струму ФЕРС від частоти, отриману на довжині хвилі  $\lambda = 1,55$  мкм при інтенсивності світла I = 80мВт/см<sup>2</sup> для періоду гратки  $\Lambda = 40$  мкм (K = 0,16 мкм<sup>-1</sup>). Суцільна лінія представляє результат підгонки виразу (4.1) до експериментальних даних з  $\tau_{sc} =$ 28 мкс. Видно, що спектр складається з однієї компоненти, близької до швидкої складової на  $\lambda = 1,064$  мкм, а повільна компонента зникла.

Напрямок енергообміну в зразку N305 незмінний при переході від  $\lambda = 1,064$  мкм до  $\lambda = 1,55$  мкм, а основними носіями заряду, що формують гратку на обох
довжинах хвиль, є дірки. Повертаючись до структури домішкових рівнів в забороненій зоні CdTe:Ge, зображеній на Рис. 2.17, можна пригадати, що дірки генеруються з іонізованого германію (Ge<sup>+</sup>) та з центру X в нейтральному стані (Х<sup>0</sup>). Обидва ці зарядових стана характеризуються широкими смугами поглинання з півшириною порядку 0,15-0,2 еВ навіть при температурі рідкого гелію T = 4,3 К [75,87]. Тому фотогенерація вільних носіїв з обох центрів може відбуватись при опроміненні в досить широкому спектральному діапазоні. Проте лише центр Ge<sup>+</sup> з енергією фотоактивації 0,94 еВ лишається задіяним для світла з енергією фотона  $E_{ph} = 0,8$  еВ ( $\lambda = 1,55$  мкм). Тобто, ми можемо безсумнівно віднести швидкий процес, який спостерігається на обох довжинах хвиль, на  $\lambda =$ 1,55 мкм і на  $\lambda = 1,064$  мкм, з фотогенерацією дірки з Ge<sup>+</sup> і наступним захопленням її на Ge<sup>0</sup>. Відповідно, повільна складова, яка з'являється лише при більш високоенергетичному опроміненні з  $\lambda = 1,064$  мкм, обумовлена фотоіонізацією центру X<sup>0</sup> з генерацією дірки і захопленням її на X<sup>-</sup>. Відсутність же повільної компоненти в деяких зразках CdTe:Ge на  $\lambda = 1,064$  мкм свідчить про малу концентрацію стану X<sup>0</sup> в цих кристалах.



Рис. 4.9. Амплітуда першої гармоніки струму ФЕРС в залежності від частоти модуляції на довжині хвилі  $\lambda = 1,55$  мкм, просторовому періоді  $\Lambda = 40$  мкм (K = 0,16 мкм<sup>-1</sup>) і при загальній інтенсивності I = 80 мВт/см<sup>2</sup> (точки); суцільна лінія – результат наближення виразу (4.1) до експериментальних даних з  $\tau_{sc} = 28$  мкс.

Підсумовуючи, треба відмітити, що результати досліджень ФЕРС підтвердили складний процес формування просторового заряду в кристалах CdTe:Ge. Щонайменше два центри захоплення залучені до запису гратки, а формування заряду на цих центрах чітко розрізняється по часу. Це може стати у нагоді для отримання швидшого відгуку. Створення більшої концентрації центрів Ge в зарядовому стані Ge<sup>+</sup>, при збудженні дірок з якого формування просторового заряду характеризується значно коротшими часами, та зменшення густини пасток X, які відповідають за гратки з довшими часами релаксації, повинно суттєво покращити швидкодію CdTe:Ge на довжині хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм. Створення кристалів з подібним перерозподілом зарядових станів можливе завдяки змінам технології росту та/або за допомогою післяростової обробки кристалів. Подальші дослідження у співпраці зі спеціалістами з росту мають привести до успіху в цьому напрямку.

#### 4.2. Висновки до розділу

Дослідження ФЕРС, що виникає під дією спекл полів, має менше свободи в зміні параметрів експерименту і тому менше можливостей для характеризації напівпровідників порівняно з інтерференційною методикою. Але простота використання методів зі спекл полями, які потребує лише однієї хвилі світла, розсіяного об'єктом, робить ці методи цікавими для практичних застосувань. Тому деякі результати досліджень за допомогою спекл ФЕРС техніки представлено у відповідному розділі, присвяченому практичним застосуванням фоторефрактивних напівпровідників. В даному ж розділі наведені результати досліджень за допомогою інтерференційної ФЕРС методики, яка дозволила оцінити характеристики процесів переносу заряду в напівпровідникових кристалах в широкому діапазоні періодів гратки і зробити наступні висновки.

Фотогенерація вільних носіїв заряду одного знаку на  $\lambda = 1,06$  мкм (дірок для кристалів, що досліджувались) з пасток двох типів в CdTe:Ge і подальший їх захват на ці пастки обумовлює складений процес формування просторового

заряду, в якому дві складові суттєво (на два порядки) розділені по часу релаксації в широкому діапазоні просторових періодів гратки.

Обидві складові, що формують загальну гратку, добре описуються окремо, кожна в рамках простої моделі формування просторового заряду з одним центром захоплення. Це свідчить, що формування відповідних складових відбувається на різних пастках, заряд між якими при запису майже не перерозподіляється. Окремий розгляд компонент струму дозволив визначити для кожної з них <u>ефективні</u> характеристики – довжини дифузійного переносу, добутки рухливості на час життя носіїв заряду, константи фотопровідності та темнові провідності.

Повільна складова загальної гратки пов'язана з просторовим перерозподілом дірок по центрам, які визначені в CdTe:Ge як  $X^{0/-}$ , а швидка компонента – по домішковими центрами Ge<sup>0/+</sup>. Збільшення концентрації останніх в іонізованому стані Ge<sup>+</sup> має суттєво прискорити швидкодію CdTe:Ge на довжині хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм.

# Розділ 5. Фоторефрактивний відгук кристалів CdTe в зовнішньому електричному полі

Мабуть, найпоширенішим методом підвищення фоторефрактивного відгуку є використання зовнішніх електричних полів [32–34]. Успішно може використовуватись як постійне [32,33,120], так і змінне [34] поле. Зазвичай змінне поле гарантує більші константи взаємодії. Водночас не лише амплітуда, а і форма змінного поля є надважливою для підвищення фоторефрактивного відгуку [34,121]. Виявляється, що зовнішнє поле у вигляді меандру забезпечує найбільшу амплітуду гратки просторового заряду [121]. Але при цьому період меандру має бути більшим за час життя вільних носіїв заряду, але меншим за діелектричний час релаксації середовища. В такому випадку кожен носій заряду перерозподіляється начебто в постійному полі, але направленого переносу заряду і пов'язаних з цим ефектів екранування не виникає.

Для покращення фоторефрактивного відгуку у відносно повільних кристалах силенітів можна використовувати поля у формі меандру з достатньо великим періодом. Отримання високовольтної напруги з такою амплітудною модуляцією технічно нескладно. Ситуація кардинально змінюється, коли техніку змінних полів потрібно застосувати для підвищення фоторефрактивного відгуку швидких напівпровідників. По-перше, навіть насьогодні створення високовольтного високочастотного генератора, який забезпечує вихідну напругу у формі меандру з амплітудою кілька кВ і частотою більше 100 кГц – це непроста інженерна задача. По-друге, нехай і при наявності такого генератора підвести від нього напругу до кристалу із збереженням форми імпульсів теж може виявитись непросто. І по-третє, треба пам'ятати, що фоторефрактивним напівпровідникам притаманні відносно великі провідності. Велика напруга може викликати досить великі струми, які зі свого боку можуть призводити до Джоулевого розігріву кристалу, що знову таки призводить до збільшення струму і зрештою може викликати термічний пробій і руйнування кристалу. Щоб дослідити вплив всіх зазначених факторів в даному розділі розглянуті можливості використання як постійного поля, так і змінного поля з різною амплітудною модуляцією і з різною, технічно досяжною, частотою. Досліджувались кристали CdTe з різними домішками, CdMnTe, CdZnTe, номінально чистий GaAs і GaAs:Cr. Більшість зразків CdMnTe і CdZnTe показали непогані константи взаємодії і високу стабільність в зовнішньому полі завдяки відносно низькій провідності. Але внаслідок цієї ж низької провідності вони виявились повільними. Кристали CdTe:Ge і в зовнішньому полі показали найкращі і найцікавіші результати, які і приведено в розділі.

## 5.1. Двопучкова взаємодія в кристалах CdTe у змінному зовнішньому полі

Для з'ясування впливу зовнішнього поля на еффективність фоторефрактивної взаємодії досліджувалась двопучкова взаємодія із застосуванням різних полів. Схема експериментальної установки показана на Рис. 5.1.



Рис. 5.1. Схема дослідження двопучкової взаємодії в зовнішньому полі з амплітудою  $E_0$ ; ЕОМ – електрооптичний модулятор, що може вносити в хвилю накачки частотний зсув  $\Delta \omega$ .

Два пучки,  $I_{s0}$  та  $I_{p0}$ , із співвідношенням інтенсивностей  $\beta \approx 300$  спрямовувались в кристал крізь грань (110). Для забезпечення достатньо рівномірної провідності по перетину зразків обидва пучки розширювались так,

що на вході в зразок вони мали гаусовий розподіл інтенсивності. Остання змінювалась в межах  $\pm 10\%$  по перетину зразка між електродами. Це забезпечувало достатню рівномірність прикладеного поля вздовж вектору гратки. Поле до кристалу подавалось крізь електроди, що були нанесені на бічні грані за допомогою пасти з мілкодисперсного срібла. За джерело напруги було використано високовольтний підсилювач Trek, на вхід якого подавався сигнал від багатофункціонального генератора сигналів. Максимальна вихідна напруга підсилювача складала 4 кВ, а частотний діапазон 0-10 кГц. За допомогою електрооптичного модулятора ЕОМ в хвилю накачки можна було вводити частотний зсув  $\Delta \omega$  відносно частоти випромінювання лазера  $\omega_{\lambda}$ .

Як вже зазначалось, висока частота прикладеного поля може виявитись ключовою вимогою для ефективного використання змінного поля із швидкими напівпровідниками. Тому для визначення необхідного частотного діапазону поля спершу було досліджено залежності коефіцієнту підсилення від частоти прикладеної напруги в формі меандру. Зрозуміло, що розклад меандру в спектр включає в себе частоти, набагато вищі за основну. Це додатково звужує діапазон частот для такої форми модуляції. Тому для реперної точки в тих самих умовах, що і для поля у формі меандру, вимірювався коефіцієнт підсилення від частоти і для синусоїдального поля. Відповідні залежності, отримані на просторовому періоді  $\Lambda = 19$  мкм та інтенсивності I = 110 мВт/см<sup>2</sup>, показано на Рис. 5.2.

На малих частотах коефіцієнт підсилення росте з ростом частоти як для прямокутної, так і для синусоїдальної модуляції поля. Для поля у формі меандру ріст більш швидкий, коефіцієнт підсилення досягає максимуму на частоті близько 750 Гц і потім повільно спадає. В той час як для синусоїдального поля підсилення монотонно наростає і виходить на насичення. Пов'язана така поведінка саме з якістю меандру, форма якого, починаючи з частоти біля 750 Гц, вже суттєво спотворюється підсилювачем. Як показують безпосередні виміри напруги на кристалі, форма поля спочатку стає трапецеїдальною, а потім з ростом частоти наближається до синусоїдальної. Опосередковано про це каже і наближення одне до одного значень коефіцієнту підсилення для обох модуляцій на великій частоті: Внаслідок обмеження частотного відгуку підсилювача з ростом частоти відбувається спотворення меандру, модуляція наближається до синусоїдальної, виграш від прямокутної форми поля зникає, і спостерігаються однакові коефіцієнти підсилення.



Рис. 5.2. Коефіцієнт підсилення при двопучковій взаємодії в залежності від частоти зовнішнього змінного поля у формі меандру (а) і синусоїдального поля (б); просторовий період  $\Lambda = 19$  мкм, інтенсивність I = 110 мВт/см<sup>2</sup>, амплітуда поля  $E_0 = 8,8$  кВ/см. Лінії поєднують експериментальні дані для наочності.

Природньо, положення максимуму частотної залежності для напруги у вигляді меандру змінюється з інтенсивністю, просторовим періодом і амплітудою як внаслідок змін часу релаксації кристалу, так і внаслідок змін вихідного струму підсилювача зі зміною частоти та інтенсивності. Всі наступні залежності, представлені в даному підрозділі, наведені для оптимальної частоти поля, якщо не зазначене інше.

Отже, як і передбачалось, поле прямокутної форми забезпечує більше підсилення порівняно із синусоїдальним. Проте аналіз і порівняння частотних залежностей підсилення для обох модуляцій показує, що більше підсилення може бути досягнуте з даним зразком CdTe:Ge при забезпеченні модуляції близької до меандру на частоті помітно більшій за частоту в 2-3 кГц, яка обумовлена джерелом високої напруги. Тому були проведені подальші дослідження, які допомогли з'ясувати інші можливості оптимізації умов двопучкової взаємодії з метою підвищення підсилення.

На Рис. 5.3 показані залежності коефіцієнту підсиленні від просторового періоду, ромбиками для синусоїдального поля і квадратиками для прямокутного. Значення  $\Gamma$  для підсилення із синусоїдальним полем отримані на великій частоті в насиченні, а для прямокутного поля, як вже зазначалось, для оптимальної частоти. Слід зазначити, що експериментальні дані не описуються реальною частиною виразу (1.5) та/або з використанням методики, наведеної в [121], з тим значенням довжини дебаєвського екранування, що була визначена для цього зразка  $l_s = 0,25$  мкм з попередніх експериментів без поля. Як і у випадку деякої нестиковки даних для ФЕРС експериментів, пов'язано це зі складним перерозподілом зарядів між різними центрами. Цей перерозподіл крім іншого визначається і характерними довжинами переносу заряду, а тому інтенсивність такого перерозподілу змінюється зі зміною просторового періоду. В той самий час залежності на Рис. 5.3 дозволили визначити доволі широкий діапазон просторових періодів  $\Lambda = 8...25$  мкм, в якому досягаються найбільші значення  $\Gamma$ .



Рис. 5.3. Залежність коефіцієнту підсилення від просторового періоду гратки для запису в синусоїдальному (ромбики) і прямокутному (квадратики) зовнішньому полі;  $I = 110 \text{ MBT/cm}^2$ ,  $E_0 = 8,8 \text{ kB/cm}$ .

Просторовий заряд зазвичай росте з ростом прикладеного поля доки не настає насичення пасток. Залежності коефіцієнта підсилення від амплітуди 152

зовнішнього поля синусоїдальної форми, виміряні на двох просторових періодах,  $\Lambda = 2,8$  мкм і  $\Lambda = 12$  мкм, показані на Рис. 5.4. Коефіцієнт підсилення росте лінійно з полем,  $E_{sc} \propto E_0$ , що свідчить про велику концентрацію пасток [34,121], - поле просторового заряду залишається набагато меншим за граничне поле, E<sub>sc</sub>  $<< E_q$ , а зовнішнє поле більше за дифузійне  $E_0 > E_D$ . Це твердження вірно навіть і для відносно малого просторового періоду  $\Lambda = 2,8$  мкм, де можна було б очікувати насичення пасток при великому полі. Суцільні лінії на малюнку показують теоретичні розрахунки згідно [34], в яких виникла необхідність ввести різні величини коефіцієнту електрон діркової конкуренції,  $\xi = 0,4$  для  $\Lambda =$ 12 мкм і  $\xi = 0,21$  для  $\Lambda = 2,8$  мкм. Тобто, описання експериментальних результатів в рамках простої моделі формування просторового заряду з одним захоплення вимагає внесення просторово-частотної залежності центром електрон-діркової конкуренції. Подібна залежність  $\xi$  знов підтверджує, що при формуванні просторового заряду відбувається перерозподіл заряду по пастках і відповідна зміна ступеню монополярності провідності, інтенсивність яких змінюється з періодом гратки.



Рис. 5.4. Залежність коефіцієнту підсилення від амплітуди зовнішнього синусоїдального поля, виміряна на  $\Lambda = 2,8$  мкм (кільця) і  $\Lambda = 12$  мкм (квадратики) при I = 80 мВт/см<sup>2</sup>; лінії показують розрахунки згідно [34] з  $\xi = 0,21$  для  $\Lambda = 2,8$  мкм і  $\xi = 0,4$  для  $\Lambda = 12$  мкм.

Коефіцієнти підсилення, досягнуті в CdTe:Ge з використанням зовнішніх полів, на даному етапі досягають  $\Gamma = 6$  см<sup>-1</sup> і порівняні з найкращими значеннями, відомими як для CdTe [122,123], так і для інших напівпровідників [124], при використанні подібних полів. В деяких випадках, що доповідались раніше ситуація різними авторами, експериментальна суттєво ускладнювалась необхідністю створення спеціальних умов для переносу носіїв заряду обох знаків своєрідного електрон-діркового резонансу за i створення допомогою температурної стабілізації зразка [125,126] чи додаткового освітлення [104]. Природньо, що дещо більші константи взаємодії в CdTe також були отримані в окремих роботах при більших амплітудах полів,  $\Gamma = 11$  см<sup>-1</sup> при  $E_0 = 16$ кВ/см [122] і  $\Gamma = 10$  см<sup>-1</sup> при  $E_0 = 14$  кВ/см [123]. Але в цих випадках було використано нестаціонарний запис, що підтверджується явним резонансом підсилення від частоти прикладеного поля у формі меандру з максимумом на частоті в околі 40 Гц. Про більші коефіцієнти підсилення повідомлялось також для одночасного використання температурно-інтенсивнісного резонансу і ефекту Франца-Келдиша [126], але використання ефекту Франца-Келдиша суттєво звужує спектральний діапазон, обмежуючи його довжинами хвиль біля фундаментального краю поглинання кристалу. Тобто, коефіцієнти підсилення, досягнуті в нашій роботі для CdTe:Ge в змінному зовнішньому полі, досягають найкращих значень, відомих для напівпровідників в схожих умовах.

Водночас і в нашому випадку існує можливість подальшого підвищення коефіцієнту підсилення. Стосується ця можливість оптимізації співвідношення інтенсивностей пучків, що записують гратку. Дійсно, при довжині взаємодії в даному зразку d = 0,65 см константа взаємодії становить  $\Gamma d = 3,8$ . Це досить велике підсилення, для якого важливими стають ефекти виснаження накачки. Тому найбільше підсилення досягається при досить великих співвідношеннях інтенсивностей. Для з'ясування, коли наступає насичення коефіцієнту підсилення по  $\beta$ , була виміряна ця залежність  $\Gamma = f(\beta)$ . Результати, отримані на просторовому періоді, близькому до оптимального  $\Lambda = 12$  мкм і полі прямокутної

форми з  $E_0 = 8,8$  кВ/см при загальній інтенсивності світла I = 90 мВт/см<sup>2</sup>, показані на Рис. 5.5. Коефіцієнт підсилення плавно росте в усьому діапазоні досліджених  $\beta$  і наближається до насичення при  $\beta = 1000$ .



Рис. 5.5. Залежність коефіцієнту підсилення від співвідношення інтенсивностей пучків, що записують гратку;  $\Lambda = 12$  мкм, поле прямокутної форми з  $E_0 = 8,8$  кВ/см, I = 90 мВт/см<sup>2</sup>.

При великих константах фоторефрактивної взаємодії виникає особливий вид нелінійного розсіяння, фоторефрактивне розсіяння, так званий "beam fanning" [127]. Схематично його природа показана на Рис. 5.6, де лише один промінь падає на кристал, а вісь c показує напрямок енергообміну<sup>\*</sup>. Обумовлене це фоторефрактивне розсіяння направленим підсиленням звичайного розсіяння, яке виникає здебільшого на неоднорідностях і механічних дефектах на поверхні і в об'ємі кристалу. Таке лінійне розсіяння підсилюються внаслідок фоторефрактивного енергообміну, направленого формуючи асиметричне розсіяння за кристалом, інтенсивність якого залежить від оптичної якості зразка, так і здебільшого від коефіцієнту взаємодії. При великих коефіцієнтах майже все світло з пучка, що падає на кристал, уходить в фоторефрактивне розсіяння. Світло ніби здувається в напрямку енергообміну, як видно на Рис. 5.6. Саме тому ефект і був названий "beam fanning" [127].

<sup>\*</sup> фотографія розподілу світла в кристалі скопійована з www.iap.tu-darmstadt.de (Technische Universität Darmstadt)



Рис. 5.6. Схематичне зображення формування фоторефрактивного розсіяння ("beam fanning").

Для експериментальних умов дослідження даного зразка CdTe:Ge (кут між пучками, амплітуда поля, інтенсивність світла) максимальне співвідношення інтенсивностей, для якого впевнено можна було виділити сигнальний пучок із загального фоторефрактивного розсіяння, складало  $\beta = 1000$ . Ця величина і обмежила діапазон досліджень, а коефіцієнт підсилення, виміряний для цього співвідношення дорівнює  $\Gamma = 6,3$  см<sup>-1</sup>. Слід зазначити, що нібито незначне покращення *експоненціального* коефіцієнту підсилення при переході від  $\beta = 300$ до  $\beta = 1000$  з  $\Gamma = 5,8$  см<sup>-1</sup> до  $\Gamma = 6,3$  см<sup>-1</sup> відповідає підвищенню кратності підсилення більше ніж в півтора рази: exp(6,3-5,8) = 1,65.

Підсилення внаслідок двопучкової взаємодії в зовнішньому полі значно перевищує лінійне поглинання, яке для даного зразка на довжині хвилі  $\lambda = 1,064$ мкм складає  $\alpha = 1,2$  см<sup>-1</sup>. Тобто, зразок забезпечує "чисте" підсилення сигнального пучка, що перевищує лінійні втрати. Наглядно це демонструє Рис. 5.7, на якому показано динаміку зміни інтенсивності сигнального пучка за кристалом, нормовану на його інтенсивність на вході. Прямокутне поле з амплітудою  $E_0 = 8,8$  кВ/см і частотою f = 400 Гц вмикається в момент часу  $t_1$  і вимикається в час  $t_2$ . Добре видно, що фоторефрактивна двопучкова взаємодія забезпечує підсилення, яке перевищує лінійні втрати на поглинання і відбивання від обох граней зразка, а інтенсивність сигнального пучка збільшується майже в вісім разів порівняно з інтенсивністю на вході.

Крім майже восьмикратного підсилення сигнального променя на Рис. 5.7 помітний поступовий спад інтенсивності після ввімкнення поля і проходження

максимуму інтенсивності. Цей спад пов'язаний з досить швидким нагріванням зразка струмом при даних значеннях амплітуди поля і інтенсивності. Саме такий нагрів обмежував використання поля більшої амплітуди. Але слід зазначити, що в подальших експериментах, пов'язаних з практичними застосуваннями, було використано спеціально виготовлені тримачі кристалів з радіаторами, які дозволили прикладати більші поля до 10 кВ/см на тривалі проміжки часу. Це дозволило як отримати більші константи взаємодії, так і стабілізувати роботу прототипів приладів.



Рис. 5.7. Зміни в часі інтенсивності сигнального пучка за кристалом, нормовані на інтенсивність на вході. Прямокутне поле вмикається в час  $t_1$  і вимикається в час  $t_2$ .  $E_0 = 8,8$  кВ/см, f = 400 Гц,  $\Lambda = 12$  мкм, I = 60 мВт/см<sup>2</sup>,  $\beta = 300$ .

## 5.2. Невироджена по частоті двопучкова взаємодія в кристалах CdTe в постійному полі

Постійне зовнішнє поле не лише збільшує поле просторового заряду, виходячи з виразу (1.5), але і змінює тип відгуку ФРК з нелокального на локальний [5–7,22]. Відповідно, спектр підсилення у невиродженій по частоті двопучковій взаємодії змінює свою форму з резонансного контуру у формі залежності Лоренца, що описується виразом (2.2), до контуру характерного для дисперсії, що описується

$$\Gamma = \Gamma_0 \frac{\Delta \omega \tau_{sc}}{1 + \Delta \omega^2 \tau_{sc}^2}.$$
(5.1)

Зазвичай оптичні взаємодії на гратках показника заломлення з довільним зсувом відносно інтерференційного поля описуються комплексною сталою взаємодії для амплітуд хвиль світла  $\gamma = \gamma' + i\gamma''$ , де  $\gamma'$  і  $\gamma'' -$  відповідні константи взаємодії, що пов'язують амплітуди хвиль, які вступають в суто нелокальну чи в суто локальну взаємодію, відповідно. Внаслідок квадратичного зв'язку амплітуди та інтенсивності хвиль, експоненціальний коефіцієнт підсилення для інтенсивності  $\Gamma_0$  при невиродженій по частоті взаємодії вдвічі більший за відповідну константу взаємодії для амплітуд в обох випадках – нелокальної і локальної взаємодії. Тобто у виразах (2.2) і (5.1) коефіцієнт  $\Gamma_0 = 2\gamma'$  для суто нелокального відгуку, і  $\Gamma_0 = 2|\gamma''|$  для суто локального. В двопучковій взаємодії природньо проводити виміри енергообміну і коефіцієнту  $\Gamma$ . Саме тому далі наведено результати для цього коефіцієнту.



Рис. 5.8. Теоретичні спектри підсилення при невиродженій по частоті двопучковій взаємодії (а) – для нелокального і (б) – для локального відгуків, розраховані згідно виразів (2.2) і (5.1), відповідно.

На Рис. 5.8 наведені теоретичні спектри підсилення в двопучковій взаємодії для нелокального і локального відгуків, розраховані згідно (2.2) і (5.1). Якщо максимум підсилення для нелокального відгука досягається без зсуву частот ( $\Delta \omega = 0$ ), то для локального відгуку максимум зсунутий на частоту  $\Delta \omega = 1/\tau_{sc}$ , яка залежить від часу релаксації кристалу, а величина максимального підсилення вдвічі менша за константу для нелокальної взаємодії при  $\gamma' = \gamma''$ , тобто, при такій самій модуляції показника заломлення без частотного зсуву.

Як видно з Рис. 5.8, спектри підсилення можуть бути гарними маркерами для визначення типу відгуку [128]. Це корисно при оптимізації деяких застосувань, наприклад, для дистанційних приймачів лазерного ультразвуку, які мають найбільшу чутливість до вимірів малих зміщень з локальною граткою.

Для з'ясування потенціалу постійного підвищення поля для фоторефрактивного відгуку CdTe досліджувались спектри підсилення слабкого променя в невиродженій по частоті двопучковій взаємодії. Експериментальна установка схематично показана на тому ж Рис. 5.1 з тією різницею, що бічні грані зразка CdTe:Ge були перпендикулярні осі [001], тобто, використовувалась класична геометрія запису гратки в кубічному кристалі. Пучки, що записували гратку, розширювались для забезпечення рівномірного освітлення кристалу і, відповідно, рівномірної провідності та рівномірного розподілу поля по перетину зразка. Загальна інтенсивність на вході в кристал дорівнювала 30 мВт/см<sup>2</sup>, а співвідношення інтенсивностей  $\beta = 10$ . Спектри підсилення досліджувались для різних амплітуд зовнішнього поля на різних просторових періодах.

На Рис. 5.9а квадратиками показано спектр коефіцієнту, отриманий для зразка N305 без зовнішнього поля на просторовому періоді  $\Lambda = 1$  мкм, а кільцями – в присутності постійного поля з амплітудою  $E_0 = 4$  кВ/см. Як і в інших зразках (див підрозділ 2.1.1) спектр без зовнішнього поля симетричний з максимумом на нульовому частотному зсуві. Відмінність форми спектра від профілю Лоренцу так само пояснюється нерівномірністю інтенсивності внаслідок поглинання та інших факторів, серед яких складний процес формування просторового заряду в кристалах CdTe:Ge.

При прикладанні зовнішнього поля профіль спектра змінюється. Максимальне підсилення збільшується майже в два рази і досягається на

незначно зсунутій частоті. Але форма спектра залишається більш схожою но контур Лоренца ніж на дисперсійний профіль. Так відбувається, тому що в даних умовах, на даному періоді і для заданої амплітуди поля, гратка стає не суто локальною без частотного зсуву, а комплексною. Нелокальна складова залишається суттєвою, а незначний зсув частоти в одному з напрямків перетворює комплексну гратку на суто нелокальну. Саме на цій оптимальній частоті спостерігається підвищення фоторефрактивного відгуку. Така поведінка передбачувана для відносно малих просторових періодів, на яких внесок дифузійного поля в загальне поле просторового заряду залишається суттєвим [22].



Рис. 5.9. Експериментальні спектри підсилення при двопучковій взаємодії в CdTe:Ge, зразок N305; квадратики – без зовнішнього поля, кільця – постійне поле з амплітудою  $E_0 = 4$  кB/см; (a) –  $\Lambda = 1$  мкм, (б) –  $\Lambda = 125$  мкм.

Із збільшенням просторового періоду локальна складова зростає, і на періоді  $\Lambda = 125$  мкм гратка стає вже майже суто локальною, про що свідчить форма контуру підсилення наближена до дисперсійної залежності, як це видно на Рис. 5.96. Але максимальне підсилення дещо зменшується, тому що цей просторовий період вже далекий від оптимального для амплітуди поля  $E_0 = 4$ кВ/см при заданій концентрації пасток в цьому зразку. При збільшенні амплітуди зовнішнього поля в даному зразку було зафіксоване суттєве підвищення сталої взаємодії, але проведення детальних досліджень спектрів підсилення виявилось 160 ускладненим внаслідок досить великої провідності, відповідного нагрівання зразка і, як наслідок, нестабільності нелінійно-оптичних характеристик.

На Рис. 5.10 представлено залежність максимального коефіцієнту підсилення в зовнішньому полі  $E_0 = 4$  кВ/см від просторового періоду при оптимальному частотному зсуві для кожного періоду. Видно, що підсилення, близьке до максимального, досягається в досить широкому діапазоні періодів  $\Lambda$ = 1.. 20 мкм, тобто в тій області, де гратка є комплексною, і нелокальна компонента суттєво додає до загального підсилення.



Рис. 5.10. Максимальний коефіцієнт підсилення в зовнішньому полі  $E_0 = 4 \text{ кB/см}$  від просторового періоду при оптимальному частотному зсуві.

Отже, використання невиродженої по частоті двопучкової взаємодії в постійному полі дозволяє суттєво підвищити константу нелінійної взаємодії. І хоча максимальне підсилення в кристалі, що досліджувався, є меншим за найкращі значення відомі для напівпровідників з постійним полем [125,129], досліджувався, досягнуте двократне збільшення проте В зразку, ЩО експоненціального коефіцієнту підсилення без будь-яких додаткових заходів на кшталт стабілізації температури. Як показали подальші дослідження, кристали CdTe з меншою провідністю в постійному електричному полі можуть мати значно більші константи взаємодії, які забезпечують генерацію в схемі подвійного обертаючого дзеркала.

#### 5.3. Подвійне обертаюче дзеркало в СdТе

Фоторефрактивна взаємодія дозволяє реалізацію важливої схеми обертання хвильового фронту – подвійного обертаючого дзеркала. Схематично воно зображено на Рис. 5.11. Коли ФРК опромінюється з протилежних боків двома пучками накачки  $I_1$  та  $I_2$ , а константа взаємодії перевищує поріг  $\Gamma d > 4$ , то виникають два промені, I<sub>4</sub> та I<sub>3</sub>, які розповсюджуються назустріч накачкам I<sub>1</sub> та I<sub>2</sub>, відповідно. При виконанні умов подавлення конічної дифракції хвиль, що виникають, за допомогою абераторів чи конічних лінз [130,131] відповідні згенеровані хвилі А4 та А3 є фазово спряженими до співвідносних хвиль накачкок  $A_1$  та  $A_2$ , відповідно. Тому подвійне обертаюче дзеркало є дуже важливим елементом для ліній зв'язку, що самоналагоджуються в просторі тощо. А CdTe, звісно, є дуже перспективним матеріалом для такого пристрою ЯК напівпровідник з найбільшим електрооптичним коефіцієнтом і як ІЧ-чутливий матеріал.



Рис. 5.11. Схема подвійного обертаючого дзеркала.

Кожен з пучків накачки при проходженні крізь ФРК викликає появу направленого фоторефрактивного розсіяння (див. Рис. 5.6). Для пучка  $I_1$  воно виникає на грані z = 0, а для  $I_2$  – на грані z = d, і в обох випадках розвивається при проходженні світла крізь кристал. Внаслідок направленого енергообміну, характерного для ФРК, це розсіяння "притягується" до однієї й тієї ж грані кристала. Максимуми розсіяння для обох накачок співпадають в просторі. В результаті чотирихвильової взаємодії хвиль розсіяння і накачок виникають зворотні пучки  $I_3$  та  $I_4$ . Пари променів  $I_1$ ,  $I_3$  та  $I_2$ ,  $I_4$  записують гратки на пропускання. Ці гратки мають одну й ту саму просторову частоту, співпадають в просторі, а отже підсилюють одна одну. Врешті-решт з усіх шумових граток залишаються лише ці, і генеруються лише хвилі  $A_3$  та  $A_4$ .

Згідно теорії для отримання генерації в подвійному обертаючому дзеркалі константа взаємодії має перевищувати 4,  $\Gamma d > 4$  [132]. Лише в деяких наявних зразках CdTe:Ge експериментально було виміряне незначне перевищення  $\Gamma d > 4$ в зовнішньому полі завдяки досить довгій довжині взаємодії біля d = 1 см. Водночас в багатьох кристалах, в яких напряму була виміряна менша константа зв'язку,  $\Gamma d < 4$ , генерація все ж таки спостерігалась [133]. Це пов'язано з недооцінкою коефіцієнту підсилення, який був виміряний для все ще недостатньо великого співвідношення інтенсивностей, тобто, в режимі виснаження накачки.

Виявилось, що оптимальні умови для отримання генерації були різними різних зразків внаслідок відмінностей В провідності для та інших характеристиках. Далі наведені результати для двох характерних зразків R3 і N90. Як відомо, найбільш ефективним для підвищення сталої взаємодії є змінне поле у формі меандру, яке має бути досить високочастотним у випадку напівпровідників. Для відносно повільного зразка R3 при невеликій потужності світла поле з частотою від 1 кГц забезпечувало насичення коефіцієнту підсилення по частоті та генерацію. На Рис. 5.12 показано залежність коефіцієнту обертання подвійного обертаючого дзеркала, виміряного в цьому зразку, від частоти електричного поля прямокутної форми. Для вимірювання інтенсивності пучка I<sub>3</sub> використовувалось напівпрозоре дзеркало, позначене як ДС на Рис. 5.11. Подібний дільник світла було використано і з іншого боку кристалу для вимірів в разі потреби значень інтенсивності І<sub>4</sub>. Коефіцієнт обертання розраховувався як співвідношення інтенсивності пучка, ЩО генерувався і відповідного зустрічного пучка накачки. Для врахування втрат на

163

поглинання і відбивання інтенсивність пучка накачки вимірювалась за кристалом:  $R_{pc} = I_3(d)/I_2(0)$ , або  $R_{pc} = I_4(0)/I_1(d)$  для променю  $I_4$ .



Рис. 5.12. Залежність коефіцієнту відбиття подвійного обертаючого дзеркала в зразку R3 від частоти змінного поля у формі меандру; I = 2,6 мВт/см<sup>2</sup>,  $\beta = 1$ ,  $E_0 = 8$  кВ/см.

З даних Рис. 5.12 видно, що досить ефективна генерація виникає і на малих частотах до f = 0,1 Гц. Насправді ця генерація – генерація в постійному полі. Вона встигає розвинутись протягом півперіоду поля, а при перемиканні поля розвивається знову для поля протилежного напрямку. Тому на осцилограмі генерації присутня амплітудна модуляція з подвійною частотою прикладеної напруги. Значення  $R_{pc}$ , показані на Рис. 5.12 для малих частот, відповідають максимумам інтенсивності оберненого променю. З ростом частоти ефективність генерації спадає, тому що вона не встигає розвинутись за час півперіоду. А вже коли частота досягає 1 кГц, поле стає достатньо високочастотним для даного зразка, починає виконуватись умова  $f >> 1/\tau_{di}$ , і відбувається запис в класичному змінному полі [34,121]. З огляду на вказані особливості змінного поля у формі меандру порівняно з постійним полем: коефіцієнт обертання для змінного поля достатньої частоти виявляється в 3 рази більшим за коефіцієнт обертання в постійному полі.

Внаслідок більшої провідності та, відповідно, швидшої релаксації іншого зразка, N90, для ефективної генерації в ньому потрібне змінне поле з щонайменше на порядок більшою частотою. Зважаючи на відсутність джерела напруги з такими характеристиками, до зразка N90 прикладалось постійне поле. Слід зазначити, що в цьому випадку генерація відбувається на зміщеній частоті: для підсилення розсіяння і створення зв'язку між накачками потрібна нелокальна гратка, а гратка, записана в постійному полі зазвичай локальна. Потрібний для підсилення зсув модуляції показника заломлення відносно інтерференційного поля може виникнути у разі запису "бігучої" гратки хвилями з зсунутими Тому з усього спектра розсіяння автоматично вибираються частотами. компоненти на зсунутих частотах, які найбільше підсилюються. Виникає гратка, що біжить, спільна для двох накачок. З урахуванням часу релаксації кристалу, швидкість руху гратки автоматично підстроюється на максимальне підсилення. (До речі, максимальне підсилення, як було показано в попередньому розділі, може відповідати не суто нелокальному зсуву в  $\pi/2$  (див. Рис. 5.9)). І внаслідок ефекту Допплера генерація відбувається на зсунутій частоті. У такий спосіб працює подвійне обертаюче дзеркало в напівпровіднику з використанням постійного поля.

Зрозуміло, що якщо з ростом амплітуди поля росте константа взаємодії, та має збільшуватись ефективність генерації. На Рис. 5.13 показано залежності коефіцієнта відбиття подвійного обертаючого дзеркала від амплітуди зовнішнього поля, виміряні: для зразка R3 в змінному полі та зображену квадратиками, а для зразка N90 – в постійному полі й зображену ромбиками.

Як і слід очікувати, залежності мають пороговий характер з порогом по полю біля 2,5 кВ/см для зразка N90 в постійному полі і 3 кВ/см для зразка R3 в змінному полі. Такий досить низький поріг підтверджує недооцінку реального коефіцієнту підсилення, визначеного напряму з двопучкової взаємодії.

Для зразка R3 в змінному полі ріст ефективності генерації з ростом амплітуди поля загалом більш крутий, ніж для зразка N90 внаслідок кількох

причин. По-перше, сам зразок має більший коефіцієнт взаємодії. По-друге, змінне поле більш ефективне, і ріст його амплітуди більше підвищує оптичну взаємодію. І по-третє, в постійному полі можливе часткове екранування поля в приконтактних областях внаслідок просторового переносу заряду і формування екрануючих шарів. Крім того в обох зразках наявні ефекти, пов'язані з нагріванням струмом, які по-різному проявляються при різних полях та при різних інтенсивностях світла і зазвичай зменшують константу взаємодії.



Рис. 5.13. Залежність коефіцієнта відбиття подвійного обертаючого дзеркала від амплітуди поля;  $\beta = 1$ ; ( $\blacksquare$ ) – зразок R3, змінне поле, f = 2 кГц, I = 2,6 мВт/см<sup>2</sup>; ( $\diamondsuit$ ) – зразок N90, постійне поле, I = 12 мВт/см<sup>2</sup>. Лінії проведено для групування даних.

Для вивчення оптимальних інтенсивностей світла, що забезпечують ефективне обертання, для обох зразків були досліджені залежності коефіцієнту відбиття  $R_{pc}$  від сумарної інтенсивності накачок. Результати представлено на Рис. 5.14. При малих інтенсивностях стала взаємодії Гd залежить від інтенсивності. Тому, як і по полю, існує поріг генерації по інтенсивності, який становить біля 1,5 мВт/см<sup>2</sup> для зразка R1 і трохи більше 2 мВт/см<sup>2</sup> для N90. Після порогу коефіцієнт обертання росте з ростом інтенсивності для обох зразків. Цей ріст набагато стрімкіший для зразка R3, але він швидко зупиняється на максимумі при інтенсивності біля I = 2,6 мВт/см<sup>2</sup>. З подальшим зростанням інтенсивності зразок R3 починає розігріватись в полі і втрачати свої гарні фоторефрактивні

166

властивості. Тобто, для нього існує досить низька оптимальна інтенсивність. Цікаво зазначити, що з ростом потужності накачок інтенсивність пучка  $I_3$ зменшується після максимуму не суттєво, а падіння коефіцієнту обертання формально обумовлене ростом інтенсивності накачки  $I_2$  в знаменнику:  $R_{pc} = I_3(d)/I_2(0)$ .



Рис. 5.14. Залежність коефіцієнту відбиття подвійного обертаючого дзеркала від інтенсивності накачок;  $\beta = 1$ ,  $E_0 = 8 \text{ kB/cm}$ ; ( $\blacksquare$ ) – зразок R3, змінне поле, f = 2 кГц; ( $\diamondsuit$ ) – зразок N90, постійне поле. Лінії проведено для групування даних.

Що стосується зразка N90, то для нього коефіцієнт обертання плавно зростає з інтенсивністю і майже виходить на насичення  $R_{pc} = 0,25$  при I = 20мВт/см<sup>2</sup>. Слід зазначити, що і для цього зразка спостерігається вплив розігріву струмом і відповідне зменшення сталої взаємодії. Але уникнути впливу цих ефектів в бажаному діапазоні полів,  $E_0 \le 8$  кВ/см, і інтенсивностей,  $I \le 20$  мВт/см<sup>2</sup>, вийшло за допомогою спеціально виготовлених радіаторів, на яких закріплялись кристали. Більш потужна стабілізація температури потрібна для зразків, подібних до R3. Втім варто зазначити, шо поряд з технічними складнощами отримання генерації цей кристал при оптимальній інтенсивності забезпечує майже в два рази більший коефіцієнт відбиття  $R_{pc} > 0,4$ .

З розгляду схеми подвійного обертаючого дзеркала (Рис. 5.11) зрозуміло, що при порушенні рівності інтенсивностей накачок порушується і симетрія вихідних променів  $I_3 = I_4$  внаслідок направленого енергообміну, більш ефективної дифракції від більш потужної накачки, але і більшого виснаження іншої, слабшої. Завдяки цьому при потребі можна підвищити коефіцієнт обертання з одного боку кристалу, знизивши його з іншого. На Рис. 5.15а показано залежності коефіцієнти відбиття від співвідношення інтенсивностей для зразка R3, а на частині (б) – для зразка N90. В даному випадку  $\beta = I_1/I_2$ , квадратики показують залежність для пучка  $I_4$ , а ромбики – для  $I_3$ . Як і раніше, з кристалом R3 використано змінне поле, а з N90 – постійне.



Рис. 5.15. Залежність коефіцієнту відбиття подвійного обертаючого дзеркала від співвідношення інтенсивностей накачок  $\beta = I_1/I_2$ ;  $E_0 = 8$  кВ/см; ( $\blacksquare$ ) – залежності для  $I_4$ , а ( $\diamondsuit$ ) – для  $I_3$ ; (а) – зразок R3 в змінному полі в формі меандру, f = 2 кГц; (б) – зразок N90 в постійному полі.

Результати Рис. 5.15 підтверджують, що ефективність обертання в схемі подвійного обертаючого дзеркала в кристалах CdTe:Ge можна значно підвищити для обраної хвилі зміною співвідношення пучків накачки. Експериментально досягнуте двократне збільшення для зразка R3 зі змінним полем і підвищення в 2,5 рази для зразка N90 в постійному полі. При цьому максимальний коефіцієнт відбиття перевищив  $R_{pc} = 0,6$  (див. Рис. 5.15а). Треба зазначити, що генерація в схемі подвійного обертаючого дзеркала з великими коефіцієнтами обертання, хоч і опосередковано, але беззаперечно показує можливість суттєвого підвищення константи взаємодії в напівпровідникових кристалах CdTe завдяки використанню зовнішнього електричного поля.

В Таблиця 5.1 для порівняння наведені найбільші коефіцієнти підсилення, отримані в напівпровідниках з використанням зовнішнього поля, але без додаткових методів підсилення на кшталт інтенсивнісно-температурного резонансу [134,135], може бути використаний в обмеженій кількості кристалів з досить специфічними властивостями. Зважаючи на те, що ми не мали технічної можливості використовувати поля більше 10 кВ/см, порівняння проведене для "питомого" коефіцієнту підсилення  $\Gamma/E_0$ . Дані таблиці показують, що в кристалах CdTe:Ge з використанням зовнішніх полів отримані коефіцієнти підсилення, які знаходяться серед найкращих значень, відомих для всіх фоторефрактивних напівпровідників.

Таблиця 5.1. Коефіцієнти підсилення  $\Gamma$ , отримані для різних напівпровідникових кристалів в зовнішньому полі на  $\lambda = 1,064$  мкм.

кристал	Г (см-1)	<i>E</i> <sub>0</sub> (кВ/см)	$\Gamma/E_0$ ( $\kappa$ B <sup>-1</sup> )	посилання
GaAs	6,4	8,6 dc	0,74	[129]
InP:Fe	6	8 dc	0.75	[125]
CdTe:V	11	16 ac	0,69	[122]
CdTe:V	9,8	14 ac	0,71	[123]
CdTe:Ge	6,3	8,8 ac	0,72	дана робота
CdTe:Ge	>4	8 dc	> 0,5	дана робота

### 5.4. Хвилі перезарядки пасток та їх вплив на нелінійну оптичну взаємодію

Зовнішнє електричне поле може не лише підвищувати сталі взаємодії чи змінювати тип відгуку в ФРК. В напівпровідникових матеріалах з великим добутком рухливості на час життя вільних носіїв заряду в присутності зовнішнього електричного поля можуть виникати хвилі перезарядки пасток [136] або, як їх називають в сучасній літературі, хвилі просторового заряду (ХПЗ, space-charge waves) [137]. ХПЗ – це слабко затухаючі власні коливання просторового заряду, який формується на пастках. Так саме як і хвиля будь-якої природи, ХПЗ можуть бути охарактеризовані хвильовим вектором  $\mathbf{k}$ , власною частотою  $\omega_k$  і коефіцієнтом затухання  $\gamma_k$ , та/або за допомогою амплітуди, фази та групової швидкості. Модуляція заряду на пастках при цьому має вигляд

$$\delta N^+ \propto \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - i\omega_k t - \gamma_k t). \tag{5.2}$$

Слабке затухання покладає  $\gamma_k << |\omega_k|$ , тобто, хвиля розповсюджується на відстань довшу ніж довжина хвилі  $\Lambda_{\rm SCW} = 2\pi/k$ .

Вважається, що має місце рівномірна в просторі термічна [136] або фотогенерація [138,139] вільних носіїв заряду. Їх концентрація в зоні провідності набагато менша за концентрацію пасток, тобто весь заряд формується і перерозподіляється в просторі по пастках. До ФРК прикладене зовнішнє електричне поле, яке в кристалі рівномірне. В таких умовах, якщо характеристики матеріалу відповідають певним критеріям, серед яких великий добуток рухливості на час життя вільних носіїв заряду та одночасно велика концентрація пасток, спостерігається збудження ХПЗ, яка є просторовою модуляцією розподілу заряду на пастках, що рухається в напрямку проти дрейфу носіїв [136]. Здебільшого ХПЗ характеризується незвичним законом дисперсії, коли власна частота обернено пропорційна хвильовому числу  $\omega_k \propto k^{-1}$  [137,140], що обумовлює різні напрямки фазової і групової швидкостей. Також було передбачено теоретично [141] і доведено експериментально, що в окремих випадках спостерігається лінійний закон дисперсії  $\omega_k \propto k$  [142], якщо ефективна концентраціях пасток в кристалі відносно мала і зовнішнє поле може перевищувати граничне поле  $E_0 > E_q$ .

Вперше XПЗ були передбачені теоретично для компенсованих напівпровідників з термічною генерацією носіїв заряду [136,140]. Пізніше їх

наявність була продемонстрована експериментально по коливанням комплексного опору, які виникали в зовнішньому полі в германії з домішкою золота [143]. Проте дослідження цих хвиль довгий час було досить обмеженим внаслідок експериментальних труднощів реєстрації та вимірів їх характеристик.

Ситуація докорінно змінилась після виявлення ХПЗ в ФРК. Дійсно, ФРК є унікальним середовищем, в якому ХПЗ обумовлює формування гратки показника заломлення, що насамперед дозволяє детектування цих хвиль по дифракції. Розуміння цих властивостей спричинило бурхливий ріст дослідження ХПЗ в ФРК. І хоча згідно теорії найбільше для генерації ХПЗ пасують фоторефрактивні напівпровідники внаслідок великого добутку рухливості на час життя носіїв заряду, довгий час ефекти, пов'язані з ХПЗ, спостерігались лише в кристалах типу силікосиленіту [120,144–147]. І лише пізніше існування слабко затухаючих ХПЗ було продемонстровано по генерації просторових субгармонік в фоторефрактивному напівпровіднику, а саме в СdTe:Ge [148]. Пов'язані такі труднощі з дещо суперечливими властивостями, які мають бути притаманні матеріалу для ефективного збудження ХПЗ, про що буде наголошено далі.

Згідно теорії фоторефрактивної взаємодії поле просторового заряду зростає з ростом амплітуди зовнішнього поля, доки не буде досягнуте граничне поле  $E_q$ . На Рис. 5.16а показано таку залежність, розраховану згідно виразу (1.5) і представлену в одиницях цього граничного поля  $E_q$ .

Хвилі ж просторового заряду крім амплітуди зручно характеризувати добротністю  $Q_k = \omega_k / \gamma_k$  [137,139]. При  $Q_k > 1$  ХПЗ є слабко затухаючою хвилею, і можуть проявлятись деякі ефекти, пов'язані з її резонансним збудженням. Наприклад, для ФРК можна очікувати, що гратка з просторовою частотою *K* може резонансно підсилюватись при генерації ХПЗ з хвильовим числом |k| = |K|і ставати набагато потужнішою за гратки з іншими просторовими частотами. Тут і далі розглянуто так званий одномірний випадок, коли **K** || **k**, і проекція хвильового вектору **k** на вектор гратки **K** дорівнює |k|.

171



Рис. 5.16. (а) – залежність амплітуди поля просторового заряду від амплітуди зовнішнього поля, розрахована згідно (1.5) і представлена в одиницях граничного поля; (б) добротність ХПЗ в залежності від амплітуди зовнішнього поля, вираженого в одиницях граничного поля  $E_q$ , розрахована згідно (5.3) для  $N_E = 10^{16}$  см<sup>-3</sup> і  $\mu \tau = 5 \times 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/В.

Добротність XПЗ залежить від характеристик матеріалу і може бути виражена через характерні поля [139]

$$Q_{k} = \left(\frac{|E_{0}|}{|E_{q}|} + \frac{|E_{M}|}{|E_{0}|} + \frac{|E_{D}|}{|E_{0}|}\right)^{-1},$$
(5.3)

де поля *E*<sub>d</sub> і *E*<sub>q</sub> визначені раніше, а так зване дрейфове поле

$$E_{M} = \frac{1}{k\mu\tau} \,. \tag{5.4}$$

Залежність добротності від амплітуди прикладеного поля, розрахована згідно (5.3), показана на Рис. 5.16б. Її резонансний характер очевидний. Залежність розрахована для  $N_E = 10^{16}$  см<sup>-3</sup> і  $\mu \tau = 5 \times 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/В, які виглядають достовірними і лежать в межах різних оцінок для фоторефрактивного CdTe:Ge [12,94,148,149].

Максимальна добротність для певного матеріалу визначається його характеристиками і для швидких кристалів з великим добутком  $\mu \tau$  дорівнює [139]

$$Q_{\max} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E_q}{E_M}} = \sqrt{\frac{N_E e \,\mu\tau}{4\varepsilon_0 \varepsilon}} \,. \tag{5.5}$$

Тобто, матеріалу одночасно мають бути притаманні велика ефективна концентрація пасток і великий добуток рухливості на час життя вільних носіїв заряду. Зрозуміло, що при значній густині пасток вільні носії заряду дрейфують в зовнішньому полі відносно коротку відстань до захоплення такими пастками з великою концентрацією. А з іншого боку великий добуток  $\mu\tau$  передбачає велику дрейфову довжину. Саме ці вимоги і є досить суперечливими, і саме через них досить довго не вдавалось зафіксувати ХПЗ в швидких напівпровідникових ФРК. Цілеспрямований пошук напівпровідника з необхідними характеристиками дозволив знайти кристал, властивості якого задовільнили цим суперечним вимогами [148].

### 5.4.1. Просторові субгармоніки в фоторефрактивному напівпровіднику

Мабуть найвидовищним проявом слабко затухаючих ХПЗ є генерація просторових субгармонік. Спостерігатись вона може, якщо в кристалі записується гратка з вектором **K** і одночасно генерується ХПЗ з хвильовим вектром **k**, близьким до дробового **K**:  $\mathbf{k} \approx \mathbf{K/2}$ ,  $\mathbf{K/3}$ ,  $\mathbf{K/4}$ ... У такому разі основна гратка з вектором **K** стає нестійкою по відношенню до виникнення граток з векторами  $\mathbf{K/2}$ ,  $\mathbf{K/3}$ ,  $\mathbf{K/4}$ ... За кристалом з'являються один чи кілька додаткових променів, що розповсюджуються між пучками, які записали гратку, і відповідають дифракції на цих гратках з векторами, дробовими до вектору основної гратки. Саме тому ефект і був названий генерацією субгармонік [144]. Схематично така генерація показана на Рис. 5.17 для субгармоніки  $\mathbf{K/2}$ .

Внаслідок виникнення гратки з вектором K/2, за кристалом з'являється промінь  $I_{1/2}$ , який розповсюджується по бісектрисі між пучками  $I_1$  та  $I_2$ , що записали основну гратку з вектором K. За певних умов можуть виникати і пучки, що відповідають дифракції на гратках K/3, K/4 тощо.



Рис. 5.17. Генерація просторової субгармоніки **К/2**; також схематично показані вектори граток **К/3** і **К/4**.

Вперше генерація субгармонік спостерігалась в кристалах BSO в постійному електричному полі при невиродженій по частоті двопучковій взаємодії [144]. Пізніше з використанням тієї ж техніки субгармоніки спостерігались в кристалах BTO [145] і BGO [147]. Також було продемонстровано, що генерація субгармонік може виникати при запису стаціонарної гратки в присутності змінного електричного поля [146].

Якщо виникнення вищих гармонік – звичайне явище в нелінійній оптиці при дифракції на гратках, то поява субгармонік – рідкісний ефект. Тому досить довго він не знаходив пояснення своєї природи. Лише з деяким часом поступово стало зрозуміло, що причиною генерація субгармонік є збудження слабко затухаючих ХПЗ [139,150]. І виникнення субгармонік було пов'язано з кратністю вектору основної гратки і хвильового вектору ХПЗ. Була розвинута теорія, що описує ХПЗ [137,139]. В ній було показано, що для ефективної генерації ХПЗ і субгармонік в ФРК необхідний великий добуток  $\mu\tau$ . Саме тому фоторефрактивні напівпровідники, серед яких GaAs і CdTe, були позначені як особливо перспективні для генерації і дослідження просторових субгармонік. Але довгий час, незважаючи на численні спроби, отримати генерацію субгармонік в цих матеріалах не удавалось. Тоді з'явилась нова теорія, яка цього разу пояснювала складність збудження ХПЗ в GaAs [151]. Така складність на думку авторів полягає в тому, що GaAs – двохдолинний напівпровідник, і навіть незначне електричне поле може обумовлювати від'ємний диференційний опір і суттєве зменшення часу життя вільних носіїв заряду. Але врешті-решт ретельний і цілеспрямований пошук напівпровідникових кристалів з характеристиками, які б забезпечували достатньо велику добротність ХПЗ, дозволив отримати генерацію просторових субгармонік в фоторефрактивному напівпровіднику, а саме в CdTe:Ge [148].

Генерація просторових субгармонік була отримана в кількох зразках CdTe:Ge. Нижче представлені результати для зразка N90. Схема оптичної взаємодії відповідає такій, що зображена на Puc. 5.17. На час проведення цих експериментів довжина взаємодії в кристалі складала d = 1 см. На бічні грані кристалу паралельні площині (111) пастою з мілко-дисперсного срібла були нанесені електроди. До цих електродів прикладалась змінна висока напруга в формі близької до меандру з швидким наростанням фронту більше 200 В/мкс і з частотою f = 700 Гц. Вхідні грані паралельні площині (110) були відполіровані з оптичною якістю. Використовувалось неперервне випромінення YAG:Nd<sup>3+</sup> лазеру з довжиною хвилі  $\lambda = 1,06$  мкм. Пучки світла, що записували гратку, були поляризовані в площині сходження, тобто, паралельно осі [111] кристалу. Їх інтенсивності складали  $I_1 = 12,8$  мВт/см<sup>2</sup> та  $I_2 = 5,5$  мВт/см<sup>2</sup> з менш ніж 10% зміною інтенсивності по перерізу зразка між електродами. За кристалом на відстані 1 м було встановлено екран, розподіл інтенсивності з якого записувався ССD камерою.

На Рис. 5.18 показано такі розподіли для різних амплітуд зовнішнього поля при запису основної гратки з просторовим періодом  $\Lambda = 21$  мкм ( $K = 2\pi/\Lambda = 300$  мм<sup>-1</sup>). З ростом амплітуди поля до  $E_0 = 2,2$  кВ/см спочатку з'являється розмита пляма, яка приблизно відповідає дифракції накачок на гратці **К**/2. З подальшим ростом поля промінь субгармоніки **К**/2 стає потужнішим і більш вузькоспрямованим, доки при  $E_0 > 3,2$  кВ/см не з'являється новий пучок, що відповідає субгармоніці **К**/3. Максимальна інтенсивність пучка **К**/2 сягає 10% від загальної інтенсивності світла.



Рис. 5.18. Фотографії з екрану, розташованому за кристалом, зроблені для різних амплітуд поля. Плями світла відповідають пучкам  $I_1$  та  $I_2$ , що записують гратку, і пучкам, що виникають внаслідок дифракції на гратках субгармонік. Кут між пучками накачки  $I_1$  та  $I_2$   $2\theta = 2,8^\circ$ .

З появою спочатку розмитого, а потім більш вираженого променю **К/3** субгармоніка **К/2** зникає не одразу. Дві гратки співіснують в деякому діапазоні полів, але з ростом поля гратка **К/2** слабшає, а **К/3** росте. Згодом при  $E_0 > 5,2$  кВ/см з'являються і субгармоніки **К/4**. Гратки **К/3** і **К/4** також співіснують в деякому інтервалі полів, але з ростом напруги інтенсивність пучка **К/4** росте, а **К/3** слабшає. В більшості випадків спостерігаються і інші порядки дифракції на гратках субгармонік, тобто, з'являються додаткові промені з зовнішнього боку кута, сформованого пучками накачки, що пройшли крізь кристал.

Відомо, що крім характеристик матеріалу добротність залежить від амплітуди поля і змінюється з просторовим періодом. Відповідно, і просторові субгармоніки на певних періодах мають виникати при певних значеннях поля. Такі області існування субгармонік різної кратності по полю і просторовому періоду для даного зразка були визначені експериментально. Точки на Рис. 5.19 окреслюють області виникнення субгармонік при збільшенні поля для різних періодів, квадратики – для субгармоніки **K**/2, кружки – для **K**/3 і ромбики – для **K**/4. Генерацію субгармонік було зафіксовано в широкому діапазоні просторових періодів основної гратки від  $\Lambda = 4,5$  мкм до  $\Lambda = 45$  мкм. Загалом, якщо б була можливість застосувати більші поля без ризику зруйнувати кристал, то при більших полях субгармоніки спостерігались би і на більших періодах.



Рис. 5.19. Області існування просторових субгармонік по періоду основної гратки і амплітуді поля; точки – експериментальні дані: ( $\Box$ ) – **K**/2, ( $\bigcirc$ ) – **K**/3, ( $\diamondsuit$ ) – **K**/4. Суцільні лінії – розрахунок згідно теорії [139] з  $N_E = 4 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $\mu \tau = 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/В і Q = 2,7,3 та 3,2 для субгармонік **K**/2, **K**/3, і **K**/4, відповідно (див. деталі в тексті).

Для аналізу експериментальних діаграм існування просторових субгармонік припустимо, що для їх генерації потрібно, щоб добротність досягала певного порогового значення  $Q_{th}$  при пороговому значенні поля  $E_0^{th}$ . Тоді теоретичний вираз для добротності (5.3) можна переписати у вигляді, придатному для використання і співставлення з експериментом [148],

$$E_0^{th} = \frac{1}{2Q_{th}} \left( E_q \pm \sqrt{E_q^2 - 4Q_{th}^2 E_q \left( E_D + E_M \right)} \right).$$
(5.6)

Цей вираз легко проаналізувати для різних експериментальних умов. На великих періодах основної гратки  $E_q >> E_D$ ,  $E_q >> E_M$  і  $E_M > E_D$ , і порогове поле лінійно залежить від зовнішнього поля

$$E_0^{th} \approx Q_{th} E_M = \frac{Q_{th} N}{2\pi \,\mu\tau} \Lambda \,, \tag{5.7}$$

де N враховує порядок субгармоніки  $\mathbf{K}/\mathbf{N}$ :  $K = NK_N$ .

Лінійність експериментальних залежностей на Рис. 5.19 на великих періодах підтверджує цей висновок. З нахилу залежностей можна оцінити множник  $\mu \tau / Q = (3,3\pm0.6) \times 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/В. Якщо прийняти, що для збудження субгармонік достатньо  $Q_{th} \approx 3$ , як це було припущено для кристалів BSO [139], то можна оцінити добуток рухливості на час життя носіїв заряду  $\mu \tau \approx 10^{-6}$  см/В.

Що стосується іншої частини залежності, на малих періодах основної гратки, то з найменших значень просторових періодів, на яких ще спостерігається генерація субгармонік, можна визначити співвідношення між  $\mu \tau$ ,  $N_E$  і  $Q_{\text{th}}$ . Найменший період  $\Lambda_{min}$  – це період, для якого  $E_0^{th}$  в (5.6) приймає найменше дійсне значення. Це відбувається, коли підкорінний вираз в (5.6) дорівнює нулю, тобто, коли складові під коренем рівні. З цієї умови можна оцінити ефективну концентрацію пасток

$$N_E = \frac{4Q_{th}^2 \varepsilon \varepsilon_0}{e} \left[ \frac{1}{\mu \tau} + \frac{k_B T}{e} \left( \frac{2\pi}{N \Lambda_{\min}} \right)^2 \right].$$
(5.8)

Беручи  $Q_{th} = 3$ ,  $\Lambda_{\min} = 4,5$  мкм і раніше визначене  $\mu \tau = 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/В, для N = 2 отримуємо  $N_E = 4 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

Приймаючі вищезгадані оцінки як початкові параметри, було зроблене наближення виразу (5.6) до експериментальних даних. Суцільні лінії на Рис. 5.19

показують результати розрахунків з  $N_E = 4 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $\mu \tau = 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/В і Q = 2,7, 3 та 3,2 для субгармонік **К/2, К/3**, і **К/4**, відповідно. Хоча набір цих характеристик може бути модифікований в розрахунках, але спостерігається добре якісне співпадіння теорії з результатом експерименту. Отже, генерація просторових субгармонік цікава не лише саме по собі як захопливий ефект, але їх дослідження ще надає можливість оцінити характеристики матеріалу важливі для переносу заряду при формуванні гратки і генерації ХПЗ.

На теперішний час відомо, що субгармоніки в напівпровідниках виникають внаслідок збудження ХПЗ. Але, лише з'явившись в ФРК, пучок субгармоніки одразу вступає в оптичну нелінійну взаємодію з пучками накачок і іншими субгармоніками, якщо такі є. Ця взаємодія відбувається по всій довжині кристалу від точки появи пучка субгармоніки. І така взаємодія не лише з'являється внаслідок збудження ХПЗ, але може впливати і на ефективність їх генерації. Раніше вплив оптичної взаємодії на генерацію субгармонік досліджувався в силенітах [152,153]. В даній роботі автором запропоновано і під його керівництвом експериментально реалізовано кілька варіантів схем, на прикладі яких продемонстровано суттєвий вплив оптичної взаємодії на ефективність генерації субгармонік.



Рис. 5.20. Схематичне зображення енергообміну між пучками при генерації субгармоніки **К/2**.

Для ФРК перш за все характерним є направлений енергообмін. Тому, як це схематично показано на Рис. 5.20 для субгармоніки  $\mathbf{K}/2$ , пучок субгармоніки  $I_{K/2}$  підсилюється, беручі енергію від однієї накачки, але віддає її іншій. Отже, схема з накачками однакової інтенсивності вочевидь не є оптимальною з точки зору ефективності генерації потужних субгармонік. А більш ефективним буде випадок з потужнішою накачкою  $I_2$  [154,155].

На Рис. 5.21 показано залежність інтенсивності пучка субгармоніки **K**/2 від співвідношення інтенсивностей накачок, яке в даному випадку визначається, як  $\beta = I_1/I_2$ . До зразка прикладалось змінне поле в формі меандру з амплітудою  $E_0 =$ 4,4 кВ/см, яка трохи менше порогової амплітуди для субгармоніки **K**/3. Вектор гратки і вектори поляризації світла були паралельні осі [111] кристалу, що забезпечує найбільшу константу в двопучковій взаємодії [46]. Якщо співвідношення інтенсивностей виходило приблизно з інтервалу 1/20 <  $\beta$  < 20, то промінь субгармоніки починав розмиватись, а при ще більшому відхиленні  $\beta$  від одиниці присутність слабшого пучка накачки майже не впливала на розсіяння потужнішого пучка, яке виникає внаслідок генерації ХПЗ при рівномірному освітленні [148].



Рис. 5.21. Інтенсивність пучка субгармоніки *I*<sub>К/2</sub> відносно загальної інтенсивності в залежності від співвідношення інтенсивностей пучків накачки. Лінія поєднує експериментальні точки для наочності.
Отже, експериментальні дані чітко демонструють, що інтенсивністю пучка субгармоніки можна керувати в широких межах, змінюючи співвідношення інтенсивностей пучків накачки. В разі потреби інтенсивність променю субгармоніки можна збільшити на два порядки, використовуючи фоторефрактивну взаємодію з перекачкою енергії від накачок до пучка субгармоніки.

Але фоторефрактивний ефект – це тензорний ефект. Зміни показника заломлення залежать від компонент електрооптичного тензору в даній орієнтації взаємодії і в загальному випадку є різними для світла з різною поляризацією. Це відкриває іншу можливість керування ефективністю генерації різних субгармонік, – за допомогою зміни поляризації хвиль накачок [154,155].

Важливою рисою схеми оптичної взаємодії, зображеною на Рис. 5.20 з вектором основної гратки паралельним осі [111] кристалу, є те, що ефективні електрооптичні коефіцієнти в двопучковій взаємодії мають різні знаки для поляризації світла в площині сходження і перпендикулярної до неї і дорівнюють  $r_{eff} = r_{||} = -2/\sqrt{3} r_{41}$  і  $r_{eff} = r_{\perp} = 1/\sqrt{3} r_{41}$ , відповідно [46]. Це надає можливість, як спрямовувати світло від певної накачки в пучок субгармоніки, так і направити енергообмін від променю субгармоніки до накачки. Для підтвердження цієї ідеї була досліджена ефективність генерації субгармоніки К/2 при зміні поляризації однієї з накачок. Пучки однакової інтенсивності I<sub>1</sub> та I<sub>2</sub> записували гратку з вектором К. Поляризація променя I<sub>1</sub> була зафіксована паралельною до осі [111] кристалу, в той час як поляризація іншої накачки, І2, могла повертатись. Вимірювалась інтенсивність пучка субгармоніки I<sub>К/2</sub> як функція куту ф між поляризаціями накачок. Результати показано квадратними точками на Рис. 5.22. Залежність симетрична відносно осі  $\phi = 0$ . А будь-яке відхилення від  $\phi = 0$ збільшує ефективність генерації субгармоніки К/2 крім випадку, коли поляризації хвиль світла ортогональні, тобто, коли основна гратка взагалі не записується. Слід зазначити, що досягнуто підвищення інтенсивності пучка субгармоніки більш ніж на порядок. Це підвищення отримане для досить

великого кута між поляризаціями біля  $\phi = 60^{\circ}$ , при якому контраст інтерференційної картини суттєво зменшений порівняно з контрастом для паралельних поляризацій.



Рис. 5.22. Інтенсивність пучка субгармоніки K/2 як функція куту поляризації пучка накачки  $I_2$  відносно поляризації іншої накачки,  $I_1$ ; поляризація накачки  $I_1$  зафіксована в площині сходження (паралельно кристалографічному напрямку [111]). Лінії – для наглядного групування даних.

Для пояснення результатів, представлених на Рис. 5.22, було запропоновано модель, яка розглядає дифракцію хвиль накачок з різною поляризацією на гратці субгармоніки [154]. Хвиля накачки А2, поляризація якої змінюється, ортогональні компоненти,  $A_2 \cos \phi$ розкладається на 3 такою самою поляризацією, як і у хвилі  $A_1$ , і  $A_2 \sin \phi - з$  перпендикулярною поляризацією. Для світла з різною поляризацією модуляція показника заломлення різна і визначається відповідними компонентами електрооптичного тензора. Для поляризації в площині сходження  $\Delta n_{||}$  визначається  $r_{eff} = r_{||}$ , а для поляризації перпендикулярної до площини сходження  $\Delta n_{\perp}$  важливий коефіцієнт  $r_{eff} = r_{\perp}$ . Зважаючи на те, що промінь субгармоніки складається з трьох компонент, що дифрагували з хвиль  $A_1, A_2 \cos \phi$  і  $A_2 \sin \phi$ , можна записати його інтенсивність

$$I_{\mathbf{K}/2} \propto \left(A_1 \frac{\pi \Delta n_{\parallel} d}{\lambda} + A_2 \cos \phi \, \frac{\pi \Delta n_{\parallel} d}{\lambda}\right)^2 + \left(A_2 \sin \phi \, \frac{\pi \Delta n_{\perp} d}{\lambda}\right)^2.$$
(5.9)

182

А враховуючи те, що модуляція показника заломлення пропорційна контрасту, який при повороті поляризації накачки *I*<sub>2</sub> на кут *ф* змінюється як

$$m = \frac{2A_1A_2\cos\phi}{A_1^2 + A_2^2},$$
(5.10)

можна визначити

$$I_{\mathbf{K}/2} \propto d^{2} \cos^{2} \phi \left( r_{\parallel}^{2} \left( 1 - |\cos \phi| \right)^{2} + r_{\perp}^{2} \sin^{2} \phi \right).$$
(5.11)

Згідно виразу (5.11) інтенсивність пучка субгармоніки пропорційна квадрату довжини взаємодії. Лінії на Рис. 5.23 представляють відповідні розрахунки для різних довжин взаємодії.



Рис. 5.23. Інтенсивність субгармоніки **К/2** як функція куту поляризації пучка накачки  $I_2$  відносно поляризації іншої накачки,  $I_1$ ; розрахунок згідно виразу (5.11).

Якісне співпадіння запропонованої моделі з експериментальними результатами очевидне. Для більш глибокої перевірки моделі був проведений додатковий експеримент зі зміною довжини взаємодії. Зріз зразка дозволив використати іншу його орієнтацію, де d = 0,4 см, тобто, 0,4 від попередньої. Для цього зразок було повернуто на 90° відносно осі, перпендикулярної бічним граням. Для цієї орієнтації чисельні значення ефективних електрооптичних

коефіцієнтів для обох поляризацій такі самі, як і в попередній орієнтації. Експериментальну залежність інтенсивності пучка субгармоніки K/2 як функція куту поляризації пучка накачки  $I_2$  для нової орієнтації показано на Рис. 5.22 ромбиками. Вочевидь форма залежності залишилась подібною, а різниця між інтенсивностями близька до співвідношення квадратів товщин. Ці результати підтверджують достовірність запропонованої моделі.

Наведені результати показали можливість суттєвого підвищення інтенсивності генерації субгармоник завдяки оптичній взаємодії. Взагалі ж, фоторефрактивна взаємодія може не лише збільшити, але і суттєво зменшити інтенсивність субгармоніки, забравши від неї енергію до накачок [154]. Це добре ілюструє Рис. 5.24. Фотографії на Рис. 5.24а – це знімки з екрану, розташованого в фокальній площині лінзи з фокусною відстанню 1 м, поміщеною за зразком, при генерації просторової субгармоніки **К/2** в різних умовах.



Рис. 5.24. Розподіл інтенсивностей в дальній зоні при генерації субгармоніки K/2 для різних поляризацій накачок  $I_1$  та  $I_2$ ; (а) – фотографії з екрану, (б) – відповідні розподіли інтенсивності в площині сходження.

Верхня фотографія показує розподіл інтенсивностей в дальній зоні без зовнішнього поля. На екрані є лише плями, що відповідають накачкам. Фотографія нижче показує генерацію субгармоніки К/2 в звичайному випадку, коли основна гратка з вектором К записується пучками з паралельною поляризацією світла, що лежить в площині сходження (паралельно напрямку [111]). Між пучками накачки з'являється пучок субгармоніки. Також помітні інші порядки дифракції на гратці субгармоніки за межами куту, сформованого променями I<sub>1</sub> та I<sub>2</sub>. Наступний знімок показує випадок, коли енергообмін спрямований до пучка субгармоніки від обох накачок. Для променю I<sub>1</sub> це відбувається з самого початку при поляризації в площині сходження. А щоб спрямувати енергообмін до субгармоніки від пучка накачки I2, його поляризацію повернуто на кут  $\phi = 60^{\circ}$ . Ця орієнтація відповідає максимумам на Рис. 5.22. Інтенсивність плями на екрані, що відповідає пучку I<sub>K/2</sub> значно зросла. І нарешті нижча фотографія показує випадок, коли енергообмін спрямований від пучка субгармоніки до обох накачок. Це досягається для накачки І2 поляризованої в площині сходження і для поляризації пучка  $I_1$  повернутої на кут  $\phi = 60^\circ$ . Добре видно, що центральна субгармоніка К/2 повністю подавлена до рівня шуму, але підсилені пучки, що відповідають зовнішнім порядкам дифракції на гратці субгармоніки.

Для додаткової ілюстрації підсилення і ослаблення пучків субгармонік на Рис. 5.24б показано профілі розподілів інтенсивності в площині сходження, що відповідають фотографіям. Зазначимо, що пучки накачок переекспоновані, але інші інтенсивності представлені в єдиному лінійному масштабі. Ці розподіли наглядно підтверджують, що інтенсивність генерації субгармоніки може бути суттєво підвищена або повністю подавлена керуванням оптичною взаємодією між пучками накачок з пучком субгармоніки.

# 5.4.2. Безпосереднє спостереження і дослідження хвиль просторового заряду

Якщо при рівномірному освітленні напівпровідника в присутності зовнішнього поля в ньому генеруються ХПЗ з достатньо великими амплітудою і добротністю, то в фоторефрактивному напівпровіднику ці хвилі обумовлюють формування гратки показника заломлення. Безумовно ця гратка може бути безпосередньо виявлена і охарактеризована за допомогою дифракції на ній. Розуміння цих проявів ХПЗ дозволило спостерігати таку дифракцію ще при перших дослідженнях просторових субгармонік в напівпровідниковому кристалі [148].

Для дослідження дифракції на ХПЗ кристал рівномірно опромінювався однією накачкою  $I_1$ . Як і при дослідженні просторових субгармонік за кристалом було встановлено екран, на якому реєструвався розподіл інтенсивності — в даному випадку дифракційна картина. При досягненні амплітуди зовнішнього поля в формі меандру  $E_0 = 3$  кВ/см на екрані з'являлась дифузна пляма розсіяння, що складалась з досить великих спеклів, як це видно з верхньої фотографії на Рис. 5.25. Зауважимо, що баланс тону на верхньому зображенні відредактовано для кращої візуалізації розсіяння.

Напрямок енергообміну в даному експерименті зліва направо – на верхній фотографії від пучка накачки до плями розсіяння. Промінь, що виникає в кристалі внаслідок самодифракції, підсилюється завдяки фоторефрактивній взаємодії і саме тому спершу виникає з того боку, куди направлений енергообмін. Зі збільшенням амплітуди поля дифрагований пучок стає інтенсивнішим, його розбіжність зменшується, як зменшується і кут дифракції. При амплітуді поля  $E_0 = 8$  кВ/см вже добре сформований пучок з інтенсивністю близько 10% від загальної інтенсивності розповсюджується під кутом  $2\theta \approx 0,64^{\circ}$ до пучка накачки. Це підтверджує генерацію в кристалі ХПЗ з довжиною хвилі близько  $\Lambda_{SCW} \approx 95$  мкм (просторова частота  $K_{SCW} \approx 66$  мм<sup>-1</sup>). Також при великих полях з'являється симетричний дифрагований промінь і промені, що відповідають вищим порядкам дифракції.



Рис. 5.25. Розподіл інтенсивності на екрані за кристалом при дифракції на ХПЗ, що генеруються в CdTe:Ge в присутності змінного поля в формі меандру різної амплітуди.

Отже, формування вузьконаправленого дифрагованого променю беззаперечно засвідчує генерацію ХПЗ з високою добротністю і вузьким спектром в рівномірно освітленому напівпровіднику в присутності зовнішнього поля. Виявлення і спостереження дифракції на ХПЗ привабливе не лише з точки зору підтвердження цікавого фізичного ефекту. Їх дослідження дозволяє отримати важливу інформацію, що характеризує процеси переносу заряду в напівпровідниках.

Дані Рис. 5.25 чітко показують залежність куту дифракції, тобто, довжини хвилі ХПЗ, від амплітуди прикладеного поля. Ця експериментальна залежність представлена на Рис. 5.26 точками.



Рис. 5.26. Довжина хвилі ХПЗ, яка генерується в рівномірно освітленому кристалі СdTe, від амплітуди електричного поля. Точки – експериментальні дані, лінія – наближення виразу (5.12) з  $\mu\tau = 2 \times 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/В і  $N_E = 3.4 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

Вочевидь ХПЗ, яким ззовні не нав'язується ніякий період, генеруються з довжиною хвилі, на якій найбільша добротність. Згідно теорії [137] ця оптимальна довжина хвилі визначається

$$\Lambda_{SCW} = 2\pi \sqrt{\mu \tau \frac{k_B T}{e} \left(1 + \frac{E_0^2}{E_D E_q}\right)}.$$
(5.12)

лінія на Рис. 5.26 показує наближення виразу (5.12) до експериментальних даних, яке дозволило оцінити  $\mu\tau = 2 \times 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/В і  $N_E = 3,4 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Ці оцінки майже збігаються з попередніми оцінками, зробленими на основі фазових діаграм існування різних субгармонік на Рис. 5.19. Зазначимо, що зараз характеристики кристалу оцінюються здебільшого по нахилу залежності на Рис. 5.26, і немає ніякого характерного реперу, яким був найменший період основної гратки для наближень при аналізу діаграм існування субгармонік. Тому насправді залежність  $\Lambda_{SCW}(E_0)$  дозволяє оцінити співвідношення  $\mu\tau/N_E \approx 5,9 \times 10^{-21}$  см<sup>5</sup>/В [44]. Водночас якісне співпадіння експериментальних даних і розрахунків служить на користь достовірності теорії.

доцільність ХПЗ Попередні результати показали вивчення по самодифракції в рівномірно освітленому кристалі. Але присутність ХПЗ з доволі чітко визначеною довжиною хвилі в електрооптичному матеріалі може бути виявлена не лише по дифракції. Автором було запропоновано і під його керівництвом здійснено безпосередню візуалізацію електричного поля ХПЗ за допомогою поляриметричної методики [44]. Для цього кристал був поміщений між поляризатором і аналізатором, як це схематично показано на Рис. 5.27. Кристал рівномірно освітлювався з одного боку крізь грань, паралельну площині (110). Зображення вихідної грані за допомогою лінзи з фокусною відстанню 12,5 см переносилось на матрицю CCD камери. Біля лінзи була встановлена діафрагма, яка пропускала лише промінь, що пройшов крізь кристал, але відсікала будь-яке можливе розсіяння і світло, дифраговане на ХПЗ.

Поляризатор і аналізатор були нахилені на 45° відносно осі [111]. В умовах експерименту виявилось, що більший контраст картини з даним кристалом досягається для паралельно зорієнтованих поляризатора і аналізатора. Тому ця орієнтація і використовувалась для отримання зображень з більшим контрастом.



Рис. 5.27. Схематичне зображення візуалізації ХПЗ; П – поляризатор, А – аналізатор, Д – діафрагма, F – фокусна відстань лінзи.

Знімки, записані ССD камерою при різних напругах, прикладених до зразка CdTe, показані на Рис. 5.28. Система поляризатор-кристал-аналізатор є ні чим іншим як амплітудним електрооптичним модулятором. Зовнішня напруга

вносить еліптичність в поляризацію світла в кристалі і відповідну амплітудну модуляцію світла за аналізатором. Зважаючи на паралельну орієнтацію поляризатора і аналізатора, найбільш світлим кристал є без прикладеного поля, як це видно з верхнього знімку на Рис. 5.28.



Рис. 5.28. Зображення задньої грані кристала, поміщеного між поляризатором і аналізатором, для різних амплітуд зовнішньої напруги.

При збільшенні прикладеної напруги спочатку з'являються великомасштабні неоднорідності, які відповідають неоднорідності поля по осі *х* в кристалі. Подібні неоднорідності видні на обох наступних знімках з лівого боку зразка. Тобто, кристал починає працювати як просторовий модулятор світла, на кшталт добре відомих модуляторів на основі силенітів [5,30]. Великомасштабні неоднорідності поля насамперед обумовлені неоднорідностями опору кристалу. Проведений аналіз [44] показав, що частота змінної напруги f = 700 Гц виявляється замалою, щоб комплексний опір визначався лише ємністю зразка. Як показали оцінки для даного кристалу з ємністю  $C \approx 0,7$  пФ і опором  $R \approx 40$ МОм, це може бути досягнуто лише для f >> 6 кГц. Нажаль, створення джерела високої напруги в формі меандру з такою частотою практично неможливе. Тому дослідження по візуалізації ХПЗ проводилось на фоні великомасштабних неоднорідностей поля.

Коли напруга на кристалі перевищує 1,8 кВ на зображенні з'являються регулярні вертикальні смуги. При подальшому рості поля контраст цих смуг зростає, як це видно на середньому знімку для напруги  $U_0 = 2,8$  кВ. Зі збільшенням поля зростає не лише видність смуг, але і збільшується їх період, як це видно з нижньої фотографії для  $U_0 = 3,6$  кВ.

Зазначимо, що без аналізатора на виході ніякі вертикальні смуги не спостерігаються. Отже, дані Рис. 5.28 підтверджують просторову модуляцію поляризації світла, що зумовлена просторовою модуляцією поля в кристалі, яке створюється ХПЗ. Зазначимо, що зображення не лише підтверджують існування ХПЗ в напівпровідниковому CdTe, але і показують їх просторову структуру, демонструють, що генеруються вони з різною ефективністю в різних місцях по перерізу кристалу. Цієї інформації не може дати дифракційна методика, яка, хоч і має свої переваги, але є інтегральною.

Поляриметрична методика дає можливість не лише для прямого спостереження, але і для кількісного дослідження характеристик ХПЗ. Дійсно, з просторового розподілу пропускання  $Tr(x) = I_0(x)/I_U(x)$ , де  $I_0$  та  $I_U$  – інтенсивності без напруги та з нею, відповідно, легко визначити просторовий розподіл поля в кристалі [44]

$$E_{in}(x) = \frac{2\lambda \arccos\sqrt{Tr(x)}}{\sqrt{3\pi n^3 r_{41} d}}.$$
(5.13)

191

Просторовий розподіл поля по середньому перетину кристалу вздовж осі х показано на Рис. 5.29.



Рис. 5.29. Просторовий розподіл поля в кристалі вздовж осі x; прикладена напруга  $U_0 = 3,6$  кВ.

Видно, що ХПЗ виникають в області з більшим полем, яке перевищує інтегроване значення, вирахуване як  $E_0 = U_0/L$ , де L – міжелектродна відстань. Подібне локальне збільшення поля разом з іншими неоднорідностями властивостей по зразку можепояснити збудження ХПЗ саме в цьому місці. Усереднена амплітуда поля в області генерації ХПЗ сягає майже 6 кВ/см, а амплітуда ХПЗ досягає суттєвого значення в 800 В/см. При цьому довжина хвилі ХПЗ складає приблизно  $\Lambda_{SCW} \approx 200$  мкм.

За допомогою поляриметричної методики можна дослідити залежність довжини хвилі ХПЗ від прикладеного поля. До того ж це можна зробити локально, обравши певне місце в кристалі і урахувавши реальне локальне значення поля  $E_{in}$  саме в цьому місці, а не інтегральне поле  $E_0$ . Для експериментального вивчення цієї залежності на середньому перерізі кристалу вздовж осі *х* було виділено відрізок від x = 25 мм до x = 32 мм. На цьому відрізку визначались амплітуда поля і довжина хвилі ХПЗ для різних значень прикладеної напруги. Результати представлено на Рис. 5.30 точками. Лінія показує наближення виразу (5.12), в якому замість інтегрального поля  $E_0 = U_0/L$ 

використовується реальне локальне внутрішнє поле  $E_{in}$ . Результати наближення дозволяють оцінити  $\mu \tau = 2 \times 10^{-6} \text{ см}^2/\text{B i } N_E = 5,3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .



Рис. 5.30. Довжина хвилі ХПЗ від амплітуди поля в кристалі; точки – експериментальні дані, лінія – наближення виразу (5.12) з  $\mu \tau = 2 \times 10^{-6} \text{ см}^2/\text{B i } N_E$  = 5,3×10<sup>13</sup> см<sup>-3</sup>.

Знову ж таки, як і при аналізі даних Рис. 5.26, реально залежність  $\Lambda_{SCW}(E_{in})$ дозволяє оцінити лише співвідношення  $\mu \tau / N_E$  [44], яке складає приблизно  $\mu \tau / N_E$  $\approx 3.8 \times 10^{-20}$  см<sup>5</sup>/В. Розбіжність оцінок, зроблених на основі дифракційних (Рис. 5.26) і поляриметричних (Рис. 5.30) експериментів, обумовлена різними методами розрахунку поля в кристалі. Поляриметрична техніка дозволяє визначення величини локального поля і тому є більш точною для визначення характеристик кристалу.

#### 5.4.3. Використання ХПЗ для підсилення двопучкової взаємодії

Генерація ХПЗ – яскраво виражене резонансне явище. Видовищний ефект генерації просторових субгармонік спостерігається, коли вектор основної гратки К розбивається на дробові К/2, К/3, К/4 тощо, якщо хвильовий вектор ХПЗ к відповідає якимось з цих дробових. Але ж зрозуміло, що якщо вектор гратки підлаштувати до хвильового вектору ХПЗ, чи навпаки, то гратка і ХПЗ будуть взаємно підсилювати одна одну. Найімовірніше саме подібний ефект 193 спостерігався ще в перших експериментах по підсиленню в двопучковій взаємодії в силікосиленіті в зовнішньому постійному полі при частотному зсуві однієї з записуючих хвиль [32] і при запису стаціонарної гратки в змінному полі [34]. Експериментально було продемонстровано і іншу техніку підвищення фоторефрактивного відгуку в двопучковій взаємодії, в якій записується стаціонарна гратка, а генерація ХПЗ реалізується завдяки одночасному використанню постійного і синусоїдального полів [156]. Синхронізація ХПЗ і гратки, індукованої світлом, забезпечується вибором частоти і амплітуди синусоїдальної складової поля.

Для ілюстрації підсилення двопучкової взаємодії завдяки узгодженню гратки і ХПЗ був проведений демонстаційний експеримент, результати якого представлено на Рис. 5.31. Верхня фотографія показує плями від двох пучків, сигнального  $I_s$  та накачки  $I_p$ , які перетинаються в кристалі під кутом  $2\theta \approx 0.78^{\circ}$  и записують гратку з просторовим періодом  $\Lambda \approx 78$  мкм. Довжина хвилі світла  $\lambda = 1,064$  мкм. Поле до кристалу не прикладене. Наступне зображення демонструє випадок розсіяння на ХПЗ, коли до кристала прикладене поле  $E_0 = 4,4$  кВ/см. Лише пучок накачки  $I_p$  опромінює кристал. На екрані зліва від нього добре видно розсіяння, яке виникає внаслідок самодифракції на ХПЗ. Розсіяння і гратка добре узгоджені по куту, тобто, по просторовій частоті. Тому, коли вмикається сигнальний пучок, ширококутове розсіяння зникає, а сигнал суттєво підсилюється завдяки резонансному збудженні ХПЗ в двопучковій взаємодії отримане багатократне підсилення сигнального пучка.

Можна було б очікувати збільшення підсилення при збільшенні зовнішньої напруги. Таке збільшення спостерігається, але лише в певному досить обмеженому діапазоні полів. Це пояснюється залежністю довжини хвилі ХПЗ від поля. При збільшенні поля узгодженість між ХПЗ і граткою поступово зникає. Четвертий знімок зверху показує самодифракцію накачки на ХПЗ при полі  $E_0 = 8$  кВ/см. Кут розсіяння суттєво зменшився, а саме розсіяння розповсюджується в

межах кута, що утворюють сигнал і накачка. При відкритті сигнального пучка спостерігається генерація просторової субгармоніки **K**/2. Це відбувається тому, що хвильовий вектор ХПЗ **k** стає приблизно вдвічі меншим за вектор гратки, яка внаслідок цього стає нестійкою відносно виникнення гратки з вектором **K**/2.



Рис. 5.31. Розподіл інтенсивностей пучків, що пройшли крізь кристал і розсіяння, записані з екрана за кристалом, при генерації ХПЗ в присутності змінного поля різної амплітуди.

Зрозуміло, якщо є можливість узгодити просторові частоти гратки і ХПЗ, які виникають при цьому полі  $E_0 = 8$  кВ/см, тобто, зменшити кут між пучками, що записують гратку, то знов можна отримати велике підсилення сигнального променю, яке буде більшим внаслідок більшої амплітуди ХПЗ.

Для чисельної характеризації підсилення в двопучковій взаємодії завдяки резонансному збудженню ХПЗ вимірювались зміни інтенсивності сигнального

пучка в часі при запису гратки в полі різної амплітуди. Два пучки з довжиною хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм, загальною інтенсивністю I = 24 мВт/см<sup>2</sup> і співвідношенням інтенсивностей  $\beta = 1000$  записували гратку з просторовим періодом  $\Lambda = 42$  мкм [157]. Зміни інтенсивності сигнального пучка після розблокування пучка накачки в час t = 0 показані на Рис. 5.32a для зовнішніх полів різної амплітуди. При відносно малих полях  $E_0 < 4,2$  кВ/см інтенсивність сигналу плавно зростає, як і передбачається для звичайного запису гратки в ФРК. Кратність підсилення сягає майже  $I_s/I_{s0} = 60$ , що для сантиметрового зразка відповідає експоненціальному коефіцієнту, який перевищує  $\Gamma = 4$  см<sup>-1</sup>.



Рис. 5.32. (а) – зміни інтенсивності сигнального пучка в часі після початку запису гратки в час t = 0 для змінного зовнішнього поля різної амплітуди; (б) – коефіцієнт підсилення в максимумі ( $\blacksquare$ ) і його стаціонарне значення ( $\diamondsuit$ ), розраховані із залежностей на частині (а).

З ростом амплітуди поля динаміка змінюється. На початку залежностей ріст інтенсивності стає крутішим, досягаються більші інтенсивності сигналу, але потім інтенсивність проходить через максимум і спадає до певного стаціонарного значення. Цей спад тим більший, чим більше поле. Пояснюється така поведінка генерацією просторових субгармонік. З ростом поля просторова частота ХПЗ зменшується, узгодженість між граткою і ХПЗ зникає, а при певному значенні поля умови стають сприятливими для генерації субгармонік. З

появою субгармонік світло уходить в нові згенеровані пучки, і підсилення зменшується внаслідок виснаження накачки.

Для наглядної демонстрації такої поведінки на Рис. 5.326 представлені залежності максимального і стаціонарного ( $t \rightarrow \infty$ ) коефіцієнтів підсилення в двопучковій взаємодії від амплітуди прикладеного поля. Максимальний перехідний коефіцієнт підсилення при  $E_0 = 8$  кВ/см досягає 4,7 см<sup>-1</sup>. Для кратності підсилення це значення майже в два рази більше ніж найбільше стаціонарне значення ( $I_s/I_{s0} = 60$  для  $E_0 = 4,2$  кВ/см та  $I_s/I_{s0} = 110$  для  $E_0 = 8$  кВ/см). Таке перехідне підсилення може бути використане для обробки швидких оптичних сигналів. А узгодження гратки з просторовою частотою ХПЗ при  $E_0 = 8$  кВ/см забезпечить стаціонарне підсилення з таким коефіцієнтом взаємодії.

Отже, використання резонансного збудження ХПЗ дозволило отримати великі стаціонарні та перехідні константи взаємодії в фоторефрактивному напівпровіднику.

### 5.5. Висновки до розділу

Використання змінного електричного поля дозволяє суттєво підвищити коефіцієнт підсилення при двопучковій взаємодії в кристалах CdTe до  $\Gamma = 6,3$  см<sup>-1</sup> і досягти тим самим найкращих значень, відомих для фоторефрактивних напівпровідників. Це підсилення значно перевищує лінійне поглинання ( $\alpha = 1,2$  см<sup>-1</sup> на даній довжині хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм), та забезпечує "чисте" майже восьмикратне підсилення сигнального пучка.

Константи взаємодії, досягнуті в кристалах CdTe в зовнішньому як змінному, так і постійному електричному полі, гарантують генерацію в схемі подвійного обертаючого дзеркала. Отже, сталі взаємодії суттєво перевищують порогове значення  $\Gamma d = 4$ , адже на додаток до виконання порогових умов вони компенсують всі лінійні втрати на поглинання і відбивання. Вперше в напівпровідниковому ФРК отримано генерацію просторових субгармонік, які раніше спостерігались лише в кристалах типу силікосиленіту. Побудовано експериментальні діаграми існування субгармонік різної кратності по амплітуді зовнішнього поля і просторовому періоду основної гратки. Співставлення експериментальних діаграм з моделлю, що пов'язує субгармоніки даного типу з ХПЗ, підтвердило достовірність теорії. Доведено, що виникнення просторових субгармонік обумовлене ХПЗ, але ефективність їх генерації суттєво залежить від фоторефрактивної взаємодії.

За допомогою поляриметричної методики здійснено безпосередню візуалізацію розподілу поля ХПЗ в напівпровідниковому кристалі.

Узгодження хвильового вектору ХПЗ, що виникає в кристалах CdTe:Ge в зовнішньому полі, з вектором гратки, індукованої світлом, забезпечує резонансне підсилення сигнального променю в двопучковій взаємодії, кратність якого може досягати двох порядків (110 разів).

## Розділ 6. Фоторефрактивні рідинно-кристалічні гібриди

Головними перевагами фоторефрактивних напівпровідників є висока швидкодія порівняно з класичними сегнетоелектричними ФРК і сумісність з телекомунікаційними компонентами завдяки чутливості в ІЧ області спектра. До того ж, як це було продемонстровано в попередніх розділах, напівпровідники можуть гарантувати великі коефіцієнти підсилення при двопучковій взаємодії. Водночас цих констант не завжди вистачає для певних практичних застосувань, наприклад, для обмежувачів потужності світла [158–160]. Тому для деяких завдань потрібні зразки з ще більшими коефіцієнтами підсилення.

Існує можливість отримання таких коефіцієнтів в гібридних фоторефрактивних рідинно-кристалічних (РК) комірках. В подібних комірках рушійна сила утворюється в підкладках за допомогою світла, і вже ця рушійна сила керує РК, створюючи в ньому гратку з великою модуляцією показника заломлення.

Насьогодні можна виділити два основні типи подібних гібридів. Це так звані фоторефрактивні РК гібриди та рідинно-кристалічні вентилі світла (РКВС - liquid crystal light valve, LCLV англійською). У фоторефрактивному РК гібриді рушійною силою є поле просторового заряду, яке створюється світлом в фоторефрактивній підкладці, а в РКСВ це просторова модуляція опору в підкладці, яка також утворюється під дією світла. Раніше обидва типи цих гібридів були створені на основі фоторефрактивних сегнетоелектриків і кристалів типу силікосиленіту, чутливих у видимому діапазоні спектра. В даному розділі описані перші такі пристрої, виготовлені на основі напівпровідників. Створення таких гібридних комірок дозволило поєднати чутливість фоторефрактивних напівпровідників в ІЧ діапазоні спектра і високу оптичну нелінійність РК. Вперше продемонстровано та досліджено запис в них динамічних голограм.

## 6.1. Фоторефрактивні рідинно-кристалічні гібриди на основі СdTe

Фоторефрактивна РК гібридна комірка складається з РК, який знаходиться між двома фоторефрактивними, або між фоторефрактивним і скляним вікнами [39,161–164]. В загальному випадку для такої комірки не обов'язково потрібен ФРК. Вона може базуватись на використанні фотопровіднику, але насьогодні подібні гібриди відомі лише на основі фоторефрактивних матеріалів. Принцип роботи фоторефрактивного РК гібриду схематично представлено на Рис. 6.1. Дана комірка складається з фоторефрактивної підкладки (ФРК) і шару РК на ній, як показано на Рис. 6.1а. Зазвичай між ними розташований шар, що задає орієнтацію РК. Фоторефрактивна підкладка є вікном комірки. Друге вікно не показане на рисунку, може бути скляним або також фоторефрактивним.



Рис. 6.1. Схематичне зображення фоторефрактивної РК гібридної комірки з одним вікном з фоторефрактивного матеріалу; (а) – неосвітлена комірка, (б) – комірка, освітлена двома пучками, що інтерферують в ній.

Коли ФРК освітлюється інтерференційною картиною від двох променів, як показано на Рис. 6.16, в ньому формується поле просторового заряду. Це поле проникає в шар РК і локально модулює орієнтацію молекул РК в просторі. У такий спосіб створюється гратка показника заломлення в шарі РК. Модуляція показника заломлення в РК велика, що і забезпечує великі константи взаємодії подібних РК комірок.

Важливим для отримання підсилення на такій гратці є переднахил молекул РК. Дійсно, без переднахилу від'ємне чи додатне поле буде нахиляти молекули

на однаковий кут в різні боки як для планарної, так і для гомеотропної орієнтації РК. Такі зміни обумовлять створення гратки показника заломлення в РК з подвійною просторовою частотою відносно гратки поля просторового заряду в ФРК. Тому ніякого підсилення не буде. А при наявності переднахилу, як це показано на Рис. 6.1, поле просторового заряду з підкладки буде додавати чи зменшувати початковий переднахил. У такий спосіб в РК буде формуватись гратка з такою ж просторовою частотою, як і гратка просторового заряду. До того ж, ця гратка буде приєднана до гратки заряду, тому буде зсунутою на чверть просторового періоду відносно інтерференційної картини, що і буде забезпечувати направлений енергообмін і підсилення сигнального променю.

На практиці фоторефрактивні гібриди до сьогодні відомі лише на основі саме ФРК. А найбільші константи взаємодії повідомлялись для гібридних комірок з підкладками з SBN [163,164]. Така сприятливість якраз цього ФРК автори пояснюють великим переднахилом РК [165], який створюється завдяки унікальним властивостям саме кристалу SBN. Водночас описаний принцип роботи гібридної фоторефрактивної РК комірки чітко показує, що для її роботи насправді необов'язково потрібен сегнетоелектричний ФРК і навіть взагалі не потрібен ФРК (електрооптичний матеріал), а має працювати будь-який фотопровідник, в якому буде створене поле просторового заряду, зокрема і напівпровідник. Використання таких матеріалів може суттєво розширити спектральний діапазон гібридів, розширивши його в ІЧ область, в якій напівпровідники чутливі, а РК ні. Саме тому нами були проведені дослідження гібридних комірок на основі кристалів CdTe [166].

Для гібридних комірок використовувались наявні зразки CdTe, синтезовані на Фізичному факультеті ЧНУ І. М. Раренком та З. І. Захарук. З них вирізались підкладки з типовими розмірами 7 мм × 4 мм × 1 мм вздовж напрямків [110], [112] і [111], відповідно. Найбільші грані (7 мм × 4 мм) були відполіровані і слугували вікнами комірок. Всі гібридні РК комірки, що досліджувались в даній роботі, були виготовлені Ігорем Анатолійовичем Гвоздовським з Відділу оптичної квантової електроніки Інституту фізики НАНУ, спільно з яким проводилось і їх експериментальне дослідження. Комірки складались з двох підкладок CdTe, тонкий шар між якими заповнювався PK. Близька до планарної орієнтація PK задавалась тонким шаром полімеру Elvamide 8023R (DuPont, USA). Цей шар натирався вздовж найдовших сторін обох вікон зі сторони PK. Для мінімізації впливу оптичної взаємодії в фоторефрактивних підкладках на загальну взаємодію в гібридній коміркці, підкладки орієнтувались так, щоб напрямки енергообміну в них були протилежними. Товщина шару PK задавалась наддрібними скляними кульками (spacers), які розташовувались між вікнами здебільшого по периметру останніх. В комірках, дослідження яких описані в даному розділі, діаметр кульок становив  $d \approx 10$  мкм.



Рис. 6.2. Схема дослідження двопучкової взаємодії в фоторефрактивній РК гібридній комірці. ЕОМ – електрооптичний модулятор, ДС – дільник світла, Дз – дзеркала, ФД – фотодіод.

Вивчалось підсилення сигнального променю в двопучковій взаємодії. Експериментальна установка схематично показана на Рис. 6.2. В зв'язку з необхідністю вимірювань достатньо малих змін інтенсивності на фоні можливих впливів теплових ефектів при нагріванні комірки лазерним променем, для контролю запису-стирання гратки використовувалась модуляційна техніка, описана вище в Розділі 2. Нагадаємо, що високочастотна фазова модуляція, яка вноситься в одну із записуючих хвиль, дозволяє стирати гратку, не змінюючи загальну інтенсивність світла і не вносячи додаткового розсіяння, як це може відбуватись при вмиканні променю накачки.

Вихідне випромінювання неперервного YAG:Nd<sup>3+</sup> лазеру поляризоване в площині рисунку розділялось на два пучки,  $I_{s0}$  та  $I_{p0}$ , із співвідношенням інтенсивностей  $\beta \approx 2,5$ . Обидва пучки на вхідній грані комірки мали гаусовий розподіл інтенсивності по перетину з повною шириною на рівні 0,5 близько 2 мм. Загальна потужність світла складала  $P \approx 200$  мВт. Повний кут між променями  $2\theta \approx 65^{\circ}$  задавав період гратки  $\Lambda = 1$  мкм.

Для контролю запису-стирання гратки електрооптичний модулятор задавав пакети високочастотної фазової синусоїдальної модуляції  $\varphi(t) = \Delta \varphi \sin(2\pi ft)$  з частотою f = 32,5 кГц і амплітудою  $\Delta \varphi = 2,4$  рад, яка відповідає першому нулю функції Бесселя нульового порядку  $J_0(\Delta \varphi) = 0$ . Тривалість проходження пакетів дорівнювала інтервалу між ними і складала  $T_p/2 = 32,5$  мс, як це показано на Рис. 6.3а. Цей інтервал набагато довший за час релаксації підкладок з СdTe при заданій інтенсивності, а тому достатній для повного стирання гратки між пакетами.

В експерименті реєструвались зміни інтенсивності сигнального променю в часі при запису гратки. Спершу вимірювався відгук порожньої комірки. Нижня залежність на Рис. 6.36 показує зміни інтенсивності сигнального пучка в часі для порожньої комірки. Потужність сигнального пучка збільшується приблизно за експоненціальним законом з постійною часу  $\tau_{sc} \approx 3$  мс. Приріст інтенсивності обумовлений підсилюванням в фоторефрактивних підкладках і складає ( $I_s - I_{s0}$ )/ $I_{s0} \approx 0,7\%$ , де  $I_s$  та  $I_{s0}$  – стаціонарні інтенсивності сигнального променю за коміркою без та в присутності фазової модуляції, відповідно. Подібні залежності були записані для кількох просторових періодів, для яких була визначена кратність підсилення  $I_s/I_{s0}$ . Потім комірка була заповнена РК, і часові залежності підсилення були виміряні знову.



Рис. 6.3. (а) – фазова модуляція хвилі накачки; (б) – інтенсивність сигнального променю для порожньої комірки (нижня осцилограма) і комірки з РК (верхня осцилограма).

Верхня осцилограма на Рис. 6.36 показує таку залежність для того ж самого періоду  $\Lambda = 1$  мкм. Залежність піднята на 0,02 для кращого сприйняття. Швидкість росту інтенсивності лишилась приблизно такою ж,  $\tau_{sc} \approx 3$  мс, але підсилення зросло до  $(I_s - I_{s0})/I_{s0} \approx 1,7\%$ . Слід зазначити, що між вимірами кривих на Рис. 6.36 комірка залишалась зафіксованою на одному місці в оптичній схемі, і саме там вона заповнювалась РК. Тобто, збільшення стаціонарного підсилення між двома кривими показує внесок шару РК в загальне підсилення. Гратка просторового заряду впливає на просторову модуляцію орієнтації молекул РК. В РК створюється гратка показника заломлення, яка додає свій внесок в коефіцієнт підсилення комірки при двопучковій взаємодії. Близькість часів формування гратки в порожній і заповненій комірці показує, що час релаксації в даному випадку визначається підкладками з CdTe. Константа взаємодії для заповненої комірки  $\Gamma d_F$  складається з двох внесків, внеску від вікон  $\Gamma d_W$  і внеску від РК  $\Gamma d_{LC}$ . Логічно припустити, що обидві складові внаслідок нелокальності забезпечують експоненціальне підсилення сигнальної хвилі

$$I_{s} = I_{s0} \exp(\Gamma d_{F}) = I_{s0} \exp(\Gamma d_{W} + \Gamma d_{LC}).$$
(6.1)

А внесок шару РК в загальне підсилення може бути визначеним

$$\Gamma d_{LC} = \Gamma d_F - \Gamma d_W, \tag{6.2}$$

де  $\Gamma d_F$  і  $\Gamma d_W$  виміряні в одних і тих самих умовах. Подібний розклад сумарної сталої взаємодії дає можливість досліджувати зміни підсилення, яке створюється в шарі РК.



Рис. 6.4. Залежність константи взаємодії в шарі РК від просторового періоду. Точки – експериментальні дані, розраховані як середні по всім вимірам, смужки помилок представляють розкид експериментальних значень, лінія проведена для наочного поєднання даних.

Залежність коефіцієнту підсилення в РК від просторового періоду показана на Рис. 6.4 точками. Лінія проведена для кращого сприйняття даних. Найбільше значення  $\Gamma d_{LC} = 0,016$  досягнуте для найменшого просторового періоду  $\Lambda = 0,8$ мкм, який може бути реалізований з даною коміркою для граток на пропускання на довжині хвилі  $\lambda = 1,06$  мкм суто з геометричних міркувань. На цьому періоді досить велике поле просторового заряду формується в підкладках і створює помітну модуляцію показника заломлення в РК. Але можна очікувати, що з подальшим зменшенням періоду константа взаємодії в РК почне зменшуватись внаслідок в'язкості і пружної взаємодії між молекулами РК.

В напівпровідниках із зазвичай високою концентрацією пасток поле просторового заряду для граток на пропускання близьке до дифузійного поля, яке зі свого боку обернено пропорційне періоду гратки. Тому амплітуда гратки показника заломлення в РК спадає з ростом просторового періоду і майже зникає на  $\Lambda > 2$  мкм. А оптимальні умови запису в нашому випадку припадають на мінімально можливий період для граток на пропускання  $\Lambda = 0.8$  мкм. В даному випадку мінімально можливий період визначається з геометричних міркувань, – він відповідає найбільшому куту між пучками, що записують гратку, при якому забезпечується перекриття пучків в комірці. На цьому куті дифузійне поле найбільше можливе. І в даних умовах в комірці з шаром РК товщиною  $d_{LC} = 10$ мкм досягнуто коефіцієнт підсилення  $\Gamma = 16$  см<sup>-1</sup>. Це значення порівняне зі значеннями, які доповідались до орієнтаціонної нелінійності РК при значно більших інтенсивностях світла на  $\lambda = 1,06$  мкм [167]. Воно також на порядок перевищує найбільші відомі коефіцієнти підсилення для попутних граток в напівпровідниках без зовнішніх полів, які були отримані в CdTe:Ge в рамках даної роботи [60,84].

Наші експерименти показали, що фоторефрактивні РК гібриди з напівпровідниковими підкладками дозволяють працювати з динамічними голограмами в ІЧ області спектра. Одержано великі коефіцієнти підсилення в шарі РК при двопучковій взаємодії. Водночас ці коефіцієнти підсилення набагато менші за ті, що доповідались для гібридів з сегнетоелектричними підкладками із SBN [162]. Частково така різниця пояснюється переходом в ІЧ область, тому що нелінійні зміни показника заломлення обернено пропорційні довжині хвилі. Але цей фактор пояснює різницю лише частково. Іншою причиною може бути недостатній переднахил молекул РК в гібридах з

206

напівпровідниками. Відомо, що його величина надважлива для подібних гібридних комірок [168]. Також відомо, що додавання наночастинок в РК гібридної комірки може суттєво підвищити її нелінійний відгук [163,164]. Тому оптимізація процедури виготовлення комірок напівпровідниковими 3 підкладками з метою збільшення переднахилу молекул РК, пошук домішок, які покращать відгук таких комірок, може суттєво підвищити отримані високі коефіцієнти підсилення при двопучковій взаємодії. Водночас продемонстрована двопучкова взаємодія в напівпровідниковій-РК гібридній комірці з коефіцієнтом підсилення, що більше чим на порядок перевищує типові значення для фоторефрактивних напівпровідників, може надати новий РК нелінійнооптичний пристрій з великим коефіцієнтом підсилення в ІЧ діапазоні, – в області спектра де РК зазвичай не є чутливими.

## 6.2. Гібридні рідинно-кристалічні вентилі світла на основі GaAs

Як вже зазначалось в попередньому Розділі 6.1, фоторефрактивні РК гібриди з напівпровідниковими підкладками забезпечують значно менші коефіцієнти підсилення  $\Gamma < 20$  см<sup>-1</sup> порівняно з подібними комірками на основі сегнетоелектрика SBN, для яких доповідались коефіцієнти підсилення  $\Gamma = 470$  см<sup>-1</sup> для чистого нематичного РК [162],  $\Gamma = 1100$  см<sup>-1</sup> для нематичного РК з наночастинками BaTiO<sub>3</sub> [163] і  $\Gamma = 1400$  см<sup>-1</sup> для холестеричного РК [169]. Але ці надвеликі коефіцієнти досягаються у відносно тонких шарах РК, і кратність підсилення в комірках з SBN виявляється невеликою і навіть набагато меншою за підсилення в самих підкладках. Таблиця 6.1 наводить такі дані для порівняння.

Отже, для фоторефрактивних РК гібридів з напівпровідниковими підкладками наступними завданнями лишаються як підвищення коефіцієнтів підсилення Г в шарах РК, так і створення комірок з товстішими шарами РК для отримання великих сталих взаємодії Г*d*. Але існує можливість використання інших типів гібридів з ІЧ чутливими напівпровідниковими підкладками. І такими фоторефрактивними РК гібридами виявявляються рідинно-кристалічні вентилі світла (РКВС) [170].

Таблиця 6.1. Експоненціальні коефіцієнти підсилення і кратність цього ж підсилення при двопучковій взаємодії в шарах різних РК і у вікнах порожніх комірок, виготовлених з кристалів SBN.

середовище	$\Gamma$ (см <sup>-1</sup> )	$exp(\Gamma d)$	
нематик	470	1,6	[162]
нематик + наночастинки ВаТіО <sub>3</sub>	1100	2,4	[163]
холестерик	1400	2	[169]
2 SBN вікна однієї комірки	16	25	дана робота

Рушійною силою в РКВС є просторова модуляція зовнішньої напруги. Ця модуляція виникає внаслідок просторової модуляції опору світлочутливої підкладки під дією нерівномірного освітлення. Саме РКВС, які працюють на відбивання, були першими органічно-неорганічними гібридними комірками. Подібні пристрої активно вивчались ще з 1970-х років як просторові модулятори світла [171]. Пізніше, у 1980-х, використання прозорої фоточутливої підкладки, зробленої з монокрісталічного ФРК BSO, показало можливість застосування подібних комірок в геометрії на пропускання [170]. З того часу РКВС продовжують активно вивчати, і багато цікавих прикладів їх використання було продемонстровано нещодавно у видимому діапазоні спектра. Використання ефекту Талбота на двох узгоджених в просторі комірках дозволило отримати десятикратне підсилення сигнального променю [172]. РКВС було використано для уповільнення і прискорення імпульсів світла [173]. Також було продемонстровано роботу адаптивного інтерферометра на динамічних гратках в РКВС [174], та ін. Ці результати показують широкі потенційні можливості подібних гібридних комірок.

Довгий час РКВС вивчались лише у видимій області. Але потреба в пристроях, чутливих в ІЧ діапазоні, стимулювала модифікацію і дослідження 208

РКВС для IЧ світла. Нещодавно нелінійно-оптичні властивості гібридної РКВС комірки були продемонстровані в IЧ області спектра [175]. Нами вперше було реалізовано запис динамічних голограм в подібних гібридах в IЧ діапазоні [176]. Пізніше французькими колегами РКВС було використано для адаптивної інтерферометрії на довжині хвилі  $\lambda = 1,55$  мкм [177]. Наші дослідження були сфокусовані на отриманні підсилення сигнального променю завдяки нелінійно-оптичної взаємодії в РКВС в IЧ діапазоні [178–180].

# 6.2.1. Комірка рідинно-кристалічного вентиля світла на основі напівпровідника та експериментальна схема для дослідження її властивостей

Загальна конструкція та принцип роботи РКВС показано на Рис. 6.5.



Рис. 6.5. Схематичне зображення неосвітленої (а) і освітленої інтерференційною картиною (б) комірки РКВС. ФП – фотопровідна підкладка, ІТО – прозорі контакти з оксиду індію-олова.

Вхідне вікно комірки зроблене з фотопровідника. В нашому випадку це монокристалічний GaAs, але в загальному випадку може бути будь-який фотопровідник прозорий на потрібній довжині хвилі. Вихідне вікно скляне. Шар між вікнами заповнений РК. На фотопровідну підкладку і скляне вікно нанесені прозорі електроди (оксид індію-олова, ITO) у такий спосіб, що прикладена напруга з амплітудою  $U_0$  проходить і крізь фотопровідник, і крізь РК. Коли

фотопровідна підкладка опромінюється інтерференційною картиною від двох променів, як це показано на Рис. 6.56, її опір стає відповідно модульованим у просторі. Внаслідок цього просторово модульованою стає і напруга крізь підкладку та РК. Молекули РК переорієнтуються в просторі відповідно модуляції напруги. У такий спосіб в шарі РК створюється гратка показника заломлення. Важливо розуміти, що гратка опору в підкладці є локальною динамічною граткою, а гратка показника заломлення в РК прив'язана до цієї гратки опору і відслідковує її.

Фотопровідна підкладка була виготовлена з монокристалу GaAs. Її товщина становила L = 1,1 мм, а плоскі поверхні з розмірами 8 мм × 15 мм були відполіровані з оптичною якістю. Темнова провідність підкладки була на рівні  $\sigma_D \approx 2 \times 10^{-9}$  Ом×см. Комірка заповнена РК ВL006 фірми Мегск. Дисперсія показника заломлення для цього кристалу відома для видимої області спектра [181]. Екстраполяція опублікованих даних в ІЧ область дозволила оцінити  $n_o = 1,51$  та  $n_e = 1,74$  для  $\lambda = 1,064$  мкм. Механічно натерті тонкі шари поліїміду, нанесені на внутрішню поверхню фотопровідної підкладки і скляного вікна з ІТО контактом, задавали майже планарну орієнтацію молекул РК. Товщина шару РК задавалась малими скляними сферами. В даній роботі досліджувались комірки з d = 5, 10 та 16 мкм і однією і тою самою підкладкою з GaAs. До прозорих ІТО електродів підводилась синусоїдальна напруга, частота fі амплітуда  $U_0$  якої могли змінюватись.

Схема експериментального дослідження РКВС, показана на Рис. 6.6, трохи відрізняється від схеми вивчення фоторефрактивних РК гібридів. Відмінності полягають в тому, що на шляху сигнального променю було встановлено механічний затвор, відкриття якого контролювало запис/стирання гратки. В це ж плече було встановлено фазовий електрооптичний модулятор, який використовувався в експериментах із зовнішньою фазовою модуляцією. Сама комірка була закріплена на поворотному столику, який дозволяв обертання кристалу навколо вертикальної осі на кут *ψ*.



Рис. 6.6. Схема дослідження нелінійної оптичної взаємодії в РКВС; Дз – дзеркала, ДС – дільник світла, ЕОМ – електрооптичний модулятор, Зр – затвор.

При дослідженні динамічних граток останні записувались розширеними пучками з повною півшириною близько 20 мм. На вхідне вікно комірки була наклеєна діафрагма діаметром 5 мм. У такий спосіб досягалась рівномірність інтенсивності по перерізу пучків но рівні  $\pm 4\%$ . Загальна потужність світла P =400 мВт в разі потреби зменшувалась нейтральними фільтрами. Світло поляризоване в площині сходження. Співвідношення інтенсивностей пучків складало  $\beta = 80$ . Для розділення сигнального променю і променю накачки за кристалом при малих кутах сходження інтенсивність сигналу вимірювалась за діафрагмою діаметром 0,5 мм, встановленою у фокальній площині лінзи з фокусною відстанню 25 см. Для підтримання характеристик комірки постійними накачка постійно освітлювала комірку, а для запису гратки механічний затвор відкривав сигнальний промінь. При цьому загальна інтенсивність майже не змінювалась. Після розблокування сигнального пучка записувались зміни його інтенсивності в часі.

## 6.2.2. Підсилення світла на динамічних голограмах в рідиннокристалічних вентилях світла в інфрачервоній області спектра

Спочатку були перевірені загальні нелінійно-оптичні властивості рівномірно освітленої РКВС на основі GaAs. Для цього комірку з товщиною РК шару d = 10 мкм, яка опромінювалась лише променем накачки, було поміщено

між схрещеними поляризатором і аналізатором. При цьому кут між директором РК і поляризацією вхідного світла складав 45°. Пропускання такої системи визначається простим співвідношенням  $Tr \propto \sin^2(\Delta \varphi/2)$ , де  $\Delta \varphi$  – фазовий набіг, що набуває світлова хвиля в комірці. Фазовий набіг, розрахований з пропускання комірки, представлено на Рис. 6.7 як функція амплітуди прикладеної напруги з частотою f = 8 кГц.



Рис. 6.7. Фазовий набіг, що набуває хвиля світла в комірці, як функція амплітуди синусоїдальної напруги з частотою 8 кГц.

Без зовнішньої напруги орієнтація молекул РК близька до планарної з директором майже паралельним до площини підкладки. Максимальний фазовий набіг спостерігається, коли молекули РК повертаються на 90°, і орієнтація стає гомеотропною. Така ситуація спостерігається при насиченні зсуву фази по напрузі при  $U_0 > 7$  В. При перемиканні планарної орієнтації до гомеотропної фазовий набіг визначається різницею показників заломлення для звичайної і незвичайної хвиль:  $\Delta \varphi = 2\pi (n_e - n_o) d/\lambda$ . Виходячи з максимального фазового зсуву  $\Delta \varphi \approx |3,5\pi|$ , який спостерігається в експерименті, можна оцінити  $|n_e - n_o| \approx$ 0,19 для нашої комірки. Ця оцінка близька до значення, отриманого з використанням нашої апроксимації  $|n_e - n_o| \approx 0,23$  відомих даних по дисперсії цього РК у видимій спектральної області [181]. При освітленні комірки пучком з гаусовим розподілом інтенсивності по перетину спостерігається дефокусування вихідного променю. Це свідчить про формування під дією світла від'ємного фазового зсуву. Саме такий знак фазового набігу слід очікувати і з оцінок показників заломлення, що свідчить про достовірність вимірів. Водночас отримані результати показують, що в разі запису динамічної гратки в шарі РК в максимумах інтенсивності будуть створюватись мінімуми  $\Delta n$ , тобто, буде формуватися локальна гратка, зсунута на  $\pi$  в просторі відносно інтерференційної картини.

З іншого боку добре відомо, що локальна динамічна гратка не дає стаціонарного енергообміну [22]. А тому підсилення сигнальної хвилі, начебто, не можна очікувати. Проте гратка в РКВС не є звичайною локальною динамічною граткою. Гратка в шарі РК жорстко прив'язана до гратки опору в підкладці. Немає перекачки фаз і викривлення смут вздовж розповсюдження світла в середовищі, як це спостерігається для звичайної локальної динамічної гратки. Тобто, гратка в РК є заданою тонкою локальною граткою відносно інтерференційної картини. Період цієї гратки автоматично налаштований на дифракцію від одного променю в напрямку іншого, від потужної накачки до сигнального пучка. І саме така дифракція може забезпечити підсилення сигнального променю. Розуміння цієї властивості РКВС дозволило свого часу отримати підсилення пучка світла в видимому діапазоні [182]. Наші дослідження розширили цей діапазон в ІЧ область спектра [178–180].

Зміни інтенсивності сигнального пучка під час запису гратки з періодом  $\Lambda$  = 440 мкм в РКВС з товщиною шару РК d = 10 мкм при загальній інтенсивності світла I = 30 мВт/см<sup>2</sup> показано на Рис. 6.8. Накачка постійно опромінює зразок, а сигнальний пучок розблоковано в час t = 0. Синусоїдальна напруга з амплітудою  $U_0 = 2,6$  В і частотою f = 20 кГц прикладена до комірки. Інтенсивність сигнального променю зростає з характерним часом  $\tau_{sc} = 300.400$  мс, та майже чотирикратне підсилення  $G = I_s(t = 0)/I_s(t \to \infty)$  досягається в стаціонарі.



Рис. 6.8. Інтенсивність сигнального променю в часі при запису гратки в РКВС з підкладкою з GaAs. d = 10 мкм,  $\Lambda = 440$  мкм I = 30 мВт/см<sup>2</sup>,  $U_0 = 2,6$  В, f = 20 кГц.

Виникнення додаткових порядків дифракції за коміркою показує, що гратка тонка, і відбувається дифракція в режимі Рамана-Ната. Для підтвердження того, що гратка в РК локальна, було визначено її просторовий зсув відносно інтерференційної картини за допомогою зовнішньої фазової модуляції [183]. Для цього високочастотна фазова модуляція  $\varphi(t) = \Delta \varphi \cos(2\pi f t)$  з малою амплітудою  $\Delta \phi \ll \pi i$  високою частотою  $f >> 1/(2\pi \tau_{sc})$  вносилась ЕОМ в один з променів, що записують гратку, в нашому випадку в сигнальний (див. Рис. 6.6). Унаслідок цього інтерференційна картина коливається навколо своєї початкової позиції. Гратка не може відстежувати швидкі коливання та має розглядатись як стаціонарна відносно осцилюючого інтерференційного поля. У випадку локальної гратки коливання смуг додає нелокальну компоненту до загалом локальної гратки. Відповідно, до оптичної взаємодії додається направлений енергообмін. Зсув смуг в одному напрямку веде до підсилення сигнального пучка, а в іншому – до ослаблення. Тобто, до інтенсивності сигнального променю додається компонента, що осцилює на частоті фазової модуляції. А те, чи є модуляція інтенсивності синфазною, чи протифазною до модуляції фази, дозволяє визначити яким є зсув локальної гратки, 0 чи  $\pi$ .

Експериментальні результати по визначенню фазового зсуву гратки показано на Рис. 6.9. Фазова модуляція з амплітудою  $\Delta \varphi = 0,12$  рад. і частотою f = 300 Гц, яку задає ЕОМ, показано на верхній осцилограмі. Нижня осцилограма показує модуляцію інтенсивності. Вочевидь ці сигнали протифазні з точністю, кращою ніж 0,01 рад. Жодного сигналу не зафіксовано на подвійній частоті навіть з використанням фазового детектора (lock-in amplifier), що свідчить про відсутність нелокальної компоненти гратки. Ці результати підтверджують, що в шарі РК РКВС на основі GaAs формується локальна гратка зсунута на  $\pi$  відносно інтерференційної картини.



Рис. 6.9. Верхня залежність — фазова модуляція вхідного пучка  $I_s(0)$ ; нижня крива — інтенсивність сигнального пучка за коміркою  $I_s(d)$ .

Дифракційна ефективність тонкої гратки, що створюється в РК, для *n*-го порядку визначається

$$\eta_n = J_n^2 \left( \frac{\pi \,\Delta n \, d}{\Lambda} \right),\tag{6.3}$$

215

де  $J_n$  – функція Бесселя порядку *n*. Для великого співвідношення інтенсивностей  $\beta >> 1$  дифракційна ефективність мала ( $\eta << 1$ ), і важливими лишаються лише ±1 порядки дифракції. Останній факт підтверджено в експерименті – лише ±1 порядки дифракції спостерігаються за коміркою для  $\beta >> 1$ . Отже, вираз для дифракційної ефективності спрощується

$$\eta_n = \left(\frac{\pi \,\Delta n \,d}{\Lambda}\right)^2. \tag{6.4}$$

Враховуючи дифракцію світла з пучка накачки в напрямку слабкого сигналу, інтенсивність останнього за РКВС можна записати

$$I_{s}(d) = I_{s}(0) + \eta I_{p}(0) = I_{s}(0) + \left(\frac{\pi \Delta n d}{\lambda}\right) I_{p}(0).$$

$$(6.5)$$

РКВС можна розглядати як пристрій з Керр-подібною нелінійністю [182,184], що характеризується нелінійним коефіцієнтом  $n_2 = \partial n/\partial I$ , тому що провідність підкладки, а отже і напруга на шарі РК, і модуляція показника заломлення лінійно залежать від інтенсивності в важливому для нас діапазоні інтенсивностей. Тоді амплітуда модуляції показника заломлення визначається  $\Delta n = n_2 m I = 2n_2 \sqrt{I_s I_p}$ . Отже, з урахуванням того, що загальна інтенсивність  $I \approx I_p$ , підсилення сигнального променю може бути записане

$$G = \frac{I_s(d)}{I_s(0)} = 1 + \left(\frac{2\pi n_2 I d}{\lambda}\right).$$
(6.6)

Останній вираз дає можливість з G = 4 оцінити  $n_2 = -1$  см<sup>2</sup>/Вт, з урахуванням знаку зміни показника заломлення, що був визначений раніше. І хоча це значення менше, ніж подібна оцінка, зроблена для РКВС у видимому діапазоні [184], константа  $n_2$  достатньо велика для створення під дією світла модуляції показника заломлення  $\Delta n = 0,007$  в наших експериментальних умовах, як це видно з виразу (6.5). Треба зазначити, що в даному випадку  $n_2$  характеризує
пристрій в цілому, а не матеріал, як це має бути при розгляді класичного ефекту Кера.

Коміркам РКВС притаманна відносно низька просторова роздільна здатність [170], тому що електричне поле "розмивається" в РК при віддалені від підкладки. Логічно припустити, що коміркам з тоншим шаром РК притаманна краща роздільна здатність. Таку поведінку передбачає і теорія [170,185]. З іншого боку цілком зрозуміло, що товстіша гратка в РК забезпечить більшу дифракційну ефективність і краще підсилення. Тому, для знаходження компромісу між роздільною здатністю достатньо гарною для запису динамічних граток і великим підсиленням сигнального променю, були досліджені залежності підсилення від просторової частоти N. Остання визначається в парах ліній на міліметр (пл/мм), як це заведено для подібних пристроїв.



Рис. 6.10. Залежність підсилення від просторової частоти для комірок, зібраних на одній й тій самій підкладці з GaAs, з товщинами шару РК; (•) – 5 мкм, ( $\diamondsuit$ ) – 10 мкм і (•) – 16 мкм. I = 30 мВт/см<sup>2</sup>,  $\beta = 80$ ,  $U_0 = 10$  В, f = 200 кГц.

На Рис. 6.10 точками показано експериментальні дані для трьох комірок з різними товщинами шару РК, зібраних на основі однієї й тої самої підкладки GaAs. Комірці з тоншим РК, d = 5 мкм, притаманна найкраща роздільна здатність. Найбільше підсилення, G > 10, забезпечує комірка з найтовстішим шаром РК d = 16 мкм на просторовій частоті N = 1 пл/мм, яка виявилась

найменшою в наших умовах можливою просторовою частотою для впевненого виділення і реєстрації сигнального променю за РКВС.

Для аналізу залежностей Рис. 6.10 доцільно з виразів (6.5) і (6.6) встановити пропорційність

$$\Delta n \propto \sqrt{G-1} \,. \tag{6.7}$$

Визначена у такий спосіб модуляція показника заломлення може бути використана для характеризації роздільної здатності РКВС. Також треба врахувати, що просторова модуляція напруги в РК мала при малому контрасті інтерференційного поля (великих  $\beta$ ), і модуляція показника заломлення може вважатись пропорційною цій модуляції напруги. Сама ж залежність просторової модуляції напруги від просторової частоти відома ще з ранніх робіт по дослідженню РКВС різного типу [170,185]

$$\frac{\Delta U(N)}{\Delta U(N \to 0)} = \frac{1}{\pi N} \frac{\varepsilon_{PhC}/h + \varepsilon_z/d}{\varepsilon_{PhC} \coth(\pi Nh) + \sqrt{\varepsilon_x \varepsilon_z} \coth(\pi Nd\sqrt{\varepsilon_x/\varepsilon_z})}, \quad (6.8)$$

де  $\varepsilon_{PhC}$  – діелектрична проникність ізотропної фотопровідної підкладки,  $\varepsilon_x$  та  $\varepsilon_z$ – діелектричні проникності РК вздовж відповідних осей (див. Рис. 6.5а), для початкової планарної орієнтації  $\varepsilon_x$  та  $\varepsilon_z$  – табличні значення констант вздовж і перпендикулярно до напрямку директора РК, відповідно, *h* і *d* – товщини підкладки і шару РК.

Отже, амплітуда модуляції показника заломлення, що може бути визначена з виразу (6.7), задається модуляцією напруги, що описується формулою (6.8). Тому наступний вираз може бути використаний для порівняння експериментальних результатів з існуючою теорією

$$\sqrt{G-1} \propto \frac{1}{\pi N} \frac{\varepsilon_{PhC}/h + \varepsilon_z/d}{\varepsilon_{PhC} \coth(\pi Nh) + \sqrt{\varepsilon_x \varepsilon_z} \coth(\pi Nd\sqrt{\varepsilon_x/\varepsilon_z})}.$$
 (6.9)

218

Для проведення такого порівняння експериментальні дані Рис. 6.10 перебудовані на Рис. 6.11а як функція  $\sqrt{G(N)-1}$ , нормована на значення для  $N \rightarrow 0$ . Лінії на Рис. 6.116 — розрахунки просторової модуляції напруги згідно виразу (6.8) з  $\varepsilon_{PhC} = 12.9$  для GaAs та з  $\varepsilon_x = 20$ ,  $\varepsilon_z = 4.7$  для PK BL006 [184,186].



Рис. 6.11. Просторово-частотні залежності (а) — експериментально визначеного підсилення, перебудованого як  $[G(N) - 1]^{1/2}$  та (б) — індукована світлом просторова модуляція напруги в РК, розрахована згідно (6.8). Товщина шару РК: (•) і верхня лінія — 5 мкм, (�) і середня лінія — 10 мкм, (•) і нижня лінія — 16 мкм.

З даних Рис. 6.11а видно, що роздільна здатність комірки погіршується, коли шар РК стає товстішим. Теоретичні розрахунки на Рис. 6.11б якісно добре описують експериментальні дані, виявляючи таку саму тенденцію. Але реальні експериментальні просторово-частотні характеристики вужчі за теоретичні. Однією з причин може бути невраховані теорією дифузійне "розмивання" і дрейф фотозбуджених носіїв заряду в фотопровідній підкладці [185]. Інший фактор – розсіяне світло в підкладці і світло від перевідбивань, яке зменшує контраст інтерференційної картини, і вплив якого більш суттєвий на високих просторових частотах. Також істотними для чисельного неспівпадіння з теорією можуть виявитись і деякі інші причини, такі як виснаження накачки при великому підсилення, похибка при визначенні товщини шару РК, дещо приблизні значення його діелектричної проникності, визначені в апроксимації,

неврахований переднахил, вплив заряджених іонів в РК тощо. Але якісне співпадіння експериментальних даних з теорією показує, що остання достовірно описує основні процеси формування гратки показника заломлення в РКВС.

Слід зазначити, що чисельник виразу (6.9) чітко показує, що той шар, що є тоншим, здебільшого визначає роздільну здатність РКВС. Тому надтонка фотопровідна підкладка має великий потенціал для використання в подібних пристроях. Слід зауважити, що матеріалу для такої підкладки має бути притаманна висока питома фотопровідність, яка б забезпечила достатню глибину просторової модуляції провідності підкладки і, відповідно, достатню модуляцію напруги крізь шар РК при малій товщині підкладки. Знаходження подібного матеріалу має суттєво просунути можливості використання РКВС.

РКВС складається з кількох тонких шарів. Тому його комплексний опір значною мірою визначається ємностями підкладки й шару РК, а не лише їх активним опором. В першому наближенні еквівалентна електрична схема РКВС включає два RC-коливальних контура, з'єднаних послідовно [170,171]. Для такого кола існує резонанс по частоті, при якій напруги на шарі РК найбільша. Звісно, відповідний резонанс буде спостерігатись і для підсилення. Його показано на Рис. 6.12a, де представлено залежність підсилення сигнального пучка від частоти для комірки з товщиною РК d = 16 мкм з амплітудою зовнішньої напруги  $U_0 = 10$  В і гратки з просторовою частотою N = 1 пл/мм. Найбільше підсилення G = 11 отримано на резонансній частоті f = 200 кГц. Зазначимо, що всі виміри підсилення в даному розділі зроблені на резонансній частоті, якщо не зазначено інше.

Просторово-однорідна напруга на шарі РК розвертає молекули на певний кут. Невелика зміна нахилу молекул РК викликає найбільшу зміну показника заломлення в ньому, коли початково директор незбудженого світлом РК нахиленийна 45° відносно планарної орієнтації. З іншого боку, якщо переднахил вже великий, то для змін орієнтації директора потрібна більша рушійна сила. Тому оптимальна напруга, яка забезпечує найбільшу зміну показника

заломлення, близька до такої, що забезпечує кут нахилу молекул близький до 45°. Щоб знайти це значення була виміряна залежність коефіцієнту підсилення від напруги з оптимальною частотою f = 200 кГц. Експериментальні дані Рис. 6.126 показують, що найбільше підсилення G = 17,2 отримане при  $U_0 = 16$  В. Це підсилення – найбільше підсилення, що будь-коли доповідалось для всіх відомих РКВС на будь-яких довжинах хвиль.



Рис. 6.12. Підсилення сигнального пучка як функція: (а) – частоти прикладеної напруги з амплітудою  $U_0 = 10$  В і (б) – амплітуди прикладеної напруги з частотою f = 200 кГц; N = 1 пл/мм,  $\beta = 80$ ; I = 30 мВт/см<sup>2</sup>.

Крім оптимізації частоти та амплітуди напруги і просторового періоду гратки знайдено інші можливості підвищення підсилення сигнального променю. Так, збільшення начального переднахилу молекул РК можна досягнути не лише оптимізацією напруги на комірці, але задати ефективний переднахил механічним поворотом РКВС на кут  $\psi$  навколо вертикальної осі (див. Рис. 6.6) [180]. Залежність підсилення сигнального променю від куту нахилу комірки  $\psi$ , виміряну на  $\Lambda = 160$  мкм, показано на Рис. 6.13а точками. Експериментальні дані нормовані на підсилення при нульовому куті  $G(\psi = 0)$ . Результати засвідчують, що поворотом РКВС підсилення можна збільшити майже в два рази.

Асиметрія залежності на Рис. 6.13а відносно  $\psi = 0$  ймовірно виникає внаслідок ненульового переднахилу  $\delta$  молекул РК в комірці. Для його оцінки

було використано добре відому методику [187]. РКВС було поміщено між схрещеними поляризатором і аналізатором, що пропускають світло з поляризацією, нахиленою на 45° відносно напрямку директора РК. Пропускання ланцюжка поляризатор-комірка-аналізатор *Tr* вимірювалось для різних кутів повороту комірки. Експериментальні результати показано на Рис. 6.13б точками. Лінія показує розрахунок згідно [187] для товщини РК d = 11 мкм і куту переднахилу  $\delta = 5^{\circ}$ . Ці результати засвідчують, що в нашій комірці переднахил ненульовий, але досить малий і далекий від оптимального в 45°. Водночас, якщо використання оптимальної напруги ускладнено, підсилення сигнального бути підвищено може створенням ефективного променю переднахилу поворотом комірки РКВС.



Рис. 6.13. Залежності від куту нахилу комірки РКВС навколо вертикальної осі: (а) – підсилення сигнального пучка; (б) – пропускання комірки, встановленої між схрещеними поляризатором і аналізатором, точки – експериментальні дані, лінія – розрахунок згідно [187] для шару РК з товщиною d = 11 мкм і кутом переднахилу  $\delta = 5^{\circ}$ .

Загалом підсилення одного променю за рахунок іншого притаманне динамічним голограмам з нелокальним відгуком, для яких гратка показника заломлення зсунута на чверть просторового періоду відносно інтерференційної картини. В цьому випадку хвиля, що підсилюється, і хвиля, що дифрагує від накачки в напрямку сигналу, синфазні, а їх синфазна інтерференція і призводить до експоненціального підсилення [22,24]. У випадку ж РКВС гратка показника заломлення в шарі РК – локальна тонка гратка. Проте зсув гратки відносно інтерференційної картини можна змінити на деякий час за допомогою зовнішньої ступінчастої фазової модуляції [188]. Дійсно, ступінчаста фазова модуляція однієї з хвиль на  $\pi/2$  пересуває інтерференційну картину на чверть просторового періоду, і дифракційна гратка стає нелокальною відносно інтерференційного поля на час, доки вона не перезапишеться на новому місці.



Рис. 6.14. Верхній графік – ступінчаста модуляція фази сигнальної хвилі на вході в РКВС, нижній графік – відповідні зміни інтенсивності сигнального пучка на виході комірки.

Техніка перемикання типу відгуку за допомогою ступінчастої фазової модуляції було використано для підвищення підсилення в РКВС на основі GaAs.

Спочатку було записано гратку з періодом  $\Lambda = 440$  мкм в комірці з шаром РК товщиною d = 10 мкм. Ця динамічна гратка забезпечила чотирикратне стаціонарне підсилення сигнального пучка. Потім була ввімкнена ступінчаста фазова модуляція сигнальної хвилі з амплітудою  $\pm \pi/4$ , як це показано на верхній осцилограмі Рис. 6.14. Нижня осцилограма показує зміни інтенсивності сигнального пучка в часі. Після від'ємного стрибка фази на  $\pi/2$ , спостерігається восьмикратне перехідне підсилення, яке поволі спадає і вертається до стаціонарного чотирикратного з часом релаксації РКВС, тому що гратка перезаписується на новому місці. Протилежний стрибок фази супроводжується перехідним зменшенням стаціонарного підсилення і, навіть, ослабленням, внаслідок зсуву гратки в протилежному напрямку.

Тобто, за допомогою ступінчастої фазової модуляції в РКВС отримане перехідне підсилення G = 8, що вдвічі перевищує стаціонарне. Подібне перехідне підсилення може бути використане для обробки швидких оптичних сигналів.

#### 6.3. Висновки до розділу

Продемонстровано фоторефрактивний РК гібрид з напівпровідниковою підкладкою, чутливий в ІЧ області спектра, в якій РК зазвичай не чутливі. Коефіцієнт підсилення  $\Gamma = 16$  см<sup>-1</sup>, отриманий в шарі РК цього гібриду, більше ніж на порядок перевищує відомі коефіцієнти для граток на пропускання в фоторефрактивних напівпровідниках без застосування зовнішніх полів.

Оптимізація процедури виготовлення комірок з напівпровідниковими підкладками з метою збільшення переднахилу молекул РК, і пошук домішок, які покращать відгук таких комірок, може надалі суттєво підвищити високі коефіцієнти підсилення.

Продемонстровано інший тип неорганічно-органічної гібридної РК комірки, чутливої в ІЧ діапазоні, – РКВС на основі напівпровідникової фотопровідної підкладки. Експериментально підтверджено її локальний відгук. Отримано стаціонарне підсилення слабкого променю завдяки дифракції світла

224

від потужної накачки. Експериментально підтверджено, що РКВС з тоншим шаром РК забезпечують кращу роздільну здатність, а комірки з товщим РК – більше підсилення сигнального пучка. Якщо умови дозволяють запис гратки з малою просторовою частотою, то може бути отримане велике підсилення. В комірці на основі GaAs з шаром РК товщиною d = 16 мкм досягнута кратність підсилення G = 17,2, яка майже вдвічі перевищує всі відомі дані для будь-яких РКВС, що працюють в будь-якому спектральному діапазоні.

Продемонстровано можливості підвищення кратності підсилення завдяки оптимізації амплітуди і частоти прикладеної напруги, нахилу комірки РКВС навколо вертикальної осі, використання зовнішньої ступінчастої фазової модуляції однієї з хвиль, що записують гратку. Передбачено, що тонка фотопровідна підкладка з питомою фотопровідністю, що гарантує достатню глибину просторової модуляції напруги крізь шар РК, зможе забезпечити високу кратність підсилення при збереженні гарної роздільної здатності.

## Розділ 7. Практичні застосування фоторефрактивних напівпровідників з покращеним нелінійно-оптичним відгуком

В зв'язку з розвитком телекомунікаційних систем та елементної бази для них найбільш цікавими для практичного застосування стали пристрої, що працюють в IЧ діапазоні спектра. Тому і прилади на основі динамічних граток саме в напівпровідниках, чутливих до IЧ світла, насьогодні є найбільш перспективними. В даному розділі наведено успішні приклади розробки і вдосконалення оптичних пристроїв на основі динамічних граток в напівпровідниках.

# 7.1. Оптичний обмежувач потужності інфрачервоного світла на основі рідинно-кристалічного вентиля світла з напівпровідниковою підкладкою

Часто вимірювальні оптичні прилади, пристрої оптичної ідентифікації тощо мають досить обмежений динамічний діапазон по інтенсивності. А перевищення потужністю вхідного світла певного порогу може просто пошкодити пристрій. Щоб запобігти цьому, а інколи і щоб захистити людське око від інтенсивного світла, використовуються так звані оптичні обмежувачі потужності світла (optical limiters). Такі обмежувачі базуються на блокуванні, розсіянні, дифракції чи поглинанні світла. І системи на основі динамічної голографії тут є дуже ефективними.

В таких пристроях задача підсилення світла постає в зміненому вигляді. Щоб отримати ослаблення на вході в систему, що має бути захищена, зайве світло, що перевищує допустимий поріг, використовується для підсилення світла, що спрямовується поза вхідної апертури. Фоторефрактивні оптичні обмежувачі базуються на нелінійному розсіянні світла (beam fanning) [4,158], фоторефрактивних генераторах з фазовообертаючим дзеркалом [158], зустрічній двопучковій взаємодії в так званій схемі з само-накачкою (selfpumped) [160,162,189], та ін.

Чимала дифракційна ефективність РКВС з підкладкою з GaAs, які розглядались в попередньому розділі, також дозволяє використовувати цей гібридний пристрій для обмеження потужності світла [178]. І так велика дифракційна ефективність може бути ще підвищена завдяки збільшенню контрасту. Про таке підвищення свідчить поява трьох вищих порядків дифракції при запису динамічної гратки в комірці РКВС на основі GaAs пучками близькими по інтенсивності. Поява цих додаткових променів за коміркою обумовлює значне виснаження накачок і суттєве зменшення їх інтенсивностей за РКВС, про що свідчать дані Рис. 7.1.



Рис. 7.1. Зміни в часі інтенсивності сигнального пучка за коміркою РКВС з підкладкою з GaAs; обидва пучки, що записують гратку, розблокуються в час t = 0; довжина хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм, просторовий період  $\Lambda = 440$  мкм, загальна інтенсивність I = 8,5 мВт/см<sup>2</sup>, співвідношення інтенсивностей  $\beta \approx 1$ , амплітуда синусоїдальної напруги  $U_0 = 2,6$  В.

На рисунку показано зміни інтенсивності сигнального пучка в часі за коміркою РКВС. Гратка з періодом  $\Lambda = 440$  мкм записується на довжині хвилі  $\lambda = 1,06$  мкм пучками із співвідношенням інтенсивностей близьким до одиниці,  $\beta \approx 1$ , і загальною інтенсивністю I = 8,5 мВт/см<sup>2</sup>. Обидва пучки, що записують гратку, розблоковані в час t = 0.3 початком запису гратки інтенсивність

сигнального пучка доволі стрімко зменшується з характерним часом  $\tau_{sc}$  < 70 мс, і спостерігається стаціонарне ослаблення сигнального пучка більше ніж в 3 рази. Отже, завдяки такому ослабленню, що відбувається внаслідок виснаження сигнального пучка при дифракції світла від нього до вищих порядків дифракції, комірка РКВС з GaAs підкладкою слугує оптичним обмежувачем в ІЧ спектральному діапазоні.

### 7.2. Однопроменевий датчик вібрацій на основі фотоелектрорушійної сили в CdTe

Як вже зазначалось в Розділ 4, нестаціонарна ФЕРС може виникати в напівпровіднику не лише внаслідок коливання інтерференційної картини, але і при осциляції спекл-поля, створеного одним пучком світла [107,110,111]. У такому разі методика стає простіше на практиці, оскільки вона не потребує опорної хвилі, – спекл поле формується просто при відбиванні/розсіянні світла від шорсткої поверхні об'єкта. І хоча регулярна інтерференційна картина забезпечує більшу ФЕРС та дозволяє змінювати просторові розміри картинки (період смуг), простота використання спекл методики часто перемагає. До того ж, якщо інтерференційна схема чутлива до вібрацій в напрямку розповсюдження світла, то спекл-ФЕРС виявляє вібрації в напрямку, перпендикулярному до розповсюдження світла від об'єкта, що окреслює для неї певні практичні застосування.

Використання спекл-ФЕРС має ще одну практичну перевагу. Професор Джайм Фрейліх (Jaime Frejlich) з університету міста Кампінас в Бразилії помітив з колегами цікаву особливість методики. Сигнал першої гармоніки струму ФЕРС *і*<sup>*ω*</sup> має максимум на залежності амплітуди струму від амплітуди вібрацій. А тому прилад для вимірювання вібрацій на основі цієї техніки здатен до самокалібрування [111,190] по положенню максимуму сигналу.

Нами спільно з колегами були проведені дослідження цих властивостей для кристалів CdTe:Ge i CdTe:V [111]. Зразок CdTe:V був наданий для

228

досліджень Жан Клодом Лоне (Jean Claude Launay) з Університету міста Бордо, Франція.



Рис. 7.2. Схема експериментальної установки для дослідження струмів ФЕРС, що генеруються спекл полем в кристалах CdTe; YAG – неперервний YAG:Nd<sup>3+</sup> лазер ( $\lambda = 1064$  нм), He-Ne – неперервний He-Ne лазер ( $\lambda = 633$  нм), D – діфузор, L – лінза, фд – фотодетектор, ГС – генератор сигналів, СД – синхроний детектор (lock-in amplifier).

Експериментальну установку показано на Рис. 7.2. В якості джерела випромінення використовувався неперервний YAG:Nd<sup>3+</sup> лазер. Вихідний промінь потужністю до P = 300 мВт спрямовувався на дифузор D з молочного скла, а світло, що пройшло крізь нього, опромінювало лінзу L з діаметром  $\Phi_L$  = 25 мм і фокальною відстанню F = 50 мм. Лінза формувала спекл картину на вхідній відполірованій грані зразка, який розташовувався в площині зображень лінзи. Дифузор було закріплено на діафрагмі комерційного фабричного динаміка. У такий спосіб задавалася вібрація дифузору в напрямку, перпендикулярному до розповсюдження світла. Вібрації дифузору відповідала осциляція спекл поля на кристалі. Ця осциляція створювала ФЕРС, під дією якої в замкненому електричний ланцюжку виникав струм. Генератор сигналів ГС задавав частоту і амплітуду вібрацій. Остання постійно контролювалась за допомогою доплерівського вимірювача швидкості, окресленого на Рис. 7.2 штриховою лінією.

Досліджувались два зразки телуриду кадмію з різними домішками, CdTe:Ge, вирощений в ЧНУ, З. І. Захарук і І. М. Раренком, та CdTe:V, синтезований Ж. К. Лоне в Університеті м. Бордо. Зразки мали форму прямокутних брусків з розмірами 4 мм × 5 мм × 7 мм (CdTe:Ge) та 2,6 мм × 4,2 мм × 9.4 мм (CdTe:V), які ми позначили  $d \times b \times h$ , відповідно (див. Рис. 7.2). Паралельні площини з найменшою відстанню між ними d були відполіровані з оптичною якістю, а на бічні грані з відстанню між ними b були нанесені електроди пастою з мілкодисперсного срібла. За допомогою синхронного детектора вимірювалась перша гармоніка струму ФЕРС  $i^{\omega}$ , який виникав при вібрації спеклів.

Амплітуда вібрації спеклів представлялась в безрозмірних координатах  $\delta_{sp} = \Delta/(R_0/2)$ , де  $\Delta$  – амплітуда коливань дифузора, виміряна допліровським вимірювачем, перенесена в площину зображень з відповідним коефіцієнтом, який враховує збільшення лінзи,  $R_0$  – середній розмір спеклів

$$R_0 = 1,22 \, (\lambda \, l_i) / (\Phi_L), \tag{7.1}$$

а  $l_i$  – відстань від площини лінзи до площини зображень. З використанням співвідношення

$$1/F = 1/l_i + 1/l_o, (7.2)$$

де  $l_o$  – відстань від лінзи до площини об'єкта, можна оцінити середній радіус спеклу  $R_0 \approx 3,5$  мкм в площині зображень на кристалі для відстані  $l_o = 192$  мм в наших дослідженнях.

Далі з цими даними для різних потужностей лазерного випромінення на мішені вимірювалась амплітуда першої гармоніки ФЕРС струму  $i^{\omega}$  як функція нормованої амплітуди коливань спеклів  $\delta_{sp}$  на різних частотах цих коливань  $f = \omega/2\pi$ . Результати, отримані для кристалу СdTe:V при P = 67,5 мBт, показані на

Рис. 7.3а. Сигнал  $i^{\omega}$  монотонно зростає з ростом  $\delta$  для малих частот. Якщо частота досягає f = 620 Гц, то в залежності спостерігається пик при зміщенні  $\delta_{sp} \approx 0.85$ . З ростом частоти амплітуда піку зростає, а його положення зсувається в сторону менших зміщень, і на частоті f = 1100 Гц максимум спостерігається на  $\delta_{sp} \approx 0.8$ . Схожі результати отримано і для кристалу CdTe:Ge, наведені на Рис. 7.36 для P = 300 мВт. Але для цього зразка максимум є більш вираженим, а його положення на високих частотах зсунуте в бік менших амплітуд вібрацій і спостерігається на  $\delta_{sp} \approx 0.55$ .



Рис. 7.3. Амплітуда першої гармоніки ФЕРС струму як функція амплітуди коливань спекл поля, виміряна на різних частотах;  $\lambda = 1064$  нм; (a) – CdTe:V, P = 67,5 мВт; (б) – CdTe:Ge, P = 300 мВт.

Отже, експериментальні дані підтверджують теоретичний прогноз існування максимуму в залежностях амплітуди струму, викликаного ФЕРС, від амплітуди вібрацій спекл картинки. Проте теорія передбачає положення цього максимуму на більшій амплітуді коливань  $\delta_{sp} \approx 0.9$  [191]. Напевно розбіжність теорії з експериментом має бути пояснена складними процесами формування просторового заряду і двополярною провідністю, які притаманні як кристалам CdTe:V [71], так і CdTe:Ge [87]. Врахування цих факторів дозволить в подальшому побудувати теорію для більш складних систем з можливими резонансами різних компонент струмів, що обумовлені різними пастками і різними носіями заряду. Водночає експериментальне підтвердження існування піку в залежності  $i^{\omega} = f(\delta_{sp})$  відкриває шлях для створення систем дистанційного виміру вібрацій з можливістю самокалібрування.

# 7.3. Суто оптичний перемикач оптичних каналів зв'язку на основі подвійного обертаючого дзеркала в CdTe

Як вже було зазначено в Розділі 5.3, подвійне обертаюче дзеркало дозволяє автоматично узгоджувати зв'язок між оптичними хвилями в просторі, і тому є дуже перспективним елементом для ліній зв'язку. В даному підрозділі розглянуто нову архітектуру суто оптичного перемикача на N×M оптичних каналів, яка була запропонована С. Г. Одуловим [133], та прототип такої системи для перемикання 2×1 каналів, реалізований експериментально.



Рис. 7.4. Схематичне зображення суто оптичного перемикача на 3×3 оптичних канали.

Перемикач N×M оптичних каналів з N×M елементарними перемикачами, що контролюються N + M незалежними пучками світла, показано на Puc. 7.5 для N = M = 3. Лазерні пучки  $I_1 ldots I_6$  несуть корисні сигнали. Елементарні перемикачі – подвійні обертаючі дзеркала в фоторефрактивних кристалах. Коли два лазерні промені сходяться в кристалі, в ньому записується об'ємна фазова голограма, формується подвійне обертаюче дзеркало, і два канали автоматично зв'язуються. Цей зв'язок можна контролювати стороннім освітленням, яке може стирати основну гратку і опускати константу взаємодії нижче порогу генерації подвійного обертаючого дзеркала. Тобто, конфігурація активних з'єднань здійснюється вмиканням/вимиканням пучків  $L_1 ldots L_6$ . Наприклад, для зв'язку каналів  $I_1$  та  $I_5$  всі пучки для стирання мають бути ввімкненими крім  $L_1$  і  $L_5$ . Подібна схема має певні недоліки, пов'язані з необхідністю точного підбору динамічних діапазонів по інтенсивності для сторонніх променів в залежності від оптичних втрат на різних ФРК, але загалом вона забезпечує повний оптичний контроль перемикання між оптичними каналами зв'язку.



Рис. 7.5. Схема суто оптичного перемикача каналів 2×1; АМ – амплітудні модулятори, ФД – фотодіоди.

Експериментально реалізований був прототип перемикача 1×2 канали [133]. Його схема представлена на Рис. 7.5. Для елементарних перемикачів було обрано кристали CdTe:Ge, зразки N90 і N91, в яких генерація в схемі подвійного обертаючого дзеркала в присутності зовнішнього поля

реалізується в широкому діапазоні інтенсивностей. Також вони достатньо прозорі і забезпечують 30% пропускання навіть без застосування просвітлення на вхідних/вихідних гранях. Два зразки CdTe утворювали перемикач  $1 \times 2$  каналів, окреслений на Рис. 7.4 штриховою лінією, який може з'єднувати окремо чи разом канали  $I_1$  та  $I_2$  з каналом  $I_4$ .

Випромінення неперервного YAG:Nd<sup>3+</sup> лазеру з довжиною хвилі 1,064 мкм використовувалось як світло, що несе сигнали. Від лазерного променю виділялись пучки  $I_1$ ,  $I_2$  та  $I_4$ . Інтенсивність кожного з них була промодульована за допомогою амплітудних модуляторів АМ. Інший неперервний YAG:Nd<sup>3+</sup> лазер з довжиною випромінювання 1,32 мкм використовувався для контролю елементарних перемикачів. 3 його вмикання/вимикання випромінення формувались два потужні пучки, які, в разі їх спрямування на будь який з кристалів CdTe, частково стирали гратку, опускаючи сталу взаємодії нижче порогу, і вимикали у такий спосіб подвійне обертаюче дзеркало. Перед амплітудними модуляторами були встановлені напівпрозорі дзеркала, позначені штриховою лінією. Вони спрямовували частину фазовооберненого світла до фотодіодів ФД для реєстрації.

Кут між променями, що формували подвійне обертаюче дзеркало, складав 179,3° (період гратки  $\Lambda = 40$  мкм). Постійна висока напруга з амплітудою  $U_0 = 4$  кВ, прикладена до зразків, формувала в них поле  $E_0 = U_0/h = 8$  кВ/см, де h – міжелектродна відстань в кристалі, h = 0,5 см. В цих умовах досягався досить високий коефіцієнт обертання подвійного обертаючого дзеркала в 3%.

Вхідні та вихідні сигнали показано на Рис. 7.6, вхідні на лівих, а вихідні на правих осцилограмах. Перші індекси в позначенні інтенсивностей  $I_{xy}$  відповідають джерелу сигналу, а другі — місцю їх реєстрації. Тобто,  $I_{22}$  — це вхідний сигнал 2, виміряний відразу після його формування модулятором, а  $I_{24}$  — той самий сигнал у вигляді, яким він отриманий в каналі 4. Проведені експериментальні дослідження продемонстрували відмінну передачу сигналів з каналу в канал.



Рис. 7.6. Сигнали на вході (осцилограми зліва) і виході (осцилограми справа) оптичного перемикача каналів 2×1. Деталі в тексті.

Штрихові лінії на Рис. 7.6 відповідають з'єднанню, вимкненому за допомогою контрольного освітлення з  $\lambda = 1,32$  мкм. Безсумнівна повна відсутність сигналів на виході. Також система була перевірена на наявність перехресних завад (crosstalk): сигнал  $I_{24}$  було виміряно без вхідної модуляції в каналі 4, але з наявним сигналом в каналі 1,  $I_{14}$ . Сигналу 2 в каналі 4 виявлено не було,  $I_{24} = 0.3$  іншого боку система дозволяє одночасно приймати сигнали 1 і 2 в каналі 4,  $I_{24}$ , що може бути корисним в разі можливості їх подальшого розділення, наприклад, по частоті, або для сумування сигналів тощо.

### 7.4. Адаптивні приймачі лазерного ультразвуку на основі двоххвильової взаємодії

Методи та прилади неруйнівного контролю якості мають велике значення для теперішньої промисловості. Особливо серед них можна виділити методику

ультразвукового контролю (laser ultrasonics). Схематично лазерного <u>ïï</u> використання показано на Рис. 7.7. Імпульсний лазер використовується для збудження ультразвукової хвилі в об'єкті, що тестується. Така хвиля з широким спектром генерується в об'єкті при поглинанні потужного лазерного імпульсу. При розповсюдженні хвиля викликає вібрацію поверхні. Для реєстрації цієї вібрації використовується приймач лазерного ультразвуку. Промінь від іншого, зазвичай неперервного, лазеру опромінює поверхню. Внаслідок вібрації поверхні відбите та розсіяне назад світло набуває фазової модуляції. Приймач лазерного ультразвуку перетворює фазову модуляцію В модуляцію інтенсивності, яка зі свого боку перетворюється в електронний сигнал.



Рис. 7.7. Схема неруйнівного лазерного ультразвукового контролю.

Дистанційний характер лазерного ультразвуку надає методиці багато переваг. Він дозволяє контроль і виміри деталей, що рухаються, та важкодоступних об'єктів, деталей в агресивних середовищах та гарячих об'єктів тощо. Наприклад, контроль товщини гарячого металевого прокату класичними контактними ультразвуковими методами можливий лише після його достатнього охолодження. За час, необхідний для такого охолодження, виготовляється кілька кілометрів прокату. Отже, в разі виготовлення металу з помилковою товщиною, це може бути кілька кілометрів браку. А використання дистанційних методів лазерного ультразвуку дозволяє уникнути подібних помилок, бо товщина гарячого прокату може бути виміняна "на місці" відразу після виготовлення. До того ж методика лазерного ультразвуку стає дійсно ефективною для перевірки малих частин за допомогою сфокусованих пучків, а відсутність імерсійної рідини дозволяє контроль чистих матеріалів. Тому важливість розвитку і вдосконалення методики беззаперечна.

Здебільшого приймач лазерного ультразвуку – це інтерферометр. Класичні інтерферометри не можуть обробляти оспекловані пучки, розсіяні шорсткою поверхнею. Адаптивні інтерферометри можуть. В такому інтерферометрі замість напівпрозорого дзеркала дільником світла виступає динамічна голограма. Сигнальна хвиля, що розсіюється об'єктом, разом з опорною хвилею записують динамічну гратку зазвичай в ФРК, як це схематично показано на Рис. 7.8. Частина світла дифрагує з опорної хвилі в напрямку предметної та інтерферує з нею. Гратка – це голограма, і тому вона здатна обробляти складні світлові поля. А зважаючи на те, що ця голограма динамічна, вона відслідковує і компенсує відносно повільні коливання і турбулентності в навколишньому середовищі. Також локальна динамічна гратка показника заломлення здатна автоматично підтримувати фазовий зсув між хвилями, що інтерферують за кристалом, саме таким, який гарантує максимальну чутливість приладу до вимірів малих зміщень.



Рис. 7.8. Схематичне зображення адаптивного інтерферометра на основі динамічної гратки.

Розглянемо, як працює адаптивний інтерферометр. Частина світла з опорної хвилі дифрагує в напрямку сигнальної і інтерферує з нею за динамічною граткою. Для малої дифракційної ефективності  $\eta \ll 1$  амплітуда сигнальної хвилі приймає вигляд

$$A_{s} = \left(\sqrt{1 - \eta}A_{s0}\exp\left[i\Phi + i\varphi(t)\right] + \sqrt{\eta}A_{p0}\right),\tag{7.3}$$

де  $A_{s0}$  і  $A_{p0}$  – амплітуди сигнальної і опорної хвиль перед граткою,  $\Phi$  – просторовий зсув між інтерференційною картиною і динамічною граткою показника заломлення, а  $\varphi(t)$  моделює швидку фазову модуляцію, що задається ультразвуковими коливаннями,  $\varphi(t) = \Delta \varphi \sin(2\pi f t)$  з малою амплітудою ( $\Delta \varphi \ll \pi/2$ ) і великою частотою ( $2\pi f \gg 1/\tau_{sc}$ ). Відповідно, інтенсивність сигнального пучка має вигляд

$$I_{s}(t) = (1 - \eta)I_{s0} + \eta I_{p0} + 2\sqrt{\eta(1 - \eta)I_{s0}I_{p0}}\sin(\Phi + \varphi(t)), \qquad (7.4)$$

а модуляція його інтенсивності

$$I_s(t) \propto \sin\left[\Phi + \varphi(t)\right]$$
. (7.5)

Тобто, для фоторефрактивної гратки, для якої  $\Phi = \pm \pi/2$ ,  $\sin(\Phi + \Delta \varphi) \approx 1$ . І хоча застосування саме такої гратки було продемонстровано в першому адаптивному інтерферометрі [192], модуляція інтенсивності для малих  $\Delta \varphi$  вкрай незначна. Це робить класичну фоторефрактивну гратку нечутливою і малопридатною для вимірів фазової модуляції.

Щоб обійти цю властивість були вигадані і продемонстровані різні кмітливі методи підвищення чутливості адаптивних інтерферометрів введенням хвиль, що інтерферують, в квадратуру, тобто, роблячи їх зсунутими на  $\pi/2$  (на  $\lambda/4$ ) одна відносно іншої. Для цього були використані анізотропна дифракція [193], включаючи змішування хвиль з лінійною і еліптичною поляризаціями [194], розділення світла по поляризації і диференційне

вимірювання його потужності [195], зовнішня фазова модуляція [188] тощо. Але найпростішим виглядає використання локальних граток, для яких  $\Phi = 0$  (або  $\Phi = \pi$ ). За такої умови фазовий зсув між хвилями, що інтерферують, дорівнює  $\pi/2$ , і чутливість інтерферометра згідно виразу (7.5) підтримується максимальною автоматично.

### 7.4.1. Адаптивний інтерферометр на основі двох-хвильової взаємодії в CdTe:Ge в присутності постійного електричного поля

Зазвичай для перетворення класичної фоторефрактивної гратки з нелокальної в локальну використовується постійне зовнішнє поле [5,33]. Ефективність цього методу була продемонстрована і для створення адаптивних інтерферометрів з високою чутливістю [54,196,197]. Кристали телуриду кадмію забезпечують одну з найкращих комбінацій характеристик таких інтерферометрах на довжинах хвиль  $\lambda = 1064$  нм і  $\lambda = 1550$  нм [128,198,199].



Рис. 7.9. Схема двох-хвильової взаємодії, для дослідження адаптивного інтерферометра на основі кристалу CdTe:Ge; електрооптичний модулятор EOM вносить в сигнальну хвилю фазову модуляцію  $\varphi(t) = \Delta \varphi \sin(2\pi f t)$ , ДС – дільник світла,  $\Phi \square$  – фотодіод.

В даній роботі дослідження адаптивних інтерферометрів з фоторефрактивними напівпровідниковими кристалами проводилось в звичайній двох-хвильовій схемі, типова модифікація якої зображена на Рис. 7.9. В якості джерела випромінення використовувались неперервні лазери з довжиною хвилі  $\lambda = 1064$  нм або  $\lambda = 1550$  нм. За допомогою дільника світла ДС формувались два пучки, сигнальний і накачки, які записували гратку в кристалі CdTe:Ge. До кристалу прикладалось постійне поле з амплітудою  $E_0$ . Фазовий електрооптичний модулятор ЕОМ вносив в сигнальну хвилю фазову модуляцію  $\varphi(t) = \Delta \varphi \sin(2\pi f t)$  з малою амплітудою, ( $\Delta \varphi = 0,17$  рад., якщо не зазначено інше). Експериментально досліджувалась модуляція інтенсивності на виході в залежності від частоти фазової модуляції на вході інтерферометра, просторового періоду гратки та інших експериментальних параметрів.

Мабуть, найважливішою характеристикою адаптивного інтерферометра є його частотний відгук, саме який і характеризує здатність інтерферометра компенсувати зовнішні нестабільності. Частотні характеристики адаптивного інтерферометра, виміряні на просторовому періоді  $\Lambda = 30$  мкм, при загальній інтенсивності світла I = 140 мВт/см<sup>2</sup> і співвідношенні пучків  $\beta = 7,5$  в постійному зовнішньому полі з амплітудою  $E_0 = 6$  кВ/см показані на Рис. 7.10а для довжини хвилі  $\lambda = 1064$  нм і на Рис. 7.10б для  $\lambda = 1550$  нм. Амплітуда модуляції вихідного світла  $\Delta I$  пронормована на графіках на середню вихідну інтенсивність, тобто, на інтенсивність на виході  $I_s$  у відсутності фазової модуляції на вході.



Рис. 7.10. Амплітуда модуляції інтенсивності на виході двох-хвильової схеми  $\Delta I$ , нормована на середню інтенсивність сигналу  $I_s$ , як функція частоти фазової модуляції сигнальної хвилі на вході; (а) –  $\lambda = 1064$  нм, (б) –  $\lambda = 1550$  нм;  $\Lambda = 30$  мкм, I = 140 мВт/см<sup>2</sup>,  $E_0 = 6$  кВ/см.

Подібні залежності часто характеризуються частотою зрізу  $f_c$ , яка зазвичай визначається як частота, на якій сигнал дорівнює половині максимального сигналу на полиці в насиченні по частоті. На довжині хвилі  $\lambda = 1064$  нм спостерігається висока частота зрізу  $f_c \approx 1,3$  кГц. Вона дещо менша на  $\lambda = 1550$  нм внаслідок меншої фотопровідності, але теж досить велика і наближається до 1 кГц,  $f_c \approx 770$  Гц.

Для простої моделі формування фоторефрактивної гратки теоретична частотна характеристика має форму фільтру високих частот і описується виразом (див., наприклад, [200])

$$\Delta I_{s}(f) = \Delta I_{sat} \frac{2\pi f \tau_{sc}}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_{sc})^{2}}},$$
(7.6)

де  $\Delta I_{sat}$  – максимальна амплітуда модуляції в насиченні по частоті.

Загально прийняте визначення  $f_c$  як частоти, при якій  $\Delta I_s = \Delta I_{sat}/2$ , встановлює наступний зв'язок між частотою зрізу і часом релаксації гратки

$$f_c = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{1}{2\pi \tau_{sc}}.$$
 (7.7)

З урахуванням цього співвідношення суцільні лінії на Рис. 7.10 представляють розрахунок згідно виразу (7.6) з  $\tau_{sc} = 70$  мкс ( $f_c \approx 1,3$  кГц) для  $\lambda = 1064$  нм і з  $\tau_{sc} = 120$  мкс ( $f_c \approx 770$  Гц) для  $\lambda = 1550$  нм. Експериментальні дані гарно описуються теоретичною залежністю на досить високих частотах f > 1 кГц, але на низьких спостерігаються деякі розбіжності, а саме підвищений відгук, який більш помітний на  $\lambda = 1550$  нм. Така поведінка пов'язана з наявністю кількох домішкових/дефектних центрів в CdTe:Ge і з відповідно комплексними процесами формування просторового заряду. Можна згадати, що подібні ускладнення форми частотного відгуку спостерігаються також і в спектрах ФЕРС на Рис. 4.2 і Рис. 4.4.

Вочевидь підвищений відгук на низьких частотах є вкрай небажаним для адаптивних інтерферометрів, тому що він суттєво погіршує їх здатність

компенсувати зовнішні нестабільності. З метою зменшення такого низькочастотного відгуку автором було запропоновано методику активного впливу на формування просторового заряду за допомогою незначного нагрівання кристалів [149,201]. Подібне нагрівання і термостабілізація кристалу на оптимальній температурі спричиняє такий перерозподіл носіїв заряду по різним центрам, що внесок повільних процесів формування просторового заряду суттєво зменшується. А невеликі значення оптимальних температур, що лише на 10-15°C перевищують кімнатну температуру, свідчать про те, що повільні процеси пов'язані з перерозподілом заряду по мілким пасткам.

Ефективність запропонованої методики проілюстровано на Рис. 7.11. Для проведення експериментів для кристалу CdTe:Ge було виготовлено спеціальний тримач, який разом з електронною схемою дозволяв підтримувати температуру зразка в межах ±0,5°C. Частотні відгуки адаптивного інтерферометра для різних температур вимірювались на довжині хвилі  $\lambda = 1550$  нм при інтенсивності світла I = 80 мBт/см<sup>2</sup> з постійним полем  $E_0 = 8$  кB/см. Спектри амплітуди модуляції інтенсивності, нормовані на вихідну інтенсивність сигналу без модуляції, показані на Рис. 7.11. Добре видно зменшення внеску низькочастотного відгуку в загальний спектр зі збільшенням температури. Низькочастотний сигнал на f =10 Гц цілком зникає при температурі T = 313 K, а частота зрізу при переході від T = 298 K до T = 313 K зростає з  $f_c = 570$  Гц до  $f_c = 3$  кГц, відповідно. Отже, досягнуте суттєве покращення частотного відгуку, що є вкрай важливим для адаптивного інтерферометра на основі напівпровідникового ФРК.

Зрозуміло, що при підвищенні температури зростає темнова провідність зразка. Внаслідок цього зменшується загальна амплітуда просторового заряду, і відгук системи спадає не лише на низьких, але і на високих частотах – в області корисного сигналу. Але співвідношення сигнал-шум залишається цілком достатнім для достовірних вимірів малих зміщень і при підвищених температурах кристалу, що буде проілюстровано далі.



Рис. 7.11. Нормована амплітуда модуляції інтенсивності на виході адаптивного інтерферометра від частоти фазової модуляції на вході для різних температур кристалу CdTe:Ge;  $\lambda = 1,55$  мкм,  $\Lambda = 40$  мкм, I = 80 мBT/см<sup>2</sup>,  $E_0 = 8$  кB/см.

Взагалі, в інтерферометрі, що базується на двох-хвильовій взаємодії на локальній гратці, фазова модуляція на вході  $\varphi(t)$  з малою амплітудою,  $\Delta \varphi \ll \pi/2$ , і високою частотою,  $f >> 1/\tau_{sc}$ , перетворюється в модуляцію інтенсивності такого вигляду

$$I_{s}(t) = I_{s0} \exp(-\alpha d) \left( \exp(2\gamma' d) + 2\exp(\gamma' d) \sin(\gamma'' d) \varphi(t) \right), \quad (7.8)$$

де  $\gamma'$ і  $\gamma''$ , – як і раніше, складові комплексної константи взаємодії  $\gamma = \gamma' + i\gamma''$ , що описують нелокальну і локальну взаємодію світлових хвиль, відповідно. Вочевидь амплітуда модуляції переважно залежить від локальної взаємодії з константою  $\gamma''$ .

Що стосується чутливості інтерферометра до вимірів малих зміщень, то її в промисловості прийнято визначати через граничну чутливість або нормовану межу виявлення (normalized detection limit)  $\delta_{lim}$ . Ця характеристика визначається по мінімальному зміщенню, яке можна виміряти із співвідношенням сигнал/шум SNR = 1 при потужності світла 1 Вт і ширині смуги вимірювальної системи 1 Гц [197]. Для інтерферометра на основі двох-хвильової взаємодії

$$\delta_{lim} = \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{\frac{h\nu}{2\eta_{ph}}} \frac{\exp(\alpha d/2)}{|\sin\gamma''d|}, \qquad (7.9)$$

де  $\eta_{ph}$  – квантова ефективність фотоприймача.

Гранична чутливість залежить не лише від характеристик інтерферометра, але і від квантового виходу фотодетектора, а її правильне експериментальне встановлення потребує роботи детектора в режимі дробового шуму, правильного визначення ширини смуги всієї електронної системи тощо. Подібна мета стояла перед нами лише в рідкісних випадках при співпраці з нашими колегами [199]. Тим не менш в кристалах CdTe:Ge з ЧНУ були виміряні одні з найкращих для всіх напівпровідників значення граничної чутливості  $\delta_{lim} \approx 1,2 \times 10^{-7}$  нм(Вт/Гц)<sup>1/2</sup> на обох довжинах хвиль  $\lambda = 1064$  нм та  $\lambda = 1550$  нм при інтенсивості I = 140 мВт та постійному зовнішньому полі з амплітудою  $E_0 = 8$  кВ/см [199]. Слід зазначити, що, незважаючи на збільшення довжини хвилі з 1064 нм до 1550 нм, гранична чутливість не погіршилась. Це пояснюється зменшенням поглинання з  $\alpha = 1,6$  см<sup>-1</sup> на 1064 нм до  $\alpha = 0,4$  см<sup>-1</sup> на 1550 нм, тобто, меншими оптичними втратами.

Більш цікавим з наукової точки зору виявляється використання так званої відносної чутливості або відносної межі виявлення (related detection limit)  $\delta_{rel}$  [197]. Ця характеристика визначається як співвідношення чутливостей адаптивного інтерферометра та ідеального класичного інтерферометра. Тобто, відносна чутливість показує, наскільки гіршим є адаптивний інтерферометр порівняно з ідеальним класичним інтерферометром, із співвідношенням інтенсивностей хвиль, що інтерферують, в останньому 1:1. Відносна чутливість може бути визначена з характеристик нелінійно-оптичного матеріалу [197]

$$\delta_{rel} = \frac{\exp(\alpha d/2)}{\left|\sin(\gamma'' d)\right|} . \tag{7.10}$$

244

Ці величини  $\alpha d$  і  $\gamma'' d$  легко можуть бути визначені експериментально і не залежать від рівню шуму, ширини смуги пропускання/підсилення електронної системи тощо.

Порівняння відносної чутливості, досягнутої в даній роботі для довжин хвиль  $\lambda = 1064$  нм [128] та  $\lambda = 1550$  нм [149], продемонструвало, що кристали CdTe:Ge забезпечують за нашими даними відносну чутливість, яка знаходиться серед найкращих в межах похибки для адаптивних інтерферометрів на основі напівпровідників із застосуванням постійного зовнішнього поля. Слід нагадати, що разом із чутливістю, іншою надважливою характеристикою адаптивного інтерферометра є його здатність компенсувати зовнішні нестабільності, яка характеризується частотним відгуком. Комбінація чутливості та частотного відгуку адаптивного інтерферометра на основі CdTe:Ge при малій інтенсивності світла виявляються найкращою порівняно з іншими схемами з постійним полем [128,149,199]. Деякі результати, продемонстровані в даній роботі, разом з даними, отриманими в інших лабораторіях в IЧ діапазоні, наведено далі в Таблиця 7.1 для порівняння.

Що стосується покращення частотного відгуку інтерферометра, наведеного на Рис. 7.11, то, як було зазначено, чутливість схеми погіршується з ростом температури. Це погіршення трохи більше ніж в два рази, з  $\delta_{rel} = 2,3$  при T = 298 K до  $\delta_{rel} = 5,2$  при T = 313 K. Але відносна чутливість  $\delta_{rel} = 5,2$  цілком достатня для використання адаптивного інтерферометра, а покращений частотний відгук додає важливих переваг при використанні інтерферометра в реальних умовах.

## 7.4.2. Адаптивний інтерферометр на зустрічній двопучковій взаємодії в CdTe:Ge

Отже, двох-хвильова схема із зовнішнім постійним електричним полем ефективна для використання в якості адаптивного інтерферометра, а з кращими зразками CdTe:Ge вона забезпечує найліпшу чутливість і комбінацію чутливості

та швидкодії при малих інтенсивностях світла. Водночас прикладання електричного поля з великою амплітудою часто викликає суттєве тепловиділення на напівпровідниковому кристалі з відносно малим опором внаслідок джоулевого нагрівання, що може унеможливити використання високої напруги. Тому вкрай важливим є пошук інших ефективних схем для детектування високочастотних фазових модуляцій.

Як було показано в Розділі 3.2, оптимізованим кристалам CdTe:Ge притаманні великі коефіцієнти підсилення у зустрічній двопучковій взаємодії. З урахуванням цього було запропоновано і продемонстровано експериментально нову схему адаптивного інтерферометра [188], основану на цій геометрії запису гратки.

Фазовий зсув між хвилями, що інтерферують за ФРК при дифузійному механізмі запису, становить  $\varphi = 0$  або  $\pi$ . Для впровадження оптимального начального зсуву  $\varphi = \pm \pi/2$  в конфігурації інтерферометра, що розглядається, запропоновано використовувати різкий стрибок фази на цю величину  $\varphi = \pm \pi/2$ , який вноситься в одну із хвиль примусово електрооптичним модулятором ЕОМ Рис. (див. 7.12). Такий стрибок фази викликає миттєвий стрибок інтерференційної картини на  $\Delta \Phi = \pm \pi/2$ , яка зсувається із стаціонарного положення з  $\Phi = \pm \pi/2$  на додаткові  $\pi/2$  і стає локальною з  $\Phi = 0$  або  $\pi$ . Зрозуміло, що гратка буде перезаписана в новому положенні і знову стане нелокальною, але часу, доки це відбудеться, цілком достатньо для реєстрації високочастотних фазових коливань, спричинених ультразвуком.

Експериментальні дослідження проводились на довжині хвилі  $\lambda = 1550$  нм за допомогою неперервного лазерного діоду з виходом крізь одномодове світловолокно. Лінза Л з фокусною відстанню 2 см формувала промінь, що трохи сходився і мав повну ширину на рівні 0,5 біля 0,6 мм. Цей промінь дільником світла ділився на два із співвідношенням інтенсивностей  $\beta \approx 20$ . Загальна інтенсивність світла на кристалі становила I = 12,6 Вт/см<sup>2</sup>. Обидва пучки спрямовувались в зразок СdTe крізь протилежні грані, паралельні кристалографічній площині (001). Світло було поляризоване перпендикулярно до площини сходження, тобто, паралельно осі [1  $\overline{10}$ ] кристалу. Така орієнтація забезпечує найбільшу константу взаємодії при зустрічній геометрії. Хвильові пластинки ( $\lambda/2$ ,  $\lambda/4$ ), означені на Рис. 7.12 штриховими лініями, використовувались лише для зустрічної векторної взаємодії, використання якої буде стисло описано нижче при порівнянні різних схем оптичної взаємодії в адаптивних інтерферометрах.



Рис. 7.12. Схема інтерферометра, основаного на зустрічній взаємодії в CdTe; Л – лінза, ДС – дільник світла, ЕОМ – електрооптичний модулятор, Дз – дзеркала,  $\Phi Д$  – фотодіод,  $\lambda/2$  – півхвильова пластинка,  $\lambda/4$  – чвертьхвильова пластинка. Схема без фазових пластинок ( $\lambda/2$ ,  $\lambda/4$ ) – двопучкова схема з фазовими стрибками  $\pm \pi/2$  на ЕОМ. Схема з фазовими пластинками ( $\lambda/2$ ,  $\lambda/4$ ) – схема зустрічної векторної взаємодії.

Щоб ввести інтерферометр в оптимальний режим з начальним фазовим зсувом  $\pi/2$  між хвилями, що інтерферують на фотодетекторі, електрооптичний модулятор вносив фазову модуляцію в сигнальну хвилю в формі меандру з амплітудою  $\pi/4$  (розмах  $\pi/2$ ) і частотою 200 Гц. Експериментально було перевірено, що ця частота достатньо низька, щоб забезпечити запис гратки до майже стаціонарного значення за час півперіоду меандру. Для демонстрації роботи інтерферометра до цієї низькочастотної модуляції було додано високочастотну  $\varphi(t) = \Delta \varphi \sin(2\pi f t)$  з малою амплітудою  $\Delta \varphi = 0,1$  рад. і частотою

f = 50 кГц. Частота високочастотної складової фазової модуляції набагато більша за обернений час релаксації, а тому ця модуляція з малою амплітудою не впливає на формування гратки. З іншого боку, для наочності представлення результатів ця частота обрана набагато меншою за типову частоту ультразвукових коливань.



Рис. 7.13. (а) – фазова модуляція сигнальної хвилі на вході, і (б) – модуляція інтенсивності сигналу на виході адаптивного інтерферометра, основаного на зустрічній двопучковій взаємодії.

Загальна фазова модуляція сигнальної хвилі показана на Рис. 7.13а. За кристалом фазова модуляція перетворюється в модуляцію інтенсивності, яка зображена на Рис. 7.136 пронормованою на інтенсивність сигналу без накачки. Фоторефрактивна гратка записується в конфігурації ослаблення сигнального пучка. З різким стрибком фази на  $\pi/2$  (t = 0 на Рис. 7.13а) гратка показника заломлення стає незсунутою відносно інтерференційної картини, і ослаблення сигнального

пучка до значення  $I_{s0}$ . Також одночасно інтерферометр переходить в квадратурний режим, і високочастотна складова вхідної фазової модуляції перетворюється на виході в модуляцію інтенсивності. Врізка на Рис. 7.136 детально показує цю модуляцію. Результати, представлені без будь-якого усереднення, демонструють, що запропонований інтерферометр забезпечує чітку реєстрацію сигналу.





вилілення високочастотної компоненти із загальної вихідної Для інтенсивності була віднята та сама залежність, але усереднена в часі по інтервалу, набагато більшому за період високочастотних коливань. Результат показано на Рис. 7.14. Модуляція інтенсивності затухає після стрибка фази на  $\pi/2$ , тому що гратка перезаписується в новому положенні і поступово стає нелокальною. Але на протязі часу порядку 50 мкс після фазового стрибка питома модуляція інтенсивності складає  $\Delta I_s/I_{s0} = 0,028 \pm 0,0015$ . Цей часовий інтервал достатній модуляції цілком для вимірів інтенсивності, спричиненої ультразвуковими коливаннями, частота яких зазвичай складає кілька мегагерц. З величини модуляції інтенсивності можна визначити відносну чутливість [194]

$$\delta_{rel} = \sqrt{2} \exp\left(\frac{\alpha d}{2}\right) \frac{I_{s0}}{\Delta I_s} \Delta \varphi , \qquad (7.11)$$

249

 $\delta_{rel} = 5,6$ , яка виявилась найкращою для всіх ФРК без використання зовнішніх полів.

Зустрічну двопучкову взаємодію було використано раніше 3 напівпровідниковими кристалами CdTe:V у так званому векторному хвильовому змішуванні (vectorial wave mixing) [194]. Така конфігурація основана на використанні анізотропної дифракції [202]. Сигнальна хвиля зазвичай поляризована лінійно, а накачка – еліптично. Сигнальна хвиля інтерферує в кристалі лише з компонентою накачки, що має паралельну поляризацію. Орієнтація запису вибрана такою, що ортогональна компонента накачки дифрагує на динамічній гратці з поворотом поляризації на  $\pi/2$  (анізотропна дифракція). При цьому вона залишає свій фазовий зсув  $\pi/2$ , який притаманний ортогональним компонентам еліптично поляризованого світла. Тобто, сигнальна і дифрагована хвилі опиняються в квадратурі ( $\pi/2$ -зсунутими по фазі), що забезпечує чутливість схеми до детектування вхідних коливань фази.

Для тестування адаптивного інтерферометра на основі векторного змішування, хвильові пластинки в схемі на Рис. 7.12 задавали лінійну поляризацію під кутом 45° до площини сходження для сигнальної хвилі та циркулярну поляризацію накачки. Саме такі поляризації забезпечують найкраще співвідношення SNR для кристалів з відносно малою константою взаємодії, що було передбачено [202] теоретично та підтверджено В наших експериментах [188]. В даній конфігурації векторного змішування було отримано на третину меншу модуляцію інтенсивності  $\Delta I_s/I_{s0} = 0.021 \pm 0.0015$ (відповідно,  $\delta_{rel} = 7,5$ ) порівняно зі схемою з швидкими фазовими стрибками на  $\pi/2$ . Це очікуваний результат, тому що компонента еліптично поляризованої накачки, поляризована ортогонально до сигнальної хвилі, не приймає участі в запису гратки, але зменшує її контраст і, відповідно, зменшує коефіцієнт взаємодії.

В нашому випадку схема векторної взаємодії цікава більше не для порівняння чутливості різних інтерферометрів, а для визначення частотних

характеристик основного елементу – кристалу CdTe:Ge. Дійсно, немає жодної причини, по якій частотний відгук обох схем, що розглядаються, був би різним (крім амплітуди), бо визначається цей частотний зсув зустрічною двопучковою взаємодією в одному й тому самому кристалі при одних і тих самих умовах. Водночас, експериментальне визначення частотного відгуку адаптивного інтерферометру набагато простіше для схеми векторного змішування. Саме тому вона і була використана.



Рис. 7.15. Амплітуда модуляції інтенсивності на виході інтерферометра, основаного на векторній взаємодії, як функція частоти фазової модуляції на вході; точки – експериментальні дані, лінія – розрахунок згідно (7.6) з  $\tau_{sc} = 0,42$  мс.

Залежність модуляції інтенсивності сигналу на виході від частоти фазової модуляції на вході наведено на Рис. 7.15 точками. Частота зрізу, визначена з цієї залежності,  $f_c \approx 220 \,\Gamma$ ц. Згідно (7.7) цій частоті відповідає суб-мілісекундний час релаксації гратки  $\tau_{sc} = 0,42$  мс. Суцільна лінія на Рис. 7.15 представляє розрахунок з цим часом релаксації згідно (7.6). Експериментальна залежність виявляється більш плавною і розтягнутою по осі частот, що пов'язано з нерівномірністю інтенсивності як по перетину трохи сфокусованих пучків, так і по довжині взаємодії в поглинаючому кристалі.

Більша частота зрізу бажана для адаптивних інтерферометрів, проте вона легко може бути збільшена при збільшенні потужності світла для запису гратки.

В даному випадку такому збільшенню немає перешкод на кшталт розігріву напівпровідників в зовнішньому полі при великій інтенсивності світла, що є незаперечною перевагою над адаптивними інтерферометрами, які потребують використання зовнішніх електричних полів.

кристал	λ (нм)	<i>E</i> <sub>0</sub> (кВ/см)	<i>I</i> (мВт/см <sup>2</sup> )	$\delta_{rel}$	<i>f</i> <sub>c</sub> (Гц)	посилання
InP:Fe	1064	7	1 600	6	300	[54]
CdZnTe:V	1064	9 імпульси 50 мс	32	2,2	40	[197]
CdZnTe:V	1550	9 імпульси 50 мс	-	1,9	-	[197]
CdTe:V	1550	8	66	20	15	[203]
CdTe:Ge	1064	4	30	2,1	600	[128] дана робота
CdTe:Ge	1550	8	85	2,3	800	[149] дана робота
GaAs	1064	0	70 000	9	3500	[204]
CdTe:V	1064	0	40 000	5,7	180	[194]
CdTe:Ge	1550	0	12 600	5,6	220	[188] дана робота

Таблиця 7.1. Характеристики адаптивних інтерферометрів в ІЧ області спектра.

#### 7.5. Висновки до розділу

В даному розділі продемонстровано декілька прототипів можливих застосувань ІЧ-чутливих напівпровідників з покращеним фоторефрактивним відгуком.

РКВС з напівпровідниковою підкладкою є ефективним обмежувачем потужності ІЧ світла завдяки ослабленню сигнального пучка, яке відбувається
внаслідок його виснаження при запису висококонтрастної гратки і дифракції світла до вищих порядків дифракції.

Продемонстровано роботу однопроменевого датчику вібрацій спекл полів в ІЧ діапазоні спектра з можливістю самокалібрування на основі нестаціонарної ФЕРС в CdTe.

Реалізовано прототип суто оптичного перемикача каналів зв'язку (2×1) на основі подвійних обертаючих дзеркал в напівпровідникових кристалах.

Адаптивні інтерфереомтри на основі двох-хвильової взаємодії в кристалах CdTe:Ge в присутності постійного електричного поля демонструють чутливість, яка знаходиться серед найкращих значень для подібних пристроїв, і найкращу комбінацію чутливості і швидкодії в IЧ діапазоні спектра.

Запропоновано і реалізовано адаптивний інтерферометр на основі двопучкової взаємодії зі ступінчастою фазовою модуляцією на  $\pi/2$  одного з пучків, що записують гратку. Відповідний стрибок інтерференційного поля перетворює відгук з нелокального на локальний на час релаксації гратки і вводить інтерферометр в режим найбільшої чутливості до детектування малих зміщень. Такий інтерферометр на основі зустрічної взаємодії в кристалах CdTe:Ge демонструє найкращі чутливість для детектування малих зміщень і частотний відгук серед всіх відомих пристроїв без використання зовнішнього поля на довжині хвилі  $\lambda = 1550$  нм.

## ВИСНОВКИ

Дисертаційна робота присвячена вирішенню проблеми збільшення нелінійно-оптичного відгуку напівпровідникових кристалів та гібридних елементів на їх основі в ІЧ області спектра. Під час досліджень отримано найбільші для напівпровідників коефіцієнти взаємодії, ідентифіковані домішкові центри в перспективних напівпровідниках, реалізовано запис динамічних голограм в нових матеріалах і пристроях, продемонстровані нові та покращені характеристики відомих застосувань. В результаті досліджень були отримані такі наукові і практичні результати.

1. Два центри, кожен з яких знаходиться в CdTe:Ge в двох зарядових станах, беруть участь у формуванні просторового заряду. Один із центрів – це Ge, що замістив Cd в кристалічній гратці CdTe. Для обох типів центрів знайдені енергії оптичної активації кожного з двох зарядових станів. Запропонована схема енергетичних рівнів у забороненій зоні CdTe:Ge.

2. Наявність чотирьох рівнів у забороненій зоні CdTe:Ge з різними енергіями активації і, відповідно, з різним положенням спектральних максимумів смуг поглинання, робить можливим підвищення фоторефрактивного відгуку завдяки налаштуванню довжини хвилі запису гратки на ділянку спектра, для якої фотопровідність найбільш наближена до монополярної.

3. Суттєві зміни поглинання кристалів CdTe:Ge, індуковані світлом, свідчать про перерозподіл зарядів між домішковими і дефектними центрами. Додаткове освітлення з оптимальною довжиною хвилі дозволяє заселяти рівні, задіяні для створення просторового заряду на заданій довжині хвилі. Оптичне керування перезаселенням рівнів у забороненій зоні CdTe:Ge дає можливість збільшити Г вдвічі, для запису на довжині хвилі  $\lambda = 1,06$  мкм, і майже втричі для  $\lambda = 1,32$  мкм. Для  $\lambda = 1,06$  мкм, досягнуте "чисте" підсилення, яке перевищує лінійні втрати. Г = 1,5 см<sup>-1</sup> є найбільшим для напівпровідників коефіцієнтом при дифузійному записі граток на пропускання на довжині хвилі  $\lambda > 0,93$  мкм.

254

4. Олово запропоновано як фоторефрактивну домішку для CdTe. Реалізовано фоторефрактивний запис в кристалах CdTe:Sn неперервним випроміненням на довжині хвилі  $\lambda = 1,064$  мкм.

5. Лише один центр, домішковий центр Sn, залучений до формування гратки просторового заряду в CdTe:Sn. Визначені енергії оптичної активації для двох його зарядових станів (1,14 eB для Sn<sup>+</sup> та 1,09 eB для Sn<sup>0</sup>). Близькість цих енергій зумовлює перекриття відповідних смуг поглинання, двополярну фотопровідність і відносно малі сталі взаємодії. Збільшення останніх можливе завдяки компенсації неосновних носіїв заряду шляхом додаткового легування чи післяростової обробки.

6. Спільно зі спеціалістами з росту кристалів з ЧНУ продемонстрована можливість відтворюваного синтезу кристалів CdTe:Ge з високою концентрацією пасток, достатньою для ефективного запису граток на відбивання. Оптимізовані кристали забезпечують високу фоторефрактивну нелінійність. При зустрічній двопучковій взаємодії досягнуті найбільші для всіх напівпровідників коефіцієнти підсилення. Значення  $\Gamma = 2,8$  см<sup>-1</sup> для  $\lambda = 1,064$  мкм в 2,5 рази перевищує відомі коефіцієнти для напівпровідників на цій довжині хвилі, а  $\Gamma = 1,28$  см<sup>-1</sup> – майже в 1,5 рази для  $\lambda = 1,55$  мкм.

7. Фотогенерація вільних носіїв заряду одного знаку на  $\lambda = 1,064$  мкм (дірок для зразків, що досліджувались) з центрів двох типів в CdTe:Ge і подальший їх перерозподіл на цих центрах зумовлює складний процес формування просторового заряду, коли дві складові значно (на два порядки) розділені по часу релаксації в широкому діапазоні просторових періодів гратки. Повільна складова пов'язана з просторовим перерозподілом заряду (дірок) на центрах, визначених в CdTe:Ge як X<sup>0/-</sup>, а швидка компонента – на центрах Ge<sup>0/+</sup>. Збільшення відносної концентрації Ge<sup>+</sup> має значно прискорити відгук CdTe:Ge на  $\lambda = 1,064$  мкм.

8. Вперше в напівпровіднику отримано генерацію просторових субгармонік. Побудовано експериментальні діаграми існування субгармонік різної кратності по амплітуді зовнішнього поля і просторовому періоду основної гратки.

255

Співставлення експериментальних діаграм з моделлю, що пов'язує субгармоніки даного типу з хвилями просторового заряду, підтвердило достовірність теоретичних припущень.

9. За допомогою поляриметричної методики здійснено безпосередню візуалізацію просторового розподілу поля, створеного хвилею просторового заряду в напівпровіднику.

10. Продемонстровано фоторефрактивний РК гібрид з напівпровідниковою підкладкою, чутливий в ІЧ області спектра, в якому поле просторового заряду, створене в напівпровіднику світлом, проникає в РК і модулює показник заломлення. Коефіцієнт підсилення  $\Gamma = 16$  см<sup>-1</sup>, отриманий у шарі РК гібриду, на порядок перевищує відомі коефіцієнти для граток на пропускання у фоторефрактивних напівпровідниках без застосування зовнішніх полів.

11. Продемонстровано гібридну РК комірку типу РК вентиля світла на основі напівпровідникової підкладки, чутливу в ІЧ діапазоні. Експериментально підтверджено локальний тип відгуку. В комірці на основі GaAs отримано стаціонарне підсилення слабкого променю. Кратність підсилення G = 17 майже вдвічі перевищує всі відомі результати для будь-яких РК вентилів світла в будьякому спектральному діапазоні.

12. Показано, що швидкодію динамічних голограм у кристалах CdTe:Ge в постійному електричному полі можна підвищити при незначному нагріванні і термостабілізації кристала завдяки пригніченню повільної компоненти гратки, пов'язаної з мілкими пастками. Цю властивість використано для покращення частотного відгуку адаптивних інтерферометрів.

13. Запропоновано і реалізовано метод перетворення типу відгуку з нелокального на локальний і навпаки за допомогою ступінчастої фазової модуляції на  $\pi/2$  однієї із записуючих хвиль. Метод використано для створення адаптивного інтерферометра нового типу. Такий інтерферометр на основі зустрічної взаємодії в кристалах CdTe:Ge демонструє найкращу чутливість для

256

детектування малих зміщень і найкращий частотний відгук серед всіх відомих пристроїв без використання зовнішнього поля на довжині хвилі  $\lambda = 1,55$  мкм.

14. В роботі продемонстровано декілька прототипів можливих застосувань напівпровідників і пристроїв на їх основі з покращеним нелінійно-оптичним відгуком в ІЧ діапазоні спектра, серед яких обмежувач потужності ІЧ випромінення на основі РК вентиля світла з напівпровідниковою підкладкою, суто оптичний перемикач каналів зв'язку на основі подвійних обертаючих дзеркал в напівпровідникових кристалах, однопроменевий датчик вібрацій спекл полів в ІЧ діапазоні спектра з можливістю самокалібрування на основі фотоелектрорушійної сили в СdTe.

#### СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- H. J. Eichler, P. Günter, and D. W. Pohl, *Laser-Induced Dynamic Gratings* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1986).
- [2] P. Günter, *Holography, Coherent Light Amplification and Optical Phase Conjugation with Photorefractive Materials*, Physics Reports **93**, 199 (1982).
- [3] A. Yariv, *Phase Conjugate Optics and Real-Time Holography*, IEEE Journal of Quantum Electronics **QE14**, 650 (1978).
- [4] M. Cronin-Golomb and M. Klein, *Photorefractive Materials and Devices*, in *Hanbook of Optics*, edited by M. Bass, 2nd ed., Vol. 2 (McGraw-Hill, Inc., New York, 1995).
- [5] M. P. Petrov, S. I. Stepanov, and A. V. Khomenko, *Photorefractive Crystals in Coherent Optical Systems*, Vol. 59 (Springer, Berlin, Heidelberg, 1991).
- [6] L. Solymar, D. J. Webb, and A. Grunnet-Jepsen, *The Physics and Applications of Photorefractive Materials*, Vol. 11 (Oxford University Press, Oxford, 1996).
- [7] P. Yeh, *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1993).
- [8] M. Cronin-Golomb, B. Fischer, J. White, and A. Yariv, *Theory and Applications of Four-Wave Mixing in Photorefractive Media*, IEEE Journal of Quantum Electronics QE20, 12 (1984).
- [9] A. P. Mazur, A. D. Novikov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and M. V. Vasnetsov, *Mutually Pumped Coherent Oscillator in Photorefractive Crystals with a Local Nonlinear Response*, J. Opt. Soc. Am. B 10, 1408 (1993).
- [10] A. M. Glass, A. M. Johnson, D. H. Olson, W. Simpson, and A. A. Ballman, *Fourwave Mixing in Semi-insulating InP and GaAs Using the Photorefractive Effect*, Appl. Phys. Lett. 44, 10 (1984).
- [11] M. B. Klein, Beam Coupling in Undoped GaAs at 1.06 Mm Using the Photorefractive Effect, Opt. Lett. 9, 8 (1984).
- [12] K. Shcherbin, A. Shumeljuk, S. G. Odoulov, P. Fochuk, and G. A. Brost, *Relaxation of Photorefractive Gratings in Cadmium Telluride Crystals*, in Proc.

SPIE **2795** *Nonlinear Optics of Liquid and Photorefractive Crystals*, edited by G. V. Klimusheva and A. G. Iljin (Ai-Danil, Crimea, Ukraine, 1996), pp. 236–243.

- [13] D. D. Nolte, editor, *Photorefractive Effects and Materials* (Kluwer Academic Publishers, Boston, 1995).
- [14] K. Kuroda, editor, *Progress in Photorefractive Nonlinear Optics*, 1st ed. (Taylor & Francis, London, 2002).
- [15] P. Günter and J.-P. Huignard, editors, *Photorefractive Materials and Their Applications 1-3*, Vols. 113–115 (Springer Science + Business Media, LLC, New York, 2007).
- [16] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein, and K. Nassau, *Optically-Induced Refractive Index Inhomogenities in LiNbO* 3 and LiTaO 3, Appl. Phys. Lett. 9, 72 (1966).
- [17] F. S. Chen, Optically Induced Change of Refractive Indices in LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub>, J. Appl. Phys. 40, 3389 (1969).
- [18] F. S. Chen, J. T. LaMacchia, and D. B. Fraser, *Holographic Storage in Lithium Niobate*, Appl. Phys. Lett. **13**, 223 (1968).
- [19] K. Jarasiunas, Ph. Delaye, and G. Roosen, *Optical nonlinearities and carrier transport in GaAs:EL2 at high excitation levels*, phys. stat. sol. (b) **175**, 445 (1993).
- [20] E. Krätzig and R. Orlowski, *LiTaO<sub>3</sub> as Holographic Storage Material*, Appl. Phys. 15, 133 (1978).
- [21] М. Ф. Дейген, С. Г. Одулов, М. С. Соскин, Б. Д. Шанина, Фазовые голографические решетки в неметаллических кристаллах, ФТТ 16, 1895 (1974).
- [22] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii, *Holographic Storage in Electrooptic Crystals. I. Steady State*, Ferroelectrics 22, 1 (1978).

- [23] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii, *Holographic Storage in Electrooptic Crystals. II. Beam Coupling — Light Amplification*, Ferroelectrics 22, 1 (1978).
- [24] D. L. Staebler and J. J. Amodei, *Coupled-wave Analysis of Holographic Storage in LiNbO<sub>3</sub>*, J. Appl. Phys. **43**, 3 (1972).
- [25] С. М. Рывкин, Фотоэлектрические явления в полупроводниках (ФИЗМАТГИЗ, Москва, 1963).
- [26] Н. В. Кухтарев, *Кинетика Записи и Стирания Голограм в* Электрооптических Кристалах, Письма ЖТФ **2**, 1114 (1976).
- [27] G. C. Valley and M. B. Klein, Optimal Properties of Photorefractive Materials for Optical Data Processing, Opt. Eng 22, (1983).
- [28] M. Cronin-Golomb and M. Klein, *Photorefractive Materials and Devices*, in *Hanbook of Optics*, edited by M. Bass, 2nd ed., Vol. 2 (McGraw-Hill, Inc., New York, 1995).
- [29] R. L. Townsend and J. T. LaMacchia, Optically Induced Refractive Index Changes in BaTiO<sub>3</sub>, J. Appl. Phys. 41, 13 (1970).
- [30] B. A. Horwitz and F. J. Corbett, *The PROM Theory and Applications for the Pockels Readout Optical Modulator*, Opt. Eng. **17**, 4 (1978).
- [31] J. P. Huignard and F. Micheron, *High-sensitivity Read-write Volume Holographic Storage in Bi*<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub> and Bi<sub>12</sub>GeO<sub>20</sub> Crystals, Appl. Phys. Lett. 29, 9 (1976).
- [32] J. P. Huignard and A. Marrakchi, Coherent Signal Beam Amplification in Two-Wave Mixing Experiments with Photorefractive Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub> Crystals, Optics Commun. 38, 249 (1981).
- [33] S. I. Stepanov, V. V. Kulikov, and M. P. Petrov, "Running" Holograms in Photorefractive Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub> Crystals, Optics Commun. 44, 1 (1982).
- [34] S. I. Stepanov and M. P. Petrov, *Efficient Unstationary Holographic Recording* in Photorefractive Crystals under an External Alternating Electric Field, Optics Commun. 53, 5 (1985).

- [35] S. I. Stepanov, Adaptive Interferometry: A New Area of Applications of Photorefractive Crystals, in International Trends in Optics, edited by J. W. Goodman (Academic Press, San Diego, 1991), pp. 125–140.
- [36] A. A. Grabar, M. Jazbinšek, A. N. Shumelyuk, Y. M. Vysochanskii, G. Montemezzani, and P. Günter, *Photorefractive Effects in Sn<sub>2</sub>P<sub>2</sub>S<sub>6</sub>*, in *Photorefractive Materials and Their Applications 2: Materials*, edited by P. Günter and J.-P. Huignard, Vol. 114 (Springer, New York, NY, 2007), pp. 327–362.
- [37] J. Grigas, V. Kalesinskas, S. Lapinskas, and M. I. Gurzan, *Microwave Study of the Soft Ferroelectric Mode in Sn<sub>2</sub>P<sub>2</sub>S<sub>6</sub> Crystals*, Phase Transitions 12, 263 (1988).
- [38] B. Kippelen and N. Peyghambarian, *Photorefractive Polymers and Their Applications*, in *Polymers for Photonics Applications II: Nonlinear Optical, Photorefractive and Two-Photon Absorption Polymers*, edited by K.-S. Lee, Vol. 161 (Springer, Berlin, Heidelberg, 2003), pp. 87–156.
- [39] G. Cook, C. A. Wyres, M. J. Deer, and D. C. Jones, *Hybrid Organic-Inorganic Photorefractives*, in Proc. SPIE **5213** *Optical Science and Technology, SPIE's 48th Annual Meeting*, edited by I.-C. Khoo (San Diego, California, USA, 2003), pp. 63–77.
- [40] M. J. Deer, *Demonstration of an Fe Doped KNbO<sub>3</sub> Photorefractive Hybrid*, Appl. Phys. Lett. 88, 25 (2006).
- [41] R. Paschotta, Encyclopedia of Laser Physics and Technology, 2 Volume Set edition (Wiley-VCH, Weinheim, 2008).
- [42] J. E. Kiefer and A. Yariv, *Electro-Optic Characteristics of CdTe at 3.39 and* 10.6μ, Appl. Phys. Lett. 15, 1 (1969).
- [43] K. Tada and M. Aoki, *Linear Electrooptic Properties of ZnTe at 10.6 Microns*, Jpn. J. Appl. Phys. **10**, 8 (1971).
- [44] K. Shcherbin, V. Danilyuk, and A. Khomenko, Visualization of Space-Charge Waves in Photorefractive Semiconductor Using Polarimetric Technique, Ukr. J. Phys. Opt. 7, 4 (2006).

- [45] Н. В. Кухтарев, Г. А. Холодарь, В. Л. Винецкий, С. Г. Одулов, М. С. Соскин, Способ динамического преобразования световых пучков, Авторское свидетельство СССР №603276 (21 December 1977).
- [46] С. Г. Одулов, С. С. Слюсаренко, К. В. Щербин, Энергообмен при записи сдвиговых динамических решеток в теллуриде кадмия, Письма ЖТФ 15, 11 (1989).
- [47] A. M. Glass, A. M. Johnson, D. H. Olson, W. Simpson, and A. A. Ballman, *Fourwave Mixing in Semi-insulating InP and GaAs Using the Photorefractive Effect*, Appl. Phys. Lett. 44, 948 (1984).
- [48] M. B. Klein, *Beam Coupling in Undoped GaAs at 1.06 Mm Using the Photorefractive Effect*, Opt. Lett., OL **9**, 350 (1984).
- [49] R. B. Bylsma, P. M. Bridenbaugh, D. H. Olson, and A. M. Glass, *Photorefractive Properties of Doped Cadmium Telluride*, Appl. Phys. Lett. **51**, 889 (1987).
- [50] R. N. Schwartz, C.-C. Wang, S. Trivedi, G. V. Jagannathan, F. M. Davidson, P.
   R. Boyd, and U. Lee, *Spectroscopic and Photorefractive Characterization of Cadmium Telluride Crystals Codoped with Vanadium and Manganese*, Phys. Rev. B 55, 15378 (1997).
- [51] K. Shcherbin, V. Volkov, V. Rudenko, S. Odoulov, A. Borshch, Z. Zakharuk, and I. Rarenko, *Photorefractive Properties of CdTe:Sn*, Physica Status Solidi (a) 183, 2 (2001).
- [52] Yu. P. Gnatenko, A. O. Borshch, N. Kukhtarev, T. Kukhtareva, I. O. Faryna, V. I. Volkov, P. M. Bukivskij, R. V. Gamernyk, V. I. Rudenko, S. Yu. Paranchych, and L. D. Paranchych, *Optical, Photoelectric, and Photorefractive Properties of Ti-Doped CdTe Crystals*, Journal of Applied Physics **94**, 4896 (2003).
- [53] P. Delaye, L. A. de Montmorillon, H. J. von Bardeleben, and G. Roosen, *Photorefractive Wave Mixing in Undoped Liquid Encapsulated Czochralski GaAs at 1.5 Mm: Validation of Photorefractive Modeling*, Appl. Phys. Lett. 64, 2640 (1994).
- [54] P. Delaye, A. Blouin, D. Drolet, L.-A. de Montmorillon, G. Roosen, and J.-P. Monchalin, *Detection of Ultrasonic Motion of a Scattering Surface by*

*Photorefractive InP:Fe under an Applied Dc Field*, J. Opt. Soc. Am. B **14**, 1723 (1997).

- [55] A. Godard, G. Pauliat, G. Roosen, and É. Ducloux, Relaxation of the Single-Mode Emission Conditions in Extended-Cavity Semiconductor Lasers with a Self-Organizing Photorefractive Filter, Appl. Opt. 43, 3543 (2004).
- [56] P. Delaye, L. A. de Montmorillon, I. Biaggio, J. C. Launay, and G. Roosen, Wavelength Dependent Effective Trap Density in CdTe: Evidence for the Presence of Two Photorefractive Species, Optics Communications 134, 580 (1997).
- [57] Yu. P. Gnatenko, A. O. Borshch, N. Kukhtarev, T. Kukhtareva, I. O. Faryna, V. I. Volkov, P. M. Bukivskij, R. V. Gamernyk, V. I. Rudenko, S. Yu. Paranchych, and L. D. Paranchych, *Optical, Photoelectric, and Photorefractive Properties of Ti-Doped CdTe Crystals*, J. Appl. Phys. **94**, 8 (2003).
- [58] В. В. Шепелевич, Е. М. Храмович, Влияние ориентации вектора решетки на дифракцию света в гиротропных кубических фоторефрактивных кристаллах, Оптика и спектроскопия **65**, 2 (1988).
- [59] K. Shcherbin, Gain Spectra in Photorefractive CdTe:Ge with Bipolar Conductivity, in Proc. SPIE 3749 ICO XVIII 18th Congress of the International Commission for Optics, edited by A. J. Glass, J. W. Goodman, M. Chang, A. H. Guenther, and T. Asakura (San Francisco, California, USA, 1999), pp. 516–517.
- [60] K. Shcherbin, Recent Progress in Semiconductor Photorefractive Crystals, in Photorefractive Materials and Their Applications 2: Materials, edited by P. Günter and J.-P. Huignard, Vol. 114 (Springer Science + Business Media, LLC, New York, 2007), pp. 391–418.
- [61] A. Hermanns, C. Benkert, D. M. Lininger, and D. Z. Anderson, *The Transfer Function and Impulse Response of Photorefractive Two-Beam Coupling*, IEEE J. Quantum Electron. 28, 750 (1992).
- [62] S. G. Odoulov, A. N. Shumelyuk, G. A. Brost, and K. M. Magde, *Enhancement of Beam Coupling in the near Infrared for Tin Hypothiodiphosphate*, Appl. Phys. Lett. 69, 3665 (1996).

- [63] G. Brost, J. Norman, S. Odoulov, K. Shcherbin, A. Shumelyuk, and V. Taranov, Gain Spectra of Beam Coupling in Photorefractive Semiconductors, J. Opt. Soc. Am. B 15, 2083 (1998).
- [64] A. Shumelyuk, K. Shcherbin, S. Odoulov, B. Sturman, E. Podivilov, and K. Buse, Slowing Down of Light in Photorefractive Crystals with Beam Intensity Coupling Reduced to Zero, Phys. Rev. Lett. 93, 243604 (2004).
- [65] A. Shumelyuk, S. Odoulov, and G. Brost, Nearly Degenerate Two-Beam Coupling in Photorefractive Crystals with Two Species of Movable Carriers, J. Opt. Soc. Am. B 15, 2125 (1998).
- [66] B. Sturman, P. Mathey, H. R. Jauslin, S. Odoulov, and A. Shumelyuk, *Modeling of the Photorefractive Nonlinear Response in Sn<sub>2</sub>P<sub>2</sub>S<sub>6</sub> Crystals, J. Opt. Soc. Am. B 24, 1303 (2007).*
- [67] P. Mathey, G. Gadret, and K. Shcherbin, *Slow Light with Photorefractive Four-Wave Mixing*, Phys. Rev. A 84, 063802 (2011).
- [68] D. T. F. Marple, *Refractive Index of ZnSe, ZnTe, and CdTe*, J. Appl. Phys. 35, 3 (1964).
- [69] P. Hlídek, J. Bok, J. Franc, and R. Grill, *Refractive Index of CdTe: Spectral and Temperature Dependence*, J. Appl. Phys. **90**, 3 (2001).
- [70] K. Shcherbin, O. Shumelyuk, S. Odoulov, and E. Kratzig, Spectrum of the Photorefractive CdTe:Ge Response in the near Infrared, in Lasers and Electro-Optics. CLEO '02. Technical Digest, Vol. 1 (Long Beach, CA, USA, 2002), pp. 208–209.
- [71] L. A. de de Montmorillon, P. Delaye, G. Roosen, H. B. Rjeily, F. Ramaz, B. Briat, J. G. Gies, J. P. Zielinger, M. Tapiero, H. J. von Bardeleben, T. Arnoux, and J. C. Launay, *Correlations between Microscopic Properties and the Photorefractive Response for Vanadium-Doped CdTe*, J. Opt. Soc. Am. B 13, 10 (1996).
- [72] D. T. F. Marple, Optical Absorption Edge in CdTe: Experimental, Phys. Rev. 150, 728 (1966).

- [73] R. Triboulet and P. Siffert, editors, CdTe and Related Compounds; Physics, Defects, Hetero- and Nano-Structures, Crystal Growth, Surfaces and Applications, Vol. 2 (Elsevier, 2010).
- [74] A. M. Glass, M. B. Klein, and G. C. Valley, *Photorefractive Determination of the Sign of Photocarriers in InP and GaAs*, Electronics Letters 21, 220 (1985).
- [75] B. Briat, F. Ramaz, B. Farid, K. Shcherbin, and H. J. von Bardeleben, Spectroscopic Characterization of Photorefractive CdTe:Ge, J. Cryst. Growth 197, 3 (1999).
- [76] B. Briat, K. Shcherbin, B. Farid, and F. Ramaz, Optical and Magnetooptical Study of Photorefractive Germanium-Doped Cadmium Telluride, Optics Commun. 156, 4 (1998).
- [77] P. J. Stephens, *Magnetic Circular Dichroism*, in *Advances in Chemical Physics*, edited by I. Prigogine and S. A. Rice, Vol. 35 (John Wiley & Sons, Ltd, 1976), pp. 197–264.
- [78] B. J. Hales, Magnetic Circular Dichroism Spectroscopy, in Nitrogen Fixation: Methods and Protocols, edited by M. W. Ribbe (Humana Press, Totowa, NJ, 2011), pp. 207–219.
- [79] R. Serber, *The Theory of the Faraday Effect in Molecules*, Phys. Rev. 41, 489 (1932).
- [80] N. Kobayashi, A. Muranaka, and J. Mack, *Circular Dichroism and Magnetic Circular Dichroism Spectroscopy for Organic Chemists* (2011).
- [81] E. Charney, *The Molecular Basis of Optical Activity: Optical Rotatory Dispersion and Circular Dichroism* (John Wiley & Sons, New York, 1979).
- [82] R. M. Bilbé, J. E. Nicholls, and J. J. Davies, *Electron Paramagnetic Resonance Investigation of Pb- and Ge-Doped CdTe*, Physica Status Solidi (b) **121**, 339 (1984).
- [83] G. Brunthaler, W. Jantsch, U. Kaufmann, and J. Schneider, *Electron-Spin-Resonance Analysis of the Deep Donors Lead, Tin, and Germanium in CdTe*, Phys. Rev. B **31**, 1239 (1985).

- [84] K. Shcherbin, F. Ramaz, B. Farid, B. Briat, and H.-J. von Bardeleben, Photoinduced Charge Transfer Processes in Photorefractive CdTe:Ge, in Advances in Photorefractive Materials, Effects and Devices (1999), Paper MC9 (Optical Society of America, 1999), p. MC9.
- [85] K. Shcherbin, S. Odoulov, F. Ramaz, B. Farid, B. Briat, H. J. von Bardeleben, I. Rarenko, Z. Zakharuk, O. Panchuk, and P. Fochuk, *Characterization of Photorefractive CdTe: Ge*, in *Optics and Optoelectronics 2*, edited by O. P. Nijhawan, A. K. Gupta, A. K. Musla, and K. Singh, Vol. 2 (Narosa Publishing House, Dehradun, India, 1998), pp. 924–931.
- [86] H. Kröse, R. Scharfschwerdt, A. Mazur, and O. F. Schirmer, A Multichannel Spectrometer for Correlated EPR-Optical Absorption Analysis of Photochromic Processes in Crystals, Appl. Phys. B 67, 79 (1998).
- [87] K. Shcherbin, S. Odoulov, F. Ramaz, B. Farid, B. Briat, H. J. von Bardeleben, P. Delaye, and G. Roosen, *Charge Transfer in Photorefractive CdTe:Ge at Different Wavelengths*, Opt. Mater. 18, 151 (2001).
- [88] R. E. Kremer and W. B. Leigh, *Deep Levels in CdTe*, J. Cryst. Growth 86, 490 (1988).
- [89] W. Jantsch and G. Hendorfer, *Characterization of Deep Levels in CdTe by Photo-EPR and Related Techniques*, J. Cryst. Growth **101**, 404 (1990).
- [90] K. Shcherbin, S. Odoulov, F. Ramaz, D. R. Evans, and B. Briat, *Photosensitive Center in CdTe:Sn: Photorefractive, Spectroscopic, and Magneto-Optical Studies*, J. Opt. Soc. Am. B 35, 2036 (2018).
- [91] J. Frejlich, A. A. Kamshilin, V. V. Kulikov, and E. V. Mokrushina, *Adaptive Holographic Interferometry Using Photorefractive Crystals*, Optics Commun. 70, 82 (1989).
- [92] M. B. Klein and G. C. Valley, *Beam Coupling in BaTiO<sub>3</sub> at 442 Nm*, J. Appl. Phys. 57, 4901 (1985).
- [93] I. Strzalkowski, S. Joshi, and C. R. Crowell, *Dielectric Constant and Its Temperature Dependence for GaAs, CdTe, and ZnSe*, Appl. Phys. Lett. 28, 350 (1976).

- [94] K. Shcherbin, *High Photorefractive Gain at Counterpropagating Geometry in CdTe:Ge at 1.064 μm and 1.55 μm*, Appl. Opt. **48**, 371 (2009).
- [95] O. Panchuk and P. Fochuk, Chapter VI Doping, in CdTe and Related Compounds; Physics, Defects, Hetero- and Nano-Structures, Crystal Growth, Surfaces and Applications, edited by R. Triboulet and P. Siffert (Elsevier, Amsterdam, 2010), pp. 309–362.
- [96] W. Stadler, D. M. Hofmann, H. C. Alt, T. Muschik, B. K. Meyer, E. Weigel, G. Müller-Vogt, M. Salk, E. Rupp, and K. W. Benz, *Optical Investigations of Defects in Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te*, Phys. Rev. B 51, 10619 (1995).
- [97] S. Odoulov, K. Shcherbin, B. Briat, F. Ramaz, and B. Farid, *Photorefraction in CdTe:Ge Enhanced by Auxiliary Illumination*, in *Conference on Lasers and Electro-Optics (1999), Paper CWF42* (Optical Society of America, 1999), p. CWF42.
- [98] А. А. Камшилин, М. П. Петров, Инфракрасное гашение фотопроводимости и голографическая запись в силикате висмута, ФТТ 23, 3110 (1981).
- [99] K. Buse, L. Holtmann, and E. Krätzig, *Activation of BaTiO<sub>3</sub> for Infrared Holographic Recording*, Optics Commun. **85**, 183 (1991).
- [100]S. G. Odoulov and K. Shcherbin, *Beam Coupling in BTO in near Infrared*, Laser Physics 3, 1124 (1993).
- [101]S. G. Odoulov, K. V. Shcherbin, and A. N. Shumeljuk, *Photorefractive Recording in BTO in the near Infrared*, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 1780 (1994).
- [102]S. G. Odoulov, A. N. Shumelyuk, U. Hellwig, R. A. Rupp, A. A. Grabar, and I. M. Stoyka, *Photorefraction in Tin Hypothiodiphosphate in the near Infrared*, J. Opt. Soc. Am. B 13, 2352 (1996).
- [103]C. Ozkul, G. Picoli, P. Gravey, and J. Le Rouzic, Energy Transfer Enhancement in Photorefractive InP:Fe Crystals Using an Auxiliary Incoherent Beam and a Negative Thermal Gradient, Opt. Eng. 30, 397 (1991).

- [104] P. Pogany, H. J. Eichler, and M. H. Ali, *Two-Wave Mixing Gain Enhancement in Photorefractive CdZnTe:V by Optically Stimulated Electron–Hole Resonance*, J. Opt. Soc. Am. B 15, 2716 (1998).
- [105] Г. С. Трофимов, С. И. Степанов, *Нестационарные топографические токи* в фоторефрактивных кристаллах, ФТТ **28**, 2785 (1986).
- [106] М. П. Петров, С. И. Степанов, Г. С. Трофимов, *Нестационарная ЭДС в неоднородно освещаемом фотопроводнике*, Письма ЖТФ **12**, 916 (1986).
- [107]S. Stepanov, Chapter 6 Photo-Electromotive-Force Effect in Semiconductors, in Handbook of Advanced Electronic and Photonic Materials and Devices, edited by H. Singh Nalwa (Academic Press, Burlington, 2001), pp. 205–272.
- [108]S. I. Stepanov, I. A. Sokolov, G. S. Trofimov, V. I. Vlad, D. Popa, and I. Apostol, Measuring Vibration Amplitudes in the Picometer Range Using Moving Light Gratings in Photoconductive GaAs:Cr, Opt. Lett. 15, 1239 (1990).
- [109]I. A. Sokolov, S. I. Stepanov, and G. S. Trofimov, *Holographic Currents and the Non-Steady-State Photoelectromotive Force in Cubic Photorefractive Crystals*, J. Opt. Soc. Am. B 9, 173 (1992).
- [110]N. A. Korneev and S. I. Stepanov, Measurement of Small Lateral Vibrations of Speckle Patterns Using a Non-Steady-State Photo-EMF in GaAs: Cr, J. Modern Opt. 38, 2153 (1991).
- [111]T. O. dos Santos, J. Frejlich, J. C. Launay, and K. Shcherbin, Speckle Photo Electromotive Force in CdTe:V and CdTe:Ge for Measurement of Vibration with Large Amplitude, Appl. Phys. B 95, 627 (2009).
- [112]T. O. dos Santos, J. Frejlich, and K. Shcherbin, *Photo Electromotive Force in CdTe:Ge: Manifestation of Two Photorefractive Centers*, Appl. Phys. B 99, 701 (2010).
- [113]E. Serrano, V. López, M. Carrascosa, and F. Agulló-López, *Recording and Erasure Kinetics in Photorefractive Materials at Large Modulation Depths*, J. Opt. Soc. Am. B 11, 670 (1994).

- [114]N. A. Korneev, S. S. Mansurova, S. I. Stepanov, T. J. Hall, and A. K. Powell, Non-Steady-State Photoelectromotive Force in Semiconductor Photorefractive Crystals Biased by Dc Field, J. Opt. Soc. Am. B 13, 2278 (1996).
- [115]G. C. Valley, Erase Rates in Photorefractive Materials with Two Photoactive Species, Appl. Opt. 22, 3160 (1983).
- [116] M. Carrascosa and F. Agullo-Lopez, *Erasure of Holographic Gratings in Photorefractive Materials with Two Active Species*, Appl. Opt. **27**, 2851 (1988).
- [117]M. C. Bashaw, M. Jeganathan, and L. Hesselink, *Theory of Two-Center Transport in Photorefractive Media for Low-Intensity, Continuous-Wave Illumination in the Quasi-Steady-State Limit*, J. Opt. Soc. Am. B 11, 1743 (1994).
- [118]D. Mahgerefteh and J. Feinberg, Explanation of the Apparent Sublinear Photoconductivity of Photorefractive Barium Titanate, Phys. Rev. Lett. 64, 2195 (1990).
- [119]R. A. Mullen, Photorefractive Measurements of Physical Parameters, in Photorefractive Materials and Their Applications I: Fundamental Phenomena, edited by P. Günter and J.-P. Huignard (Springer, Berlin, Heidelberg, 1988), pp. 167–194.
- [120] J. P. Huignard and A. Marrakchi, *Two-Wave Mixing and Energy Transfer in Bi*<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub> Crystals: Application to Image Amplification and Vibration Analysis, Opt. Lett. 6, 622 (1981).
- [121]K. Walsh, A. K. Powell, C. Stace, and T. J. Hall, *Techniques for the Enhancement of Space-Charge Fields in Photorefractive Materials*, J. Opt. Soc. Am. B 7, 288 (1990).
- [122]E. Rzepka, A. Aoudia, M. Cuniot, A. Lusson, Y. Marfaing, R. Triboulet, G. Brémond, G. Marrakchi, K. Cherkaoui, M. C. Busch, J. M. Koebel, M. Hage-Ali, P. Siffert, J. Y. Moisan, P. Gravey, N. Wolffer, and O. Moine, *Optical and Thermal Spectroscopy of Vanadium-Doped CdTe and Related Photorefractive Effect*, J. Cryst. Growth 138, 244 (1994).
- [123] J.-Y. Moisan, N. Wolffer, O. Moine, P. Gravey, G. Martel, A. Aoudia, E. Repka,Y. Marfaing, and R. Triboulet, *Characterization of Photorefractive CdTe:V:*

*High Two-Wave Mixing Gain with an Optimum Low-Frequency Periodic External Electric Field*, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 1655 (1994).

- [124]B. Imbert, H. Rajbenbach, S. Mallick, J. P. Herriau, and J. P. Huignard, *High Photorefractive Gain in Two-Beam Coupling with Moving Fringes in GaAs:Cr Crystals*, Opt. Lett., OL 13, 327 (1988).
- [125]P. Gravey, G. Picoli, and J. Y. Labandibar, Stabilization of Photorefractive Two-Beam Coupling in InP:Fe under High Dc Fields by Temperature Control, Optics Commun. 70, 190 (1989).
- [126] J. E. Millerd, S. D. Koehler, E. M. Garmire, A. Partovi, A. M. Glass, and M. B. Klein, *Photorefractive Gain Enhancement in InP:Fe Using Band-edge Resonance and Temperature Stabilization*, Appl. Phys. Lett. 57, 2776 (1990).
- [127] J. Feinberg, Asymmetric Self-Defocusing of an Optical Beam from the Photorefractive Effect, J. Opt. Soc. Am. 72, 46 (1982).
- [128] K. Shcherbin, M. B. Klein, and D. R. Evans, *Tailoring of Amplification Spectrum Using Dc-Field for High-Precision Two-Wave Mixing Adaptive Interferometry with CdTe*, in SPIE Proc. **10934** *Optical, Opto-Atomic, and Entanglement-Enhanced Precision Metrology*, edited by S. M. Shahriar and J. Scheuer (San Francisco, United States, 2019), pp. 109341G1-109341G7.
- [129]B. Imbert, H. Rajbenbach, S. Mallick, J. P. Herriau, and J. P. Huignard, *High Photorefractive Gain in Two-Beam Coupling with Moving Fringes in GaAs:Cr Crystals*, Opt. Lett. 13, 327 (1988).
- [130] M. P. Petrov, S. L. Sochava, and S. I. Stepanov, *Double Phase-Conjugate Mirror Using a Photorefractive Bi*<sub>12</sub>*TiO*<sub>20</sub> *Crystal*, Opt. Lett. **14**, 284 (1989).
- [131]G. Martel, N. Wolffer, J. Y. Moisan, and P. Gravey, *Double-Phase-Conjugate Mirror in CdTe:V with Elimination of Conical Diffraction at 1.54 Mm*, Opt. Lett.
   20, 937 (1995).
- [132]S. Weiss, S. Sternklar, and B. Fischer, *Double Phase-Conjugate Mirror: Analysis, Demonstration, and Applications*, Opt. Lett. **12**, 114 (1987).
- [133]K. Shcherbin, S. Odoulov, I. Rarenko, and Z. Zakharuk, *Double Phase Conjugate Mirror in CdTe:Ge*, Opt. Mater. 18, 159 (2001).

- [134]G. Picoli, P. Gravey, and C. Ozkul, *Model for Resonant Intensity Dependence of Photorefractive Two-Wave Mixing in InP:Fe*, Opt. Lett. **14**, 1362 (1989).
- [135]G. Picoli, P. Gravey, C. Ozkul, and V. Vieux, Theory of Two-wave Mixing Gain Enhancement in Photorefractive InP:Fe: A New Mechanism of Resonance, J. Appl. Phys. 66, 3798 (1989).
- [136] Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис, Б. И. Фукс, О "Термотоковой" Неустойчивости в Компенсированных Полупроводниках, ФТП **6**, 572 (1972).
- [137]B. I. Sturman, Space-Charge Wave Effects in Photorefractive Materials, in Photorefractive Materials and Their Applications 1: Basic Effects, edited by P. Günter and J.-P. Huignard, Vol. 113 (Springer Science + Business Media, LLC, New York, NY, 2006), pp. 119–162.
- [138]Ph. Refregier, L. Solymar, H. Rajbenbach, and J. P. Huignard, *Two-beam Coupling in Photorefractive Bi*<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub> Crystals with Moving Grating: Theory and Experiments, J. Appl. Phys. 58, 45 (1985).
- [139]B. I. Sturman, M. Mann, J. Otten, and K. H. Ringhofer, *Space-Charge Waves in Photorefractive Crystals and Their Parametric Excitation*, J. Opt. Soc. Am. B 10, 1919 (1993).
- [140] Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис, Б. И. Фукс, Волны Пространственной Перезарядки и "Термотоковая" Неустойчивость в Компенсированных Полупроводниках, ФТП 7, 149 (1973).
- [141]В. В. Брыксин, М. П. Петров, Электрические токи, обусловленные волнами пространственного заряда в высокоомных полупроводниках, ФТТ **48**, 1167 (2006).
- [142] M. P. Petrov, V. V. Bryksin, K. Shcherbin, M. Lemmer, and M. Imlau, *Trap Recharging Wave Mode with a Linear Dispersion Law for Space-Charge Waves in CdTe:Ge*, Phys. Rev. B 74, 085202 (2006).
- [143] Н. Г. Жданова, М. С. Каган, Р. А. Сурис, Б. И. Фукс, Волны Перезарядки Ловушек в Компенсированном Германии, ЖЭТФ **74**, 364 (1978).

- [144]S. Mallick, B. Imbert, H. Ducollet, J. P. Herriau, and J. P. Huignard, Generation of Spatial Subharmonics by Two-wave Mixing in a Nonlinear Photorefractive Medium, J. Appl. Phys. 63, 5660 (1988).
- [145]J. Takacs, M. Schaub, and L. Solymar, Subharmonics in Photorefractive Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub> Crystals, Optics Commun. 91, 252 (1992).
- [146] J. Takacs and L. Solymar, Subharmonics in Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub> with an Applied Ac Electric Field, Opt. Lett. 17, 247 (1992).
- [147]I. Richter, A. Grunnet-Jepsen, J. Takacs, and L. Solymar, An Experimental and Theoretical Study of Spatial Subharmonics in a Photorefractive Bi<sub>12</sub>GeO<sub>20</sub> Crystal Induced by DC Field and Moving Grating Technique, IEEE J. Quantum Electron. **30**, 1645 (1994).
- [148]K. Shcherbin, Spatial Subharmonics in a Photorefractive Semiconductor, Appl. Phys. B 71, 123 (2000).
- [149]K. Shcherbin, V. Danylyuk, and M. Klein, Characteristics of Two-Wave Mixing Adaptive Interferometer with CdTe:Ge at 1.06 and 1.55 μm and Improved Temporal Adaptability with Temperature Control, Appl. Opt. 52, 2729 (2013).
- [150]O. P. Nestiorkin, *Instability of Spatial Subharmonics under Hologram Recording in a Photorefractive Crystal*, Optics Commun. **81**, 315 (1991).
- [151]B. I. Sturman, M. Aguilar, and F. Agulló-López, Analysis of Space-Charge Wave Effects in GaAs:EL2, Phys. Rev. B 54, 13737 (1996).
- [152]H. C. Pedersen and P. M. Johansen, *Observation of Nondegenerate Photorefractive Parametric Amplification*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4159 (1996).
- [153]H. C. Pedersen, P. M. Johansen, and D. J. Webb, *Photorefractive Subharmonics—a Beam-Coupling Effect?*, J. Opt. Soc. Am. B **15**, 1528 (1998).
- [154]K. Shcherbin, S. Odoulov, and V. Danilyuk, Spatial Subharmonics in CdTe:Ge, in TOPS 62 Photorefractive Effects, Materials, and Devices (OSA, Delavan, Wisconsin, 2001), pp. 512–520.
- [155]К. В. Щербін, В. М. Данілюк, С. Г. Одулов, Вплив оптичної взаємодії на ефективність генерації просторових субгармонік, УФЖ **47**, 644 (2002).

- [156] V. A. Kalinin, K. Shcherbin, L. Solymar, J. Takacs, and D. J. Webb, *Resonant Two-Wave Mixing in Photorefractive Materials with the Aid of Dc and Ac Fields*, Opt. Lett. 22, 1852 (1997).
- [157]K. Shcherbin, V. Danylyuk, Z. Zakharuk, I. Rarenko, and M. B. Klein, *Photorefractive Recording in Ac-Biased Cadmium Telluride*, Journal of Alloys and Compounds **371**, 191 (2004).
- [158]M. Cronin-Golomb and A. Yariv, *Optical Limiters Using Photorefractive Nonlinearities*, J. Appl. Phys. 57, 4906 (1985).
- [159]K. R. MacDonald, J. Feinberg, Z. Z. Ming, and P. Günter, Asymmetric Transmission through a Photorefractive Crystal of Barium Titanate, Optics Commun. 50, 146 (1984).
- [160] D. R. Evans, M. A. Saleh, T. J. Bunning, L. Lu, R. S. Meltzer, W. M. Yen, and S. Guha, *Contra-Directional Two-Beam Coupling by Use of a Single Input Beam in an Iron-Doped Lithium Niobate Multimode Fiber*, Appl. Opt. **41**, 6890 (2002).
- [161]N. V. Tabiryan and C. Umeton, *Surface-Activated Photorefractivity and Electro-Optic Phenomena in Liquid Crystals*, J. Opt. Soc. Am. B **15**, 1912 (1998).
- [162]D. R. Evans and G. Cook, Nonlinear Optics: Research Continues to Advance Photorefractive Beam Coupling, Laser Focus World 41, 67 (2005).
- [163]G. Cook, A. V. Glushchenko, V. Reshetnyak, A. T. Griffith, M. A. Saleh, and D. R. Evans, *Nanoparticle Doped Organic-Inorganic Hybrid Photorefractives*, Opt. Express 16, 4015 (2008).
- [164]G. Cook, V. Reshetnyak, A. V. Glushchenko, M. A. Saleh, and D. R. Evans, Nanoparticle Doped Organic-Inorganic Hybrid Photorefractives, in Controlling Light with Light: Photorefractive Effects, Photosensitivity, Fiber Gratings, Photonic Materials and More (2007) (Optical Society of America, 2007), p. SuC3.
- [165]R. L. Sutherland, G. Cook, and D. R. Evans, Determination of Large Nematic Pre-Tilt in Liquid Crystal Cells with Mechanically Rubbed Photorefractive Ce:SBN Windows, Opt. Express 14, 5365 (2006).

- [166]I. Gvozdovskyy, K. Shcherbin, D. R. Evans, and G. Cook, Infrared Sensitive Liquid Crystal Photorefractive Hybrid Cell with Semiconductor Substrates, Appl. Phys. B 104, 883 (2011).
- [167]S. Nersisyan, S. Serak, and N. Tabiryan, Response Times and Their Temperature Dependence Measured for a Series of Liquid Crystals Using Gain Spectra of Stimulated Light Scattering, Mol. Cryst. Liq. Cryst. 454, 247/[649] (2006).
- [168]G. Cook, J. L. Carns, M. A. Saleh, and D. R. Evans, Substrate Induced Pre-Tilt in Hybrid Liquid Crystal/Inorganic Photorefractives, Mol. Cryst. Liq. Cryst. 453, 141 (2006).
- [169]G. Cook, G. Cook, E. Beckel, V. Reshetnyak, M. A. Saleh, and D. R. Evans, Cholesteric-Inorganic Hybrid Photorefractives, in Controlling Light with Light: Photorefractive Effects, Photosensitivity, Fiber Gratings, Photonic Materials and More (2007), Paper SuC4 (Optical Society of America, 2007), p. SuC4.
- [170] P. Aubourg, J. P. Huignard, M. Hareng, and R. A. Mullen, *Liquid Crystal Light Valve Using Bulk Monocrystalline Bi*<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub> as the Photoconductive Material, Appl. Opt. 21, 3706 (1982).
- [171]J. Grinberg, A. Jacobson, W. Bleha, L. Miller, L. Fraas, D. Boswell, and G. Myer, A New Real-Rime Non-Coherent to Coherent Light Image Converter the Hybrid Field Effect Liquid Crystal Light Valve, Opt. Eng. 14, 217 (1975).
- [172] U. Bortolozzo, S. Residori, and J. P. Huignard, *Enhancement of the Two-Wave-Mixing Gain in a Stack of Thin Nonlinear Media by Use of the Talbot Effect*, Opt. Lett. **31**, 2166 (2006).
- [173]S. Residori, U. Bortolozzo, and J. P. Huignard, *Slow and Fast Light in Liquid Crystal Light Valves*, Phys. Rev. Lett. **100**, 203603 (2008).
- [174] U. Bortolozzo, S. Residori, and J. P. Huignard, *Picometer Detection by Adaptive Holographic Interferometry in a Liquid-Crystal Light Valve*, Opt. Lett. **34**, 2006 (2009).
- [175]U. Bortolozzo, S. Residori, and J.-P. Huignard, *Transmissive Liquid Crystal Light-Valve for near-Infrared Applications*, Appl. Opt. **52**, E73 (2013).

- [176]K. Shcherbin, I. Gvozdovskyy, and D. R. Evans, Infrared Sensitive Liquid Crystal Light Valve with Semiconductor Substrate, in Proc. Photorefractive Photonics PR'15 (Villars, Switzerland, 2015), pp. 1–3.
- [177] A. Peigné, U. Bortolozzo, S. Residori, S. Molin, P. Nouchi, D. Dolfi, and J.-P. Huignard, Adaptive Holographic Interferometer at 1.55 µm Based on Optically Addressed Spatial Light Modulator, Opt. Lett. 40, 5482 (2015).
- [178]K. Shcherbin, I. Gvozdovskyy, and D. R. Evans, *Infrared Sensitive Liquid Crystal Light Valve with Semiconductor Substrate*, Appl. Opt. **55**, 1076 (2016).
- [179]K. Shcherbin, I. Gvozdovskyy, and D. R. Evans, *Optimization of the Liquid Crystal Light Valve for Signal Beam Amplification*, Opt. Mater. Express 6, 3670 (2016).
- [180] K. Shcherbin, I. Gvozdovskyy, and D. R. Evans, *Liquid Crystal Light Valve with a Semiconductor Substrate for Dynamic Holography in the Infrared*, Journal of Molecular Liquids 267, 61 (2018).
- [181]J. Li, G. Baird, Y.-H. Lin, H. Ren, and S.-T. Wu, *Refractive-Index Matching between Liquid Crystals and Photopolymers*, J. SID **13**, 1017 (2005).
- [182]A. Brignon, I. Bongrand, B. Loiseaux, and J.-P. Huignard, Signal-Beam Amplification by Two-Wave Mixing in a Liquid-Crystal Light Valve, Opt. Lett. 22, 1855 (1997).
- [183]P. M. Garcia, L. Cescato, and J. Frejlich, *Phase-shift Measurement in Photorefractive Holographic Recording*, J. Appl. Phys. **66**, 47 (1989).
- [184] U. Bortolozzo, S. Residori, and J. P. Huignard, *Beam Coupling in Photorefractive Liquid Crystal Light Valves*, J. Phys. D: Appl. Phys. 41, 224007 (2008).
- [185] W. R. Roach, *Resolution of Electrooptic Light Valves*, IEEE Trans. Electron Dev. ED-21, 453 (1974).
- [186] V. Marinova, C. H. Chi, Z. F. Tong, R. C. Liu, N. Berberova, S. H. Lin, Y. H. Lin, E. Stoykova, and K. Y. Hsu, *Liquid Crystal Light Valve Operating at near Infrared Spectral Range*, Opt. Quant. Electron. 48, 270 (2016).
- [187]T. J. Scheffer and J. Nehring, Accurate Determination of Liquid-crystal Tilt Bias Angles, J. Appl. Phys. 48, 1783 (1977).

- [188]K. Shcherbin and M. B. Klein, Adaptive Interferometers with No External Field Using Reflection Gratings in CdTe:Ge at 1550nm, Opt. Commun. 282, 2580 (2009).
- [189]J. L. Carns, G. Cook, M. A. Saleh, S. Guha, S. A. Holmstrom, and D. R. Evans, Spatial Distribution of Power Coupling in Self-Pumped Photorefractive Reflection Gratings, Appl. Opt., AO 44, 7452 (2005).
- [190]L. Mosquera and J. Frejlich, Self-Calibrating Speckle Photo-Electromotive Force for Large Vibration Amplitude Measurement, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 6, 1001 (2004).
- [191]T. O. dos Santos, J. C. Launay, and J. Frejlich, *Photo-Electromotive-Force from Volume Speckle Pattern Vibration with Large Amplitude*, J. Appl. Phys. 103, 113104 (2008).
- [192]F. M. Davidson and L. Boutsikaris, *Homodyne Detection Using Photorefractive Materials as Beamsplitters*, Opt. Eng. 29, 369 (1990).
- [193]I. Rossomakhin and S. Stepanov, *Linear Adaptive Interferometers via Diffusion Recording in Cubic Photorefractive Crystals*, Opt. Commun. **86**, 199 (1991).
- [194]S. Di Girolamo, A. A. Kamshilin, R. V. Romashko, Y. N. Kulchin, and J.-C. Launay, *Fast Adaptive Interferometer on Dynamic Reflection Hologram in CdTe:V*, Opt. Express 15, 545 (2007).
- [195]R. K. Ing and J. -P. Monchalin, Broadband Optical Detection of Ultrasound by Two-wave Mixing in a Photorefractive Crystal, Appl. Phys. Lett. 59, 3233 (1991).
- [196]L. A. de Montmorillon, P. Delaye, and G. Roosen, *Photorefractive Interferometer* for Ultrasound Detection, in Progress in Photorefractive Nonlinear Optics, edited by K. Kuroda (Taylor & Francis, 2002), pp. 213–282.
- [197]L.-A. de Montmorillon, P. Delaye, J.-C. Launay, and G. Roosen, Novel Theoretical Aspects on Photorefractive Ultrasonic Detection and Implementation of a Sensor with an Optimum Sensitivity, Journal of Applied Physics 82, 5913 (1997).

- [198]M. B. Klein and K. Shcherbin, Adaptive Receivers for Laser Ultrasonics Using Photorefractive CdTe, in Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference (2003), Paper CFK1 (Optical Society of America, Baltimore, USA, 2003), p. CFK1.
- [199]M. B. Klein, K. Shcherbin, and V. Danylyuk, *Photorefractive CdTe:Ge as a Medium for Laser Ultrasonics Detection*, in OSA Trends in Optics and Photonics, edited by P. Delaye, C. Denz, L. Mager, and G. Montemezzani, Vol. 87 (Optical Society of America, 2003), pp. 483–489.
- [200]J. Frejlich, *Photorefractive Materials* (John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA, 2007).
- [201] M. Klein and K. Shcherbin, *Optical Homodyne Interferometer*, US8149421B1 (3 April 2012).
- [202] A. A. Kamshilin and A. I. Grachev, Adaptive Interferometer Based on Wave Mixing in a Photorefractive Crystal under Alternating Electric Field, Appl. Phys. Lett. 81, 2923 (2002).
- [203]L.-A. de Montmorillon, I. Biaggio, P. Delaye, J.-C. Launay, and G. Roosen, Eye-Safe Large Field of View Homodyne Detection Using a Photorefractive CdTe:V Crystal, Optics Communications 129, 293 (1996).
- [204]B. Campagne, A. Blouin, L. Pujol, and J.-P. Monchalin, Compact and Fast Response Ultrasonic Detection Device Based on Two-Wave Mixing in a Gallium Arsenide Photorefractive Crystal, Rev. Sci. Instrum. 72, 2478 (2001).

# ДОДАТОК А.

### Список публікацій здобувача за темою дисертації

# Розділ в колективній монографії

 K. Shcherbin, "Recent progress in semiconductor photorefractive crystals" in *Photorefractive materials and their applications II*, P. Günter and J.-P. Huignard eds. (Springer Science + Business Media, Inc., New York 2007).

## Публікації у фахових наукових журналах

- 2. P. Mathey, G. Gadret, and K. Shcherbin, *Slow light with photorefractive fourwave mixing*, Phys. Rev. A **84**, 063802 (2011).
- 3. M. P. Petrov, V. V. Bryksin, K. Shcherbin, M. Lemmer, and M. Imlau, *Trap recharging wave mode with a linear dispersion law for space-charge waves in CdTe:Ge*, Phys. Rev. B **74**, 085202 (2006).
- A. Shumelyuk, K. Shcherbin, S. Odoulov, B. Sturman, E. Podivilov, and K. Buse, *Slowing down of light in photorefractive crystals with beam intensity coupling reduced to zero*, Phys. Rev. Lett. **93**, 243604 (2004).
- V. A. Kalinin, K. Shcherbin, L. Solimar, J. Takacs, and D. J. Webb, *Resonant two-wave mixing in photorefractive materials with the aid of dc and ac fields*, Opt. Lett. 22, 1852-1854 (1997).
- B. Briat, K. Shcherbin, B. Farid, and F. Ramaz, *Optical and magnetooptical study of photorefractive germanium-doped cadmium telluride*, Opt. Commun. 156, 337-340 (1998).
- B. Briat, F. Ramaz, B. Farid, K. Shcherbin, and H. J. von Bardeleben, Spectroscopic characterization of photorefractive CdTe:Ge, J. Cryst. Growth 197, 724-728 (1999).
- K. Shcherbin, S. Odoulov, F. Ramaz, B. Farid, B. Briat, H. J. von Bardeleben, P. Delaye, and G. Roosen, *Charge transfer in photorefractive CdTe:Ge at different wavelengths*, Opt. Mater. 18, 151-154 (2001).

- 9. K. Shcherbin, V. Volkov, V. Rudenko, S. Odoulov, A. Borshch, Z. Zakharuk, and I. Rarenko, *Photorefractive Properties of CdTe:Sn*, phys. stat. sol. (a) **183**, 337-343 (2001).
- K. Shcherbin, V. Danylyuk, Z. Zakharuk, I. Rarenko, M. B. Klein, *Photorefractive recording in ac-biased cadmium telluride*, J. Alloy. Comp. **371**, 191-194 (2004).
- 11. K. Shcherbin, S. Odoulov, I. Rarenko, and Z. Zakharuk, *Double phase conjugate mirror in germanium doped cadmium telluride*, Opt. Mater. **18**, 159-162 (2001).
- G. Brost, J. Norman, S. Odoulov, K. Shcherbin, A. Shumelyuk, and V. Taranov, *Gain spectra of beam coupling in photorefractive semiconductor*, J. Opt. Soc. Am. B 15, 2083-2091, (1998).
- 13. K. Shcherbin, S. Odoulov, F. Ramaz, D. R. Evans, and B. Briat, *Photosensitive center in CdTe:Sn: Photorefractive, spectroscopic, and magneto-optical studies*, J. Opt. Soc. Am. B 35, 2036-2045 (2018).
- 14. K. Shcherbin, *High photorefractive gain at counterpropagating geometry in CdTe:Ge at 1.064 μm and 1.55 μm*, Appl. Opt. **48**, 371-374 (2009).
- 15. K. Shcherbin, *Spatial subharmonics in a photorefractive semiconductor*, Appl. Phys. B **71**, 123-127 (2000).
- T. O. dos Santos, J. Frejlich, J. C. Launay, and K. Shcherbin, Speckle photo electromotive force in CdTe:V and CdTe:Ge for measurement of vibration with large amplitude, Appl. Phys. B 95, 627-632 (2009).
- T. O. dos Santos, J. Frejlich, and K. Shcherbin, *Photo electromotive force in CdTe:Ge: manifestation of two photorefractive centers*, Appl. Phys. B **99**, 701-707 (2010).
- I. Gvozdovskyy, K. Shcherbin, D. R. Evans and G. Cook, *Infrared sensitive liquid crystal photorefractive hybrid cell with semiconductor substrates*, Appl. Phys. B 104, 883-886 (2011).

- 19. K. Shcherbin, I. Gvozdovskyy, and D. R. Evans, *Infrared sensitive liquid crystal light valve with semiconductor substrate*, Appl. Opt. **55**, 1076-1081 (2016).
- 20. K. Shcherbin, I. Gvozdovskyy, and D. R. Evans, *Optimization of the liquid crystal light valve for signal beam amplification*, Opt. Mat. Express 6, 3670-3675 (2016).
- 21. K. Shcherbin, I. Gvozdovskyy, and D. R. Evans, *Liquid crystal light valve with a semiconductor substrate for dynamic holography in the infrared*, J. Mol. Liq. 267, 61-66 (2018).
- K. Shcherbin and M.B. Klein, Adaptive interferometers with no external field using reflection gratings in CdTe:Ge at 1550 nm, Optics Commun. 282, 2580-2585 (2009).
- 23. K. Shcherbin, V. Danylyuk, and M. Klein, *Characteristics of two-wave mixing adaptive interferometer with CdTe:Ge at 1.06 and 1.55 μm and improved temporal adaptability with temperature control*, Appl. Opt. **52**, 2729-2734 (2013).
- 24. K. Shcherbin, V. Danylyuk, and A. V. Khomenko, *Visualization of space-charge* waves in photorefractive semiconductor using polarization technique, Ukr. J. Phys. Opt. 7, 164-170 (2006).
- 25. К. В. Щербін, В. М. Данилюк, С. Г. Одулов, Вплив оптичної взаємодії на ефективність генерації просторових субгармонік, УФЖ **47**, 644-649 (2002).

#### Патент

 M. B. Klein and K. Shcherbin, "Optical homodyne interferometer," U.S. patent 8,149,421 (3 April 2012).

#### Публікації, що засвідчують апробацію роботи

27. K. Shcherbin, F. Ramaz, B. Farid, B. Briat, and H. J. von Bardeleben,
"Photoinduced charge transfer processes in photorefractive CdTe:Ge", in OSA Trends in Optics and Photonics vol. 27, Advances in Photorefractive Materials, *Effects and Devices*, P. E. Andersen, P. M. Johansen, H. C. Pedersen, P. M. Petersen, and M. Saffman eds. (OSA, Washington, DC, 1999), pp. 54-58.

- K. Shcherbin, S. Odoulov, and V. Danilyuk, "Spatial subharmonics in CdTe:Ge," in OSA Trends in Optics and Photonics vol. 62, Photorefractive Effects, Materials, and Devices, D. Nolte, G. Salamo, A. Siahmakoun, and S. Stepanov, eds. (OSA, Washington, DC, 2001), pp. 512-520.
- M. B. Klein, K. Shcherbin, V. Danylyuk, "Photorefractive CdTe:Ge as a medium for laser ultrasonics detection," in OSA Trends in Optics and Photonics vol. 87, Photorefractive Effects, Materials, and Devices, P. Delaye, C. Denz, L. Mager, and G. Montemezzani, eds. (OSA, Washington, DC, 2003), pp. 483-489.
- 30. K Shcherbin, *Gain spectra in photorefractive CdTe:Ge with bipolar conductivity*, SPIE **3749**, 516-517 (1999).
- 31. A. V. Khomenko, K. Shcherbin, I. Rocha-Mendoza, and M. A. Garcia-Zarate, *Excitation of space-charge waves in ac-field biased CdTe:Ge under auxiliary illumination*, SPIE **4829**, 949-950 (2003).
- 32. K. Shcherbin, I. Gvozdovskyy, and D. R. Evans, *Dynamic gratings recording in liquid crystal light valve with semiconductor substrate*, Proc. SPIE 9771, 97710U-1-6 (2016).
- 33. K. Shcherbin, M. B. Klein, and D. R. Evans, *Tailoring of amplification spectrum* using dc-field for high-precision two-wave mixing adaptive interferometry with *CdTe*, Proc. SPIE **10934**, 109341G-1-7 (2019).
- K. Shcherbin, S. Odoulov, D. R. Evans, F. Ramaz, B. Briat, "Solid-state characterization of CdTe:Sn as a medium for adaptive interferometry," Proc. SPIE 10934, 109341H-1-7 (2019).
- 35. D. J. Webb, K. Shcherbin, V. A. Kalinin, J. Takacs, and L. Solymar, *First experimental demonstration of a new technique for photorefractive grating enhancement*, Proc. Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects and Devices PR'97, Chiba, Japan, 1997, pp. 352-354.

- 36. S. Odoulov, K. Shcherbin, A. Shumelyuk, V. Taranov, G. Brost, and J. Norman, *Gain spectra of beam-coupling in photorefractive semi-insulating semiconductors*, Proc. Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects and Devices PR'97, Chiba, Japan, 1997, pp. 535-538.
- 37. T. O. dos Santos, J. Frejlich, J. C. Launay, and K. Shcherbin, *Speckle photo electromotive force in CdTe:V and CdTe:Ge for measurement of vibration with large amplitude*, Proc. Photorefractive Materials, Effects, and Devices Control of light and Matter, PR'09, Bad Honnef, 2009 pp. 14-15.
- 38. K. Shcherbin, V. Danylyuk, and Marvin Klein, *Improved temporal adaptability* of two-wave mixing interferometer with CdTe:Ge using temperature control, Proc. International Conference on Photorefractive Effects, Materials and Devices PR'13, Winchester, UK, 2013, p. 105.
- K. Shcherbin, I. Gvozdovskyy, and D. R. Evans, *Infrared sensitive liquid crystal light valve with semiconductor substrate*, Proc. Photorefractive Photonics PR'15, Villars, Switzerland, 2015, 3 pp.
- 40. M. B. Klein, D. R. Evans, and K. Shcherbin, *Two-wave mixing amplification* spectrum and adaptive interferometry in CdTe under dc-bias, in Proc. Photorefractive Photonics and beyond PR'19, Gerardmer, France, 2019, pp. 190-191.
- F. Ramaz, B. Farid, B. Briat, and K. Shcherbin, A Spectroscopic Study of *Photorefractive CdTe:Ge*, Technical Digest, Conference on Lasers and Electro-Optics Europe CLEO/Europe-1998, Glasgow, UK, 1998, p. 297.
- 42. K. Shcherbin, S. Odoulov, and P. Poplavko, *Photorefractivity of CdTe:Ge at 1.06 and 1.32 μm*, Technical Digest, Conference on Lasers and Electro-Optics Europe CLEO/Europe-1998, Glasgow, UK, 1998, p. 297.
- 43. S. Odoulov, K. Shcherbin, B. Briat, F. Ramaz, and B. Farid, *Photorefraction in CdTe:Ge enhanced by auxiliary illumination*, OSA Technical Digest, Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO-99, Baltimore, USA, 1999, p. 277.

- 44. S. Odoulov and K. Shcherbin, *Generation of spatial subharmonics in a photorefractive semiconductor*, OSA Technical Digest, Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO-01, Baltimore, USA, 2001, p. 469.
- 45. K. Shcherbin, O. Shumelyuk, S. Odoulov, and E. Krätzig, *Spectrum of the photorefractive CdTe:Ge response in the near infrared*, OSA Technical Digest, Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO-02, Long Beach, USA, 2002, pp. 208-209.
- 46. K. Shcherbin, S. Odoulov, A. Khomenko, I. Rocha-Mendoza, and M. Carcia-Zarate, *Resonant enhancement of photorefraction in CdTe via excitation of appropriate space-charge waves*, OSA Technical Digest, Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO-02, Long Beach, USA, 2002, pp. 209-210.
- 47. M. B. Klein and K. Shcherbin, Adaptive receivers for laser ultrasonics using photorefractive CdTe, OSA Technical Digest, Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO-03, Baltimore, USA, 2003, pp. CFK1-1-3.