

О возможности применения динамического эффекта Келдыша – Франца для регистрации параметров излучения мощных ИК лазеров

А.М.Григорьев

Исследован процесс увеличения поглощения полупроводником света с энергией кванта, несколько меньшей ширины запрещенной зоны полупроводника или равной ей, в присутствии сильной световой волны, для которой полупроводник прозрачен. Продемонстрирована возможность создания принципиально новых приемников излучения, предназначенных для измерения энергетических и пространственно-временных характеристик излучения мощных лазеров, генерирующих в ИК диапазоне.

Ключевые слова: эффект Келдыша – Франца, полупроводник, край полосы собственного поглощения, лазер.

1. Введение

Сдвиг края полосы собственного поглощения полупроводника, находящегося в сильном электрическом поле, известен как эффект Келдыша – Франца [1]. Этот эффект проявляется как в постоянном, так и в переменном электрическом поле и применяется в модуляционной спектроскопии полупроводников [2], а также для перестройки частоты генерации полупроводниковых лазеров и амплитудной модуляции света [3]. Указанные применения возможны при частотах изменения электрического поля, много меньших световых. Однако в работах [4, 5] сообщается о наблюдении значительных изменений спектральных характеристик монокристаллического арсенида галлия в области края полосы собственного поглощения, индуцированных мощным терагерцевым излучением [4] и лазерным излучением ИК диапазона [5]. По данным [5] поглощение полупроводником света с энергией кванта, немного меньшей ширины запрещенной зоны или равной ей, значительно возрастает в присутствии мощного лазерного ИК излучения и зависит от его интенсивности. В [5] это интерпретируется как динамический эффект Келдыша – Франца.

Целью предлагаемой работы является подробное исследование изменения поглощения полупроводником света с энергией кванта, немного меньшей ширины запрещенной зоны, индуцированного интенсивным лазерным излучением, для которого полупроводник прозрачен.

С практической точки зрения представляет интерес изучение наведенных вариаций краевого поглощения, поскольку результаты исследований могут быть использованы для разработки приемников излучения, предназначенных для измерения характеристик излучения мощных лазеров, генерирующих в среднем и дальнем ИК диапазонах спектра.

2. Оценка величины эффекта

В «оптическом» смысле эффект Келдыша – Франца означает смещение спектральной зависимости коэффициента поглощения в область более длинных волн. Поэтому для оценки изменения краевого поглощения света надо знать вид спектральной зависимости коэффициента поглощения вблизи края и ее смещение в присутствии сильной световой волны.

В работе Л.В.Келдыша [1] приведены выражения для вероятности поглощения фотона полупроводником вблизи края полосы в отсутствие и при наличии однородного электрического поля. Сравнение этих выражений показывает, что при приложении к полупроводнику электрического поля с напряженностью E_{el} вероятность поглощения фотона с энергией $\hbar\omega$, несколько меньшей ширины запрещенной зоны E_0 или равной ей, а следовательно, и оптический коэффициент поглощения изменяются пропорционально значению функции

$$F(E_{el}) = \left[\frac{\pi(e\hbar E_{el})^2}{m_{ef}(E_0 - \hbar\omega)^3} \right] \times \exp \left[-4\sqrt{2m_{ef}} \frac{(E_0 - \hbar\omega)^{3/2}}{3e\hbar E_{el}} \right]. \quad (1)$$

Здесь m_{ef} – приведенная эффективная масса носителей.

Функция $F(E_{el})$ монотонно растет с увеличением E_{el} от нуля до бесконечности. Однако если говорить об увеличении краевого поглощения полупроводника, помещенного в электрическое поле, то логично ожидать, что минимальное значение этой функции будет больше единицы. В работе [1] приведено следующее условие применимости выражения (1):

$$\sqrt{m_{ef}} \frac{(E_0 - \hbar\omega)^{3/2}}{e\hbar E_{el}} < 1. \quad (2)$$

Это означает, что формула (1) справедлива только в ограниченной области значений дефицита энергии фотона $E_0 - \hbar\omega$ и напряженности поля E_{el} . Действительно,

если левая часть неравенства (2) равна или меньше 0.8, функция $F(E_{cl})$ гарантированно превышает единицу и, следовательно, имеет место увеличение коэффициента краевого поглощения полупроводника при наличии электрического поля.

Интенсивность электромагнитной волны I в прозрачной среде с показателем преломления n связана с напряженностью электрического поля известным соотношением:

$$E_{cl} = \sqrt{\frac{2I}{nc\epsilon_0}}. \quad (3)$$

В этом случае выражение (1) с учетом (3) приобретает следующий вид:

$$F(I) = \left[\frac{2\pi I(e\hbar)^2}{m_{ef}nc\epsilon_0(E_0 - \hbar\omega)^3} \right] \times \exp \left[-4nc\epsilon_0 \sqrt{2m_{ef}} \frac{(E_0 - \hbar\omega)^{3/2}}{6e\hbar I} \right]. \quad (4)$$

Формула (4) описывает увеличение краевого поглощения света полупроводником, находящимся в поле сильной световой волны с интенсивностью I и, следовательно, определяет сдвиг спектральной кривой краевого поглощения в длинноволновую область.

Спектральная зависимость коэффициента краевого поглощения полупроводника k_ω , хорошо согласующаяся с результатами экспериментов, приведена в работе [6]:

$$k_\omega = \frac{A}{\Gamma\sqrt{2\pi}} \int_0^{E_1} \sqrt{E^2 - E_0^2} \exp \left[-\frac{(\hbar\omega - E)^2}{2\Gamma^2} \right] dE, \quad (5)$$

где Γ – параметр уширения контура поглощения; A = const [2].

Учет сдвига края полосы собственного поглощения полупроводника в поле мощной световой волны с $\hbar\omega_L \ll E_0$ (ω_L – частота мощной волны) сводится к тому, что в формулу (5) добавляется в качестве множителя $F(E_{cl})$ (1). Эта добавка «работает» на границе полосы поглощения и может трактоваться как смещение всей кривой (5) в сторону больших длин волн.

В итоге выражение, определяющее влияние сильного светового поля на поглощение полупроводником света с энергией кванта $\hbar\omega \leq E_0$ в области края полосы собственного поглощения имеет вид

$$k(I, \omega) = k_\omega F(I). \quad (6)$$

Согласно (1) увеличение поглощения в большей степени должно проявляться в полупроводниках с малой приведенной массой свободных носителей. По этой причине логично выполнить оценку величины эффекта, например, для арсенида галлия и в дальнейшем использовать GaAs в эксперименте. Расчетная зависимость увеличения поглощения арсенидом галлия ($E_0 = 1.4$ эВ при $T = 300$ К) света с энергией кванта 1.38 эВ представлена на рис.1.

Очевидно, что в присутствии света с $\hbar\omega_L \ll E_0$ и интенсивностью $\sim 10^8$ Вт/см² следует ожидать увеличения коэффициента краевого поглощения арсенида галлия в несколько раз. Это означает, что в условиях синхронного просвечивания полупроводника слабым коротко-

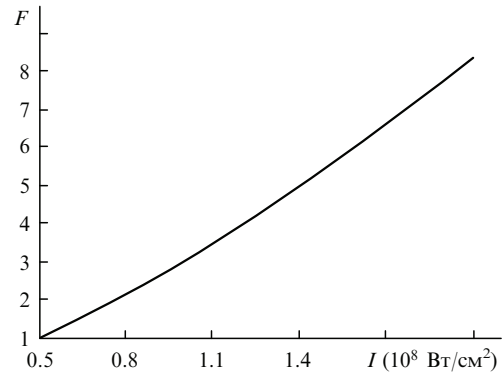


Рис.1. Функция $F(I)$ для GaAs при $\hbar\omega = 1.38$ эВ.

волновым и мощным длинноволновым излучениями с энергиями квантов $\hbar\omega \leq E_0$ и $\hbar\omega_L \ll E_0$ соответственно, можно наблюдать значительное изменение интенсивности прошедшего через пластину коротковолнового излучения.

3. Эксперимент

Эксперимент заключался в наблюдении поглощения слабого коротковолнового излучения ($\hbar\omega \leq E_0$) в полупроводниковом образце из GaAs в присутствии мощного длинноволнового лазерного излучения ($\hbar\omega_L \ll E_0$) и без него.

Полупроводниковый образец из монокристаллического арсенида галлия марки АГП-2, прозрачного в средней ИК области спектра, был изготовлен в форме диска толщиной 1 мм с диаметром 22 мм. В качестве источника мощного длинноволнового лазерного излучения использовался ТЕА СО₂-лазер с характерной для этого типа лазеров формой импульса излучения (импульс имеет явно выраженный лидирующий пик длительностью 30 нс по полувысоте, полная длительность импульса составляла ~ 700 нс по основанию). Энергия импульса варьировалась изменением энергии накачки лазера в пределах 0.1 – 0.4 Дж. Типичная осциллограмма лазерного импульса, полученная с помощью фотосопротивления ФСГ-22А, сигнал с которого поступал на осциллограф С8-12, приведена на рис.2,а.

Источником коротковолнового излучения является импульсный арсенид-галлиевый полупроводниковый лазер ЛПИ-14 с энергией импульса $\sim 10^{-5}$ Дж и его длительностью ~ 80 нс по полувысоте. Форма лазерного импульса приведена на рис.2,б. Энергия светового кванта коротковолнового излучения примерно соответствует ширине запрещенной зоны полупроводникового образца. Подстройка длины волны генерации полупроводникового лазера осуществлялась изменением его температуры с последующей термостабилизацией.

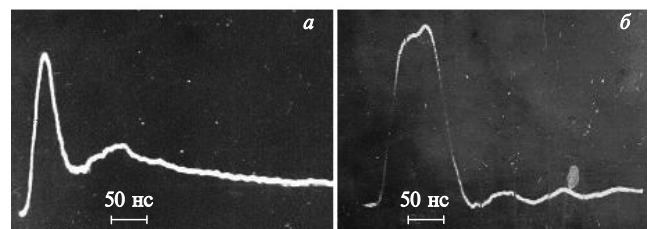


Рис.2. Импульсы излучения ТЕА СО₂-лазера (а) и полупроводникового лазера ЛПИ-14 (б).

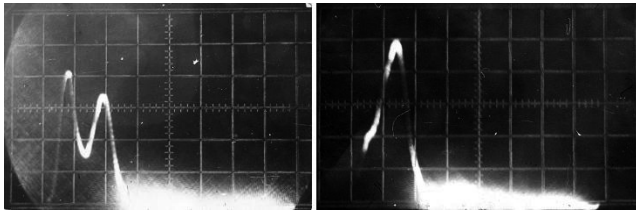


Рис.3. Импульс полупроводникового лазера после прохождения через GaAs-пластину.

Таким образом, пластина из GaAs одновременно облучалась светом двух импульсных лазеров: ТЕА СО₂-лазера и полупроводникового лазера с энергиями квантов 0.117 и 1.38 эВ соответственно. Излучение СО₂-лазера с энергией импульса 0.38 Дж фокусировалось на образце в пятно диаметром 3 мм, а излучение ЛПИ-14 – в пятно диаметром 1 мм. Пучки излучения обоих лазеров были пространственно совмещены на полупроводниковом образце. В лидирующем пике импульса излучения СО₂-лазера обычно сосредоточена примерно четверть всей энергии лазерного импульса. Это означает, что в пределах длительности пика образец подвергался воздействию лазерного излучения с интенсивностью ~100 МВт/см². Прошедший через пластину световой импульс полупроводникового лазера регистрировался фотодиодом ЛФД-2, сигнал с которого поступал на запоминающий осциллограф С8-12.

На рис.3 приведены фотографии формы импульсов полупроводникового лазера, прошедших сквозь пластину и соответствующих различным временным сдвигам передних фронтов импульсов излучения ЛПИ-14 и СО₂-лазеров. Видно, что форма импульсов значительно изменилась по сравнению с первоначальной. На левой фотографии лидирующий пик совпал примерно с серединой импульса полупроводникового лазера, и в центре появилась впадина, длительность и форма которой соответствуют конфигурации лидирующего пика импульса СО₂-лазера. На правой фотографии пик импульса СО₂-лазера совпал с передним фронтом полупроводникового импульса. Очевидной причиной деформации формы импульсов является изменение ширины запрещенной зоны GaAs, индуцированное излучением СО₂-лазера, что выражается в сдвиге края полосы собственного поглощения полупроводника и, как следствие, в увеличении поглощения света полупроводникового лазера.

4. Моделирование эксперимента

Изменение интенсивности света, распространяющегося в среде со стационарным коэффициентом поглощения, происходит в соответствии с законом Бугера. В рассматриваемом случае поглощательная способность образца модулируется во времени в соответствии с формой импульса излучения ТЕА СО₂-лазера. Поэтому выражение, описывающее форму импульса излучения полупроводникового лазера, прошедшего через образец, имеет вид

$$I_s^{out}(t) = I_s(t) \exp[-k_0 l F(I)],$$

где $I_s(t)$ – форма импульса коротковолнового излучения на входе в полупроводниковый образец; k_0 – коэффициент поглощения света полупроводникового лазера в отсутствие излучения СО₂-лазера; l – толщина образца.

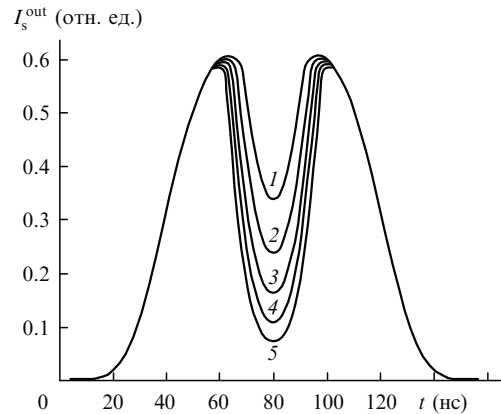


Рис.4. Расчетные профили импульса излучения полупроводникового лазера, прошедшего через образец в присутствии импульсов СО₂-лазера со средней интенсивностью лидирующего пика 1.0×10^8 (1), 1.2×10^8 (2), 1.4×10^8 (3), 1.6×10^8 (4) и 1.8×10^8 Вт/см² (5).

Форма импульса излучения полупроводникового лазера довольно точно аппроксимируется супергауссовой функцией вида

$$I_s(t) = \exp \left[-0.693 \left(\frac{t}{\tau_s} \right)^4 \right],$$

где амплитуда импульса полупроводникового лазера нормирована на единицу, а его длительность на полувысоте $2\tau_s = 80$ нс.

Форма первого пика импульса излучения СО₂-лазера хорошо описывается гауссовой функцией вида

$$I_p(t) = I_0 \exp \left[-0.693 \left(\frac{t}{\tau_p} \right)^2 \right],$$

где I_0 – амплитуда лидирующего пика импульса СО₂-лазера; $2\tau_p = 30$ нс – длительность пика на полувысоте.

Таким образом, после прохождения через GaAs-образец форма импульса излучения полупроводникового лазера определяется следующим выражением:

$$I_s^{out}(t) = \exp[-k_0 l F(I_p(t))] \exp \left[-0.693 \left(\frac{t}{\tau_s} \right)^4 \right].$$

Расчетные формы импульса излучения полупроводникового лазера при условии совпадения вершины пика импульса СО₂-лазера с серединой импульса коротковолнового излучения после его прохождения через образец представлены на рис.4. Видно, что имеется соответствие экспериментальных и расчетных данных: глубина модуляции в центре импульса при интенсивности ~100 МВт/см² примерно соответствует экспериментальному значению.

5. Визуализация распределения интенсивности в пучке излучения ТЕА СО₂-лазера

Для демонстрации возможности применения изучаемого эффекта для регистрации излучения мощного ИК лазера была собрана экспериментальная установка, оптическая схема которой приведена на рис.5. Излучение ТЕА СО₂-лазера фокусируется линзой 1. Через плоскопараллельное окно 2, установленное под углом 45°, лазерный пучок поступает на полупроводниковую пластину 3.

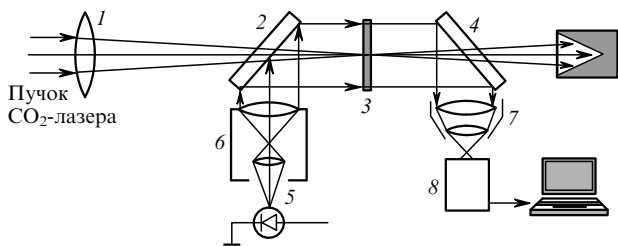


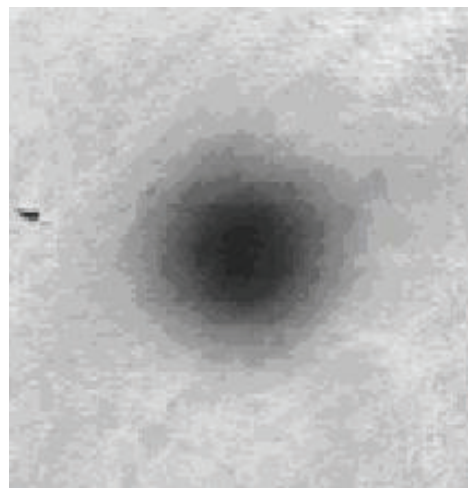
Рис.5. Схема регистрации (см. текст).

Пластина выполнена из нелегированного GaAs, прозрачного на длине волны 10.6 мкм, и имеет форму диска диаметром 22 мм и толщиной 1 мм. После пластины расходящийся ИК пучок проходит через второе окно 4 и попадает в конусный поглотитель. Окна 2 и 4 идентичны, изготовлены из ВаF₂ и имеют дихроичные покрытия: просветляющее на длину волны 10.6 мкм и отражающее на длине волны коротковолнового света. Синхронно с воздействием ИК излучения пластина 3 просвечивается пробным пучком света, источником которого является импульсный полупроводниковый лазер 5 (ЛПИ-14). Оптическая система 6 предназначена для формирования светового пучка с равномерным по сечению распределением интенсивности.

Действие ИК излучения приводит к локальному сдвигу края полосы собственного поглощения арсенида галлия. В результате этого в месте попадания пучка СО₂-лазера на пластину коэффициент поглощения на длине волны коротковолнового излучения оказывается модулированным в соответствии с распределением интенсивности в пучке ИК излучения. В этих условиях при прохождении коротковолнового пучка через полупроводниковую пластину 3 формируется негативное изображение распределения интенсивности излучения СО₂-лазера. Далее это изображение объективом 7 передается на CCD-камеру 8 (Spigicon LVA-300), работающую в ждущем режиме. Камера через плату сопряжения подключена к компьютеру, и в конечном итоге полученное изображение появляется на экране монитора.

На рис.6 приведена фотография полупроводниковой GaAs-пластины, одновременно освещенной пучками пробного излучения и излучения СО₂-лазера. Темное пятно – это негативное изображение распределения интенсивности в поперечном сечении пучка излучения ТЕА СО₂-лазера.

Полученный результат позволяет утверждать, что наблюдаемый эффект увеличения поглощения полупроводником света в области края фундаментальной полосы в присутствии сильной световой волны может служить основой для разработки анализаторов «на проход» распределения интенсивности излучения мощных лазеров, генерирующих в ИК и субмиллиметровом диапазонах. Для этих диапазонов оптические элементы лазеров, например окна, часто изготавливаются из полупроводниковых материалов, в том числе и из арсенида галлия. Следовательно, появляется возможность использования полупроводникового оптического элемента в качестве чувствительного элемента регистратора, например, распределения интенсивности без ущерба для оптических

Рис.6. Изображение пятна излучения СО₂-лазера.

функций этого элемента. Чрезвычайно интересной особенностью таких приемников излучения является практически полное отсутствие потерь энергии пучка мощного длинноволнового излучения, проходящего сквозь чувствительный элемент, и, как следствие, отсутствие его нагрева.

Исследуемый эффект может применяться для создания не только анализаторов распределения интенсивности, но и приемников, отображающих форму импульса, а также для измерения энергии и мощности излучения мощных ИК лазеров. Следует отметить, что при воздействии на полупроводник коротковолнового света происходит фотогенерация носителей тока, которая значительно усиливается в присутствии мощного излучения. Поэтому можно судить о параметрах пучка мощного излучения, измеряя, например, вариации сопротивления полупроводниковой пластины, которая в данном случае используется как фотосопротивление.

6. Выводы

Сопоставление и анализ полученных экспериментальных и расчетных результатов показывают, что наблюдаемое изменение коэффициента поглощения света арсенидом галлия в области края полосы собственного поглощения можно трактовать как динамический эффект Келдыша – Франца.

Продемонстрирована возможность создания принципиально новых приемников излучения, предназначенных для измерения пространственно-временных характеристик излучения лазеров, генерирующих в ИК диапазоне.

1. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **34**, 1138 (1958).
2. Кардона М. *Модуляционная спектроскопия* (М.: Мир, 1972).
3. Розеншер Э., Винтер Б. *Оптоэлектроника* (М.: Техносфера, 2004).
4. Nordstrom K.B., Johnsen K., Allen S.J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 457 (1998).
5. Srivastava A., Srivastava R., Wang J., Kono J. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 157401 (2004).
6. Хезази Х.Х., Пихтин А.Н. *ФТП*, **43** (10), 1301 (2009).