

ДИНАМИКА ОТРАЖЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ Теллуридом кадмия в условиях наносекундного лазерного воздействия

Г.Д.Ивлев, Е.И.Гацкевич

Институт электроники НАНБ, 220090 Минск, Логойский тракт 22
Тел. (+375 17) 265 35 14, факс (+375 17) 283 91 51, e-mail: ivlev@inel.bas-net.by

Проведено исследование динамики отражательной способности монокристалла CdTe на длинах волн $\lambda_1 = 1.06$ мкм и $\lambda_2 = 0.53$ мкм при воздействии на его поверхность интенсивного наносекундного излучения рубинового лазера. Получены данные о динамике поглощения зондирующего излучения с λ_1 в области лазерного воздействия. Оценен порог лазерно-индуцированного плавления CdTe. Фазовые превращения, происходящие при превышении пороговой плотности энергии моноимпульсного облучения CdTe, приводят к разной динамике оптического отражения при энергиях фотонов выше (λ_2) и ниже (λ_1) ширины запрещенной зоны полупроводника. Образование жидкой фазы CdTe повышает на несколько порядков коэффициент поглощения инфракрасного зондирующего излучения в зоне лазерного воздействия.

Введение

Кремний, германий и полупроводниковые соединения A_3B_5 , например арсенид галлия, обладают в расплавленном состоянии свойствами типичными для жидких металлов [1] и характеризуются более высокой, чем монокристаллы Si, Ge или GaAs, отражательной способностью R в видимой и ближней инфракрасной областях спектра и коэффициентом поглощения α порядка 10^6 см⁻¹. В условиях импульсного лазерного нагрева поверхности монокристалла по изменению R на длине волны λ зондирующего излучения (ЗИ) можно однозначно определить порог W_m образования жидкой фазы и продолжительность τ фазовых переходов "полупроводник ↔ жидкий металл" [2-4].

Полупроводниковые соединения A_2B_6 , в частности CdTe, плавятся по типу "полупроводник ↔ полупроводник", что затрудняет [5,6] интерпретацию зависимостей $R(t)$, существенно отличающихся от характерных для лазерно-индуцированных фазовых переходов "полупроводник ↔ жидкий металл". Динамика воздействия нанопульсного излучения лазера на поверхность монокристаллов CdTe изучалась по отражению от нее ЗИ с $\lambda = 488$ нм [5], а также нелинейно-оптическим методом генерации второй гармоники ГВГ [6]. Цель данной работы заключается в исследовании динамики наносекундного лазерного воздействия на указанный материал по изменению отражения и поглощения ЗИ в приповерхностном слое монокристалла CdTe.

Эксперимент

Полированные пластины CdTe (толщина 1 мм) облучались в экспериментальных условиях [2] пучком рубинового лазера при длительности моноимпульса $\tau_p = 80$ нс по полувысоте и диаметре зоны облучения 2,5 мм. Неравномерность распределения энергии в лазерном пятне не превышала + 5%. В центр облученной зоны направлялось сфокусированное в пятно размером <1 мм двухдлинноволновое ЗИ ($\lambda_1 = 1.06$ мкм, $\lambda_2 = 0.53$ мкм), поляризованное в

плоскости падения; угол падения 40° . Посредством двух ФЭУ и двухлучевого осциллографа в одном эксперименте одновременно регистрировались осциллограммы зависимостей $R(t)$ на λ_1 и λ_2 , в другом – оптического отражения и пропускания $A(t)$ образца на $\lambda_2 = 1.06$ мкм. Плотность энергии варьировалась в пределах 0,02...0,5 Дж/см².

Результаты и обсуждение

Край полосы фундаментального поглощения излучения в монокристалле CdTe, как известно [7], соответствует длине волны $\lambda = 0,85$ мкм, т.е. зондирующее излучение с $\lambda_1 = 1,06$ мкм практически не поглощается в образце при $T = T_0 = 300$ К. Воспользовавшись данными [7] о показателях преломления и поглощения κ излучения в CdTe на разных длинах волн, табличными значениями R [8] при отражении света от поглощающих сред и формулами [9] для коэффициентов R и A для прозрачного слоя можно оценить применительно к экспериментальной ситуации величины $R(\lambda_1)$, $R(\lambda_2)$ и $A(\lambda_1)$, которые получаются равными 24%, 17% и 76% соответственно, для начального состояния поверхности образца, т.е. до начала действия лазерного импульса.

Согласно данным эксперимента облучение CdTe при $W < 0,08$ Дж/см² не вызывает заметных изменений R . С повышением W до 0,11 Дж/см² наблюдается возрастание отражения на обеих длинах волн зондирующего излучения. Характер временных зависимостей R в данном случае одинаков (рис.1). При более высоких значениях W он различен. Коэффициент отражения на λ_1 испытывает более существенные изменения, причем характерно наличие двух максимумов на кривых $R(t)$. Повышение W до 0,32 Дж/см² приводит к более сложному изменению R на λ_1 и увеличению времени нестационарности отражательной способности CdTe почти до 2 мкс. Наблюдается все более значительное с увеличением W (рис.2) поглощение ЗИ во время действия лазерного импульса, вследствие чего коэффициент пропускания образца при $W = 0,32$ Дж/см² уменьшается на порядок. К такой

динамике отражения и пропускания ЗИ приводят фазовые превращения, происходящие при превышении порога лазерно-индуцированного плавления CdTe, т.е. величины W_m . Порог

[7], т.е. соизмерима со средним значением L . Поэтому эффективная толщина нагретого за время импульса слоя будет несколько выше, чем

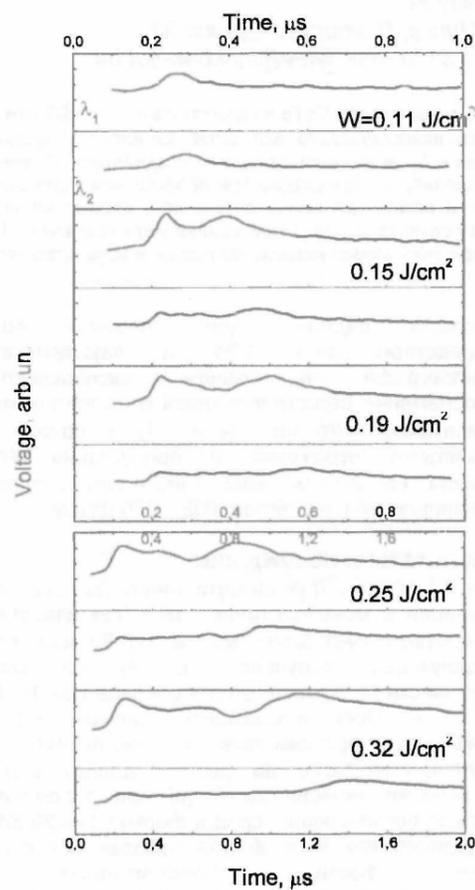


Рис.1. Осциллограммы, характеризующие динамику отражения от CdTe зондирующего излучения с длинами волн 1,06 (λ_1) и 0,53 мкм (λ_2) при лазерном воздействии

плавления можно оценить следующим образом. Коэффициент теплопроводности монокристалла CdTe (300K) $k=0,08$ Вт/см·К, плотность $\rho=5,85$ г/см³, удельная теплоемкость $c=0,21$ Дж/г·К. Соответствующие значения этих величин вблизи температуры плавления CdTe $T_m = 1365$ К составляют [10] 0,02 Вт/см·К, 5,7 г/см³ и 0,32 Дж/г·К. Коэффициент температуропроводности $a=k/c \cdot \rho$ получается равным 0,065 см²/с при 300 К и 0,011 см²/с, если $T \rightarrow T_m$. Длина тепловой диффузии $L = \sqrt{a \tau_p}$ в CdTe за $\tau_p=80$ нс время действия лазерного импульса будет $0,1 \text{ мкм} < L < 0,7 \text{ мкм}$. Среднее значение L равно 0,4 мкм. Глубина проникновения лазерного излучения в монокристалл $\alpha^{-1} = \lambda/4\pi k = 0,25$ мкм

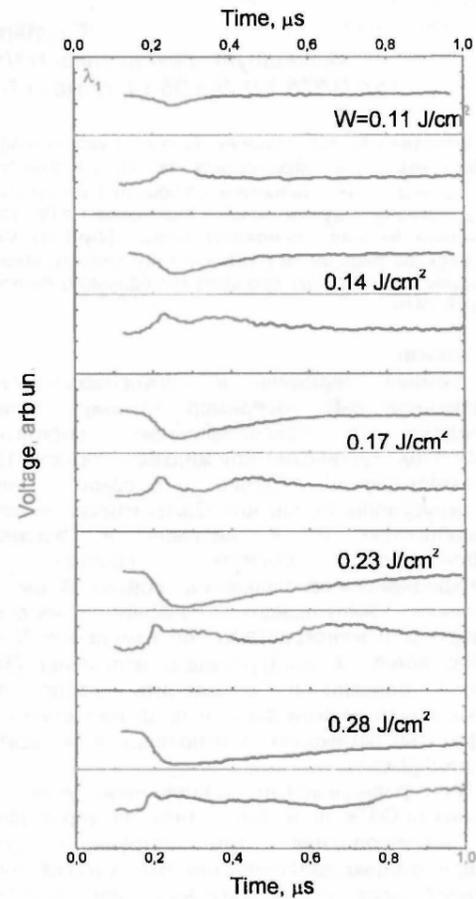


Рис.2. Осциллограммы, характеризующие динамику отражения и поглощения зондирующего излучения в области лазерного облучения CdTe

$L=0,4$ мкм. Если считать ее равной 0,5 мкм, то для нагрева поверхности монокристалла до T_m требуется энергия $\rho c (T_m - T_0) / (1 - R) = 0,12$ Дж/см², которую можно считать порогом W_m лазерно-индуцированного плавления CdTe. Для сравнения отметим, что при $\tau_p = 20$ нс (в нашем случае 80 нс) величина W_m , определенная авторами [6] методом ГВГ при воздействии на CdTe излучения рубинового лазера, составляет $\sim 0,04$ Дж/см².

Полученное значение $W_m = 0,12$ Дж/см², действительно соответствует нашей экспериментальной ситуации. Это можно заключить из сравнения осциллограмм (рис.1), полученных при энергиях облучения CdTe ниже ($0,11$ Дж/см²) и выше ($0,15$ Дж/см²) оцененного значения W_m . В случае $W=0,11$ Дж/см² одинаковое изменение R на λ_1 и λ_2 , по-видимому,

обусловлено нагревом и фотовозбуждением поглощающего лазерное излучение слоя монокристалла. Качественное изменение зависимости $R(t)$ на λ_1 с повышением W до $0,15 \text{ Дж/см}^2$ можно объяснить появлением тонкого слоя жидкой фазы CdTe в момент наибольшего нагрева поверхности, в который достигается первый максимум отражения ЗИ. Последующее уменьшение, а затем возрастание R до второго максимума, как можно предположить, связано с интерференцией при отражении ЗИ от поверхности образца и движущейся границы раздела фаз. По мере повышения W возрастает глубина проплавления, время существования расплава и соответственно, время нестационарности R . При этом возрастает роль диссоциации соединения испарения легкоплавкой компоненты – кадмия. Косвенным признаком этого является изменение состояния поверхности, визуально заметное уже при $W=0,3 \text{ Дж/см}^2$ и усиливающееся с дальнейшим увеличением W , вплоть до разрушения и возникновения рельефа.

Как отмечалось выше, плавление CdTe происходит по типу “полупроводник – полупроводник”. Это означает не такое существенное, как например в ситуации с кремнием, изменение оптических свойств данного материала с переходом в расплавленное состояние. Так, коэффициент α поглощения ЗИ (λ_1) в расплаве Si (жидкий металл) $\sim 10^6 \text{ см}^{-1}$. В расплавленном CdTe он должен быть существенно меньше, но должен возрастать с нагревом расплава и повышением концентрации свободных электронов, которая начинает быстро расти при $T>1450\text{K}$ [1]. Из осциллограмм (рис.2) следует, что увеличение W , а следовательно и максимальной глубины проплавления, приводит более сильному поглощению ЗИ с λ_1 в расплавленном слое. Если считать, что, например, при $W=0,23 \text{ Дж/см}^2$ в минимуме пропускания в нагретой области толщиной $d \sim 10^{-4} \text{ см}$ поглощается 90% прошедшего в образец

ЗИ, то из соотношения $e^{-\alpha d} = 0,1$ получаем эффективную величину $\alpha \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$. Фактически она может быть и больше, но тем не менее не достигает характерной для металлов, хотя в принципе по физическим свойствам сильно нагретый расплав CdTe, вероятно, приближается к жидкометаллической фазе вследствие разрыва

подавляющего большинства ковалентных межатомных связей.

Заключение

Проведенное исследование показывает, что фазовые превращения, происходящие в субмикронной области монокристалла CdTe при нанопульсном лазерном воздействии приводят к разной динамике оптического отражения зондирующих пучков с энергиями квантов ниже и выше ширины запрещенной зоны данного полупроводника. Образование слоя жидкой фазы сопровождается существенным, на несколько порядков, возрастанием поглощения в ближней инфракрасной области спектра вследствие диссоциации бинарного расплава, т.е. разрыва ковалентных связей с соответствующим ростом концентрации свободных электронов.

Авторы выражают благодарность О. Цибулке (O. Cibulka) за помощь в проведении эксперимента и Р. Грилю (R. Grill) за предоставленные образцы.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ по проекту Ф01МС-019.

Список литературы

1. Регель А.Р., Глазов В.М. Физические свойства электронных расплавов. - М.: Наука, 1983.-М: Наука,1980.-296 с.
2. Ivlev G.D., Gatskevich E.I. // Proc.SPIE.-2001.- Vol. 4426. P.59.
3. Ивлев Г.Д., Гацкевич Е.И. //ФТП.-2003. –Т.37. - №5.- С.622.
4. Ивлев Г.Д., Гацкевич Е.И. //ФТП.-2000. –Т.34. - №7.- С.787.
5. Висковатых И.Ю., Лакеевков В.М., Кашкаров П.К. и др. // Известия Академии наук. Сер.физ. –1993. – Т.57. - №9.-С.12.
6. Голвань Л.А., Кашкаров П.К., Тимошенко В.Ю.//Письма в ЖТФ.-1995.-Е.21, №23.-С.26.
7. Handbook of Optical Constants of Solids. Part II. Ed. By E. D. Palik.- Academic press,1998. -P.413.
8. Пришивалко А.П. Отражение света от поглощающих сред. – Минск. 1963. – 429 с.
9. Гуревич М.М. Фотометрия. Теория, методы и приборы. –Ленинград:Энергоатомиздат, 1983.-272 с.
10. Černý R., Kalbáč A., P.říkryl // Computational materials sciences.-2000. – Vol.17.-P.34.

DYNAMICS OF REFLECTION AND ABSORPTION OF PROBING RADIATION BY CADMIUM TELLURIDE UNDER THE CONDITIONS OF NANOSECOND LASER ACTION

G.D. Ivlev, E.I. Gatskevich

Institute of Electronics of NASB, 22 Logoiskii Trakt, 220090, Minsk,
tel. + 375-17-2653514, fax: +375 17- 283 91 51, e-mail: ivlev@inel.bas-net.by

The investigation of time- resolved reflectivity at $\lambda_1=1.06 \mu\text{m}$ and $\lambda_2=0.53 \mu\text{m}$ of CdTe single crystal at the action on its surface of intensive nanosecond radiation of a ruby laser has been carried out. Time-resolved absorption of probing radiation with λ_1 in the laser irradiated area was studied. The threshold of laser-induced melting has been evaluated. As it follows from the data obtained phase transformations taking place at the energy densities higher than this threshold result in different dynamics of optical reflection at photon energies more (λ_2) and less (λ_1) respective to the energy gap of the semiconductor. The origin of CdTe liquid phase result in increase of absorptivity by some orders of infrared probing radiation in the laser heated layer.