риде кадмия—ртути [1]. Качество диодов в этом случае ухудшалось за счет ограничения плотности используемой мощности лазерного импульса для обеспечения акцепторного характера вводимой примеси, а также из-за низкой подвижности основных носителей заряда в дефектном слое p-типа.

Литература

[1] Горин Е. А. Об эффективности лазерного легирования полупроводников. — ФТП, 1984, т. 18, в. 9, с. 1696—1698.
[2] Fairfield J. M., Schmuttke G. H. — Sol. St. Electron., 1968, v. 11, N 12, p. 1175—1176.
[3] Harper F. E., Cahen M. J. — Sol. St. Electron., 1970, v. 13, N 7, p. 1103—1109.
[4] Двуреченский А. В., Качурин Г. А., Нидаев Е. В., Смирнов Л. С. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов. М., 1982. 208 с.
[5] Горин Е. А., Бережная И. А., Янко Г. И. О получении инверсионного слоя на антимониде индия при импульсном лазерном облучении. — Поверхность, Физика, химия, механика, 1982, № 9, с. 47—49.
[6] Горин Е. А., Иванова О. С., Щукарев А. В., Янко Г. И., Анализ состава приповерхностной области лазерно легированных монокристаллов $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$. — Зав. лаб., 1986, т. 52, в. 8, с. 30—32.
[7] Голошихин П. В., Горин Е. А., Щукарев А. В. О роли кислорода в фотостимулированном формировании инверсионных слоев на сложных халькогенидных соединениях. — В кн.: Тез. докл. II Всес. конф. «Материаловедение халькогенидных и кислородосодержащих полупроводников». Черновцы, 1986, ч. I, с. 183.
[8] Зи С. Физика полупроводниковых приборов, т. 1. М., 1984. 456 с.

Получено 3.04.1987
Принято к печати 21.07.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

ЛИНЕЙНО-ЦИРКУЛЯРНЫЙ ДИХРОИЗМ ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И САМОДЕФОКУСИРОВКА ИЗЛУЧЕНИЯ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА В КРИСТАЛЛАХ n-InP

Арешев И. П., Субашиев В. К., Фараджев Б. Г.

В работе [1] нами была обнаружена самодефокусировка импульсного излучения ($\tau_и \approx 100$ нс на полувысоте) неодимового лазера ($\hbar\omega=1.17$ эВ) в кристаллах n-InP ($n=4.2\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ при $T=300$ К) по характерному «провалу» в поперечном распределении интенсивности прошедшего через образец излучения при измерении в ближнем поле (т. е. при $z < kr_0^2/2$, где z — расстояние от выходной поверхности образца в направлении распространения излучения лазера, $r_0=150$ мкм — радиус гауссова распределения амплитуды пучка на поверхности образца, $k=2\pi/\lambda$).

Поскольку ширина запрещенной зоны в кристалле InP $E_g=1.35$ эВ при $T=300$ К, то естественно было предположить, что самодефокусировка интенсивного излучения неодимового лазера (пиковая интенсивность $j_и \approx 8$ МВт/см^2) вызвана изменением показателя преломления за счет неравновесной концентрации двухфотонно возбужденных электронно-дырочных пар. Из сопоставления экспериментальных результатов с модельными теоретическими расчетами в [1] даны оценки эффективного времени жизни неравновесных носителей $\tau_э \approx 30$ нс и константы двухфотонного поглощения (ДФП) $\beta \approx 0.06$ см/МВт.

В [1] все эксперименты проводились с линейно-поляризованным излучением. Поскольку, однако, для кристаллов кубической симметрии в общем случае константа ДФП имеет поляризационную зависимость, согласно [2],

$$\beta(\mathbf{e}) = a_1 |\mathbf{e}\cdot\mathbf{e}|^2 + a_2 |\mathbf{e}\times\mathbf{e}^*|^2 + a_3 (|e_x|^4 + |e_y|^4 + |e_z|^4), \quad (1)$$

где e — вектор поляризации света (e·e*=1), x, y, z — главные оси симметрии кристалла, то можно было ожидать проявления этой зависимости и в самодефокусировке излучения.

Зависимость константы ДФП β от поляризации света в кристаллах $A^{III}B^{V}$ изучалась по двухфотонно возбуждаемой люминесценции в InSb [2], в GaAs и $GaAs_{1-x}P_x$ [3, 4], в вырожденных образцах InSb — по двухфотонно возбуждаемой фотопроводимости [5].

В данной работе впервые экспериментально исследован и рассчитан линейно-циркулярный дихроизм (ЛЦД) двухфотонного поглощения излучения неодимового лазера в кристалле InP. В эксперименте были сняты распределе-

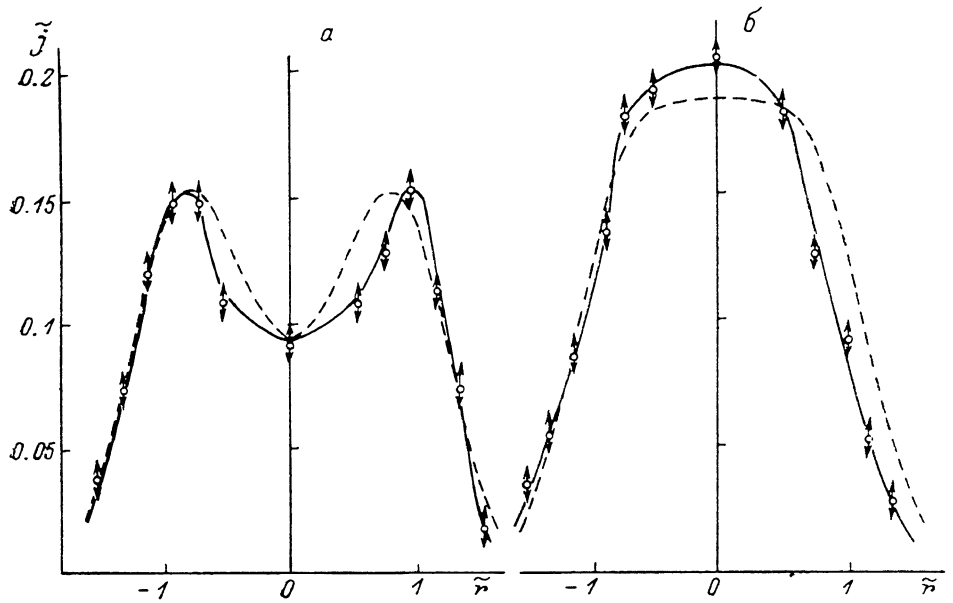

Рис. 1. Распределение интенсивности $\tilde{J}=j/j_p$ в поперечном сечении излучения неодимового лазера за образцом n-InP на расстоянии $z=55$ мм в момент времени, соответствующий максимуму в падающем импульсе.

Сплошные линии — эксперимент, штриховые — теория. Поляризация: *а* — линейная, *б* — циркулярная. $j_p=8$ МВт/см².

ния интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка после прохождения тонкой клиновидной пластинки n-InP ($h=650$ мкм) на расстоянии 55 мм от выходной поверхности образца. Методика регистрации, обработка полученных данных и условия эксперимента (образец, температура, геометрия) были аналогичны описанным в [1], но и в отличие от [1] измерения были проведены для излучения как с линейной, так и с циркулярной поляризациями. На рис. 1 показаны экспериментальные и расчетные распределения интенсивности прошедшего пучка в момент времени, соответствующий пиковому значению интенсивности в падающем на образец пучке для линейной (*а*) и циркулярной (*б*) поляризаций. Расчетные кривые построены с использованием теории самодефокусировки гауссова пучка тонкой нелинейной полупроводниковой пластинкой по формулам работы [1], модифицированным с учетом начальной расходимости падающего на образец лазерного пучка. Параметры в теоретическом расчете подбирались из условия наилучшего согласия с экспериментом. Это дало $a=2\tau_{и}/\tau_{э}=10$, $\mu_{л}=14$ и $\mu_{ц}=7.8$, где

$$\mu_{л,\,ц}=\frac{\lambda e^2\tau_{и}(1-R)^2}{4c^2N_0m^*\hbar\omega\alpha_0}\left(1-e^{-2\alpha_0 h}\right)j_{p\,л,\,ц}^2. \qquad (2)$$

Таким образом, величина ЛЦД двухфотонного поглощения излучения неодимового лазера в InP оказалась равной $\beta_{л}/\beta_{ц}=\mu_{л}/\mu_{ц}=1.8$, что значительно превышает соответствующую величину в InSb (1.1 по данным [2]) и GaAs (1.5 по данным [3, 4]).

Мы вычислили значение ЛЦД, воспользовавшись теорией ДФП в кристаллах $A^{III}B^{V}$, развитой в [3, 6] в рамках двухзонной модели Кейна для произвольного соотношения параметров $2\hbar\omega - E_g$, E_g и Δ (Δ — величина спин-орбитального расщепления валентной зоны). Зонная структура кристалла в этой модели сферически симметрична, и в коэффициенте ДФП отсутствует линейный дихроизм ($a_3=0$, $\beta_л/\beta_ц=a_1/a_2$). При $2\hbar\omega=2.34$ эВ, $E_g=1.35$ эВ и $\Delta=0.1$ эВ расчет дает $\beta_л/\beta_ц=1.502$, что весьма близко к значению $\beta_л/\beta_ц=1.526$, полученному по простой формуле, следующей из этой модели при $\Delta=0$ [6].

Отметим, что экспериментальное значение ЛЦД довольно существенно превышает расчетное, что имело место и для GaAs [3, 4]. В [3, 4] этот факт был объяснен неучетом в теории ДФП лежащих ниже и выше энергетических зон, учет которых приводит, вообще говоря, к анизотропии энергетического спектра кристалла и константы ДФП [$a_3 \neq 0$ в формуле (1)]. Анизотропия ДФП при линейной поляризации излучения действительно наблюдалась в GaAs [3, 4]. Соответствующие эксперименты в нашем случае не дали сколько-нибудь заметного изменения эффекта самодефокусировки при повороте вектора линейной поляризации излучения, падающего на пластинку InP в направлении [001]. Этот факт, по-видимому, позволяет утверждать, что для кристаллов InP учет лежащих ниже и выше зон не приводит к анизотропии энергетического спектра, но весьма существен для получения правильной расчетной величины ЛЦД.

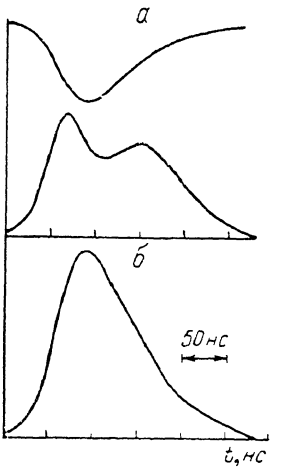

Рис. 2. Временны́е формы импульсов излучения, прошедшего через диафрагму диаметром 30 мкм, расположенную на расстоянии $z=55$ мм за образцом.

Вверху показана временна́я форма падающего на образец импульса излучения. Поляризация: *а* — линейная, *б* — циркулярная.

Значительная величина ЛЦД ДФП в кристалле n-InP довольно ярко проявляется в искажении временно́й формы лазерного импульса, прошедшего после образца через диафрагму диаметром 30 мкм. На рис. 2 показаны осциллограммы прошедших импульсов для линейной (*а*) и циркулярной (*б*) поляризации излучения при $j_0=8$ МВт/см^2. Видно, что для линейной поляризации излучения временна́я форма прошедшего импульса сильно искажена по сравнению с формой падающего импульса из-за эффекта самодефокусировки, в то время как при циркулярной поляризации излучения искажения временно́й формы прошедшего импульса практически нет.

Авторы выражают признательность Е. Л. Ивченко за полезное обсуждение затронутых в работе вопросов.

Литература

[1] Арешев И. П., Субашиев В. К., Фараджев Б. Г. Динамика самодефокусировки излучения неодимового лазера в кристаллах n-InP. — ФТП, 1987, т. 21, в. 5, с. 893—899.
[2] Данишевский А. М., Ивченко Е. Л., Кочегаров С. Ф., Степанова М. И. Зависимость коэффициента двухфотонного поглощения от поляризации света в полупроводниках кубической симметрии. — Письма ЖЭТФ, 1972, т. 16, в. 11, с. 625—628.
[3] Дворников Д. П., Ивченко Е. Л., Першин В. В., Ярошецкий И. Д. Нелинейное поглощение света в кристаллах $A^{III}B^{V}$. — ФТП, 1976, т. 10, в. 12, с. 2308—2315.
[4] Дворников Д. П., Ивченко Е. Л., Ярошецкий И. Д. Линейно-циркулярный дихроизм в кристаллах $A^{III}B^{V}$ вблизи края двухфотонного поглощения. — ФТП, 1978, т. 12, в. 8, с. 1571—1575.
[5] Данишевский А. М., Ивченко Е. Л., Кочегаров С. Ф., Степанова М. И. Линейно-циркулярный двухфотонный дихроизм в вырожденном антимониде индия. — Письма ЖЭТФ, 1972, т. 17, в. 4, с. 181—183.
[6] Ивченко Е. Л. Новые оптические явления в полупроводниках со сложной зонной структурой. — Автореф. докт. дис. Л., 1981.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 7.04.1987
Принято к печати 21.07.1987