

открывает возможность непосредственного определения τ_{11} по сигналу в методе ФДС в дополнение к методике, изложенной в работе [5]. Заметим также, что изменение формы сигнала сопровождается смещением положения максимума.

Для образца на рисунке, b оно составляет ~ 70 мкс, или (в отн. ед.) $\sim 10\%$. Экспериментальные исследования в этой области находятся в стадии завершения.

Список литературы

- [1] Voccaro A. C., Fournier D., Badoz J. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. N 2. P. 130—132.
- [2] Fournier D., Voccaro A. C., Skumanich A., Amer N. M. // J. Appl. Phys. 1986. V. 47. N 3. P. 787—795.
- [3] Зуев В. В., Петровский А. Н., Сальник А. О. // Высокочистые вещества. 1988. № 2. С. 213—216.
- [4] Зуев В. В., Петровский А. П., Сальник А. О. // Теплофизика высоких температур. 1988. № 6. С. 1033—1035.
- [5] Pelz J., Fournier D., Voccaro A. C. // Techn. Dig. 5 Int. Top. Meeting on Photoacoustic and Photothermal Phenomena. Heidelberg, 1987. P. 241—244.

Московский
инженерно-физический институт

Получено 5.04.1990
Принято к печати 6.06.1990

ФТП, том 24, вып. 11, 1990

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ НА КРАЕВУЮ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ n -InP

Коршунов Ф. П., Радауцан С. И., Соболев Н. А., Тигиняну И. М.,
Кудрявцева Е. А., Урсу В. А., Цыпленков И. Н., Ламм В. Н.,
Шераухов В. А.

В работе [1] сообщалось об обнаружении двух полос фотолюминесценции (ФЛ) при 1.305 и 1.392 эВ ($T=4.2$ К) в облученных быстрыми электронами объемных монокристаллах n -InP. Предполагалось, что они обусловлены собственными дефектами решетки. Для получения дополнительной информации о природе центров, ответственных за упомянутые полосы ФЛ, в данной работе исследуются спектры ФЛ номинально не легированных эпитаксиальных слоев n -InP, обладающих низким уровнем неконтролируемого примесного фона, после облучения электронами с энергией 3.5—4 МэВ. Концентрация и подвижность электронов в слоях n -InP, полученных из газовой фазы по методике, описанной в [2], при 77 К составляли $2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ и $7.8 \cdot 10^4$ см 2 /(В·с) соответственно. Облучение флюенсами электронов $1 \cdot 10^{15}$ — $3 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$ проводилось при комнатной температуре. ФЛ возбуждалась при $T=4.2$ К светом аргонового лазера, анализировалась решеточным монохроматором и регистрировалась охлаждаемым ФЭУ с фотокатодом типа С-1.

На рис. 1 представлены спектры ФЛ слоев n -InP в экситонной области до и после электронного облучения. В исходных образцах доминирует люминесценция свободных экситонов (X) и экситонов, связанных на нейтральных и заряженных донорах (D^0X и D^+X) [3]. Помимо основного состояния ($n=1$) наблюдается первое возбужденное состояние ($n=2$) свободного экситона. Проявляются также экситоны, связанные на мелких акцепторах (A^0X) [3], хотя интенсивность линий A^0X на 2 порядка величины меньше интенсивности линий X и D^0X . Кроме перечисленных пиков, в спектре ФЛ присутствуют широкая полоса с максимумом при 1.40 эВ и несколько узких линий в более длинноволновой области (рис. 2). Дублет вблизи 1.333 эВ является, по-видимому, LO-фононным повторением дублета вблизи 1.377 эВ. Природа дублета, а также двух слабых линий при 1.3445 и 1.3392 эВ не ясна и требует дополнительных

исследований. Отметим, что интенсивность дублета сверхлинейно зависит от плотности возбуждения.

Как видно из рис. 1 и 2, с одной стороны, электронное облучение приводит к уменьшению интенсивности наблюдавшихся линий и полос ФЛ, что обусловлено созданием центров безызлучательной рекомбинации радиационного происхождения. Интенсивность линий экситонов, связанных на мелких примесях, падает не только по абсолютной величине, но и относительно линии свободного экситона (рис. 1), что представляется нам доказательством эффективного взаимодействия неконтролируемых примесных центров с собственными радиационными дефектами в InP. Наблюдаемое уширение экситонных пиков с ростом флюенса облучения является, по-видимому, следствием влияния случайных электрических полей, создаваемых заряженными радиационными дефектами. С другой стороны, электронное облучение приводит к появлению двух новых полос при 1.306 и 1.392 эВ, отмеченных нами в работе [1]. В эпитаксиальных

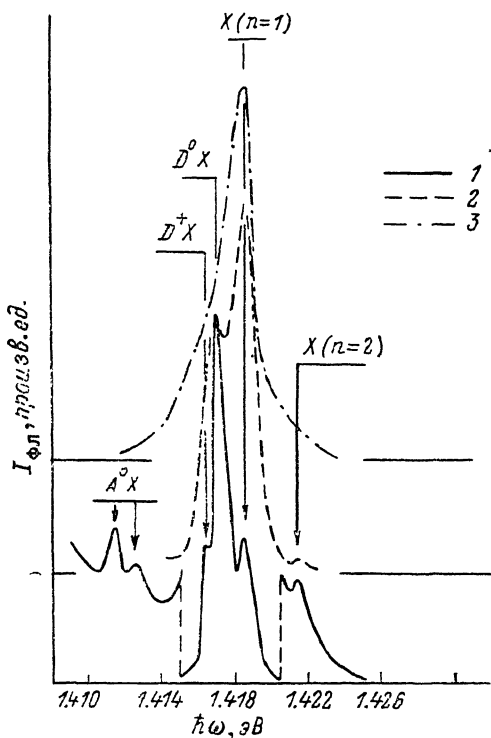


Рис. 1. Спектры ФЛ слоев n -InP, облученных электронами, в экситонной области. $T=4.2$ К. D , см^{-2} . 1 — 0, 2 — $1 \cdot 10^{15}$, 3 — $1 \cdot 10^{16}$.

слоях данные полосы разрешаются лучше, чем в исследуемых ранее объемных кристаллах [1], что связано с гораздо более низким примесным фоном слоев.

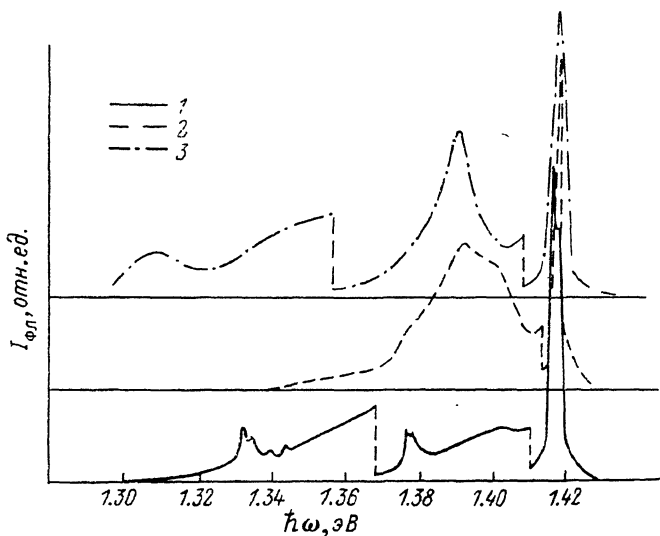


Рис. 2. Спектры ФЛ слоев n -InP, облученных электронами. $T=4.2$ К. D , см^{-2} : 1 — 0, 2 — $1 \cdot 10^{15}$, 3 — $1 \cdot 10^{16}$.

В заключение рассмотрим вкратце вопрос о возможной природе полос ФЛ при 1.306 и 1.392 эВ. С учетом того, что данные полосы связаны с разупорядоче-

нием решетки (рис. 2), а также с избытком индия в образцах [4], их вполне можно приписать двухзарядному антиструктурному дефекту In_p . Отметим, что аналогичная ситуация наблюдается в обогащенном галлием арсениде галлия [5, 6], причем наилучшее разрешение полос, связанных с дефектом Ga_{As} , происходит в чистых слоях, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [6].

Список литературы

- [1] Коршунов Ф. П., Радауцан С. И., Соболев Н. А., Тигиняну И. М., Урсаки В. В., Кудряцева Е. А. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1581—1583.
- [2] Иванютин Л. А., Кутубидзе Б. В., Ламм В. Н., Микаэлян В. М., Попов В. П., Цыпленков И. Н. // Электрон. техн. Сер. Материалы. 1981. № 6. С. 20—22.
- [3] Skolnic M. S., Dean P. J. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1982. V. 15. P. 5863—5874.
- [4] Пышная Н. Б., Радауцан С. И., Тигиняну И. М., Урсаки В. В. // ЖПС. 1988. Т. 29. В. 2. С. 312—314.
- [5] Георгбизани А. Н., Тигиняну И. М. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 3—15.
- [6] Лубышев Д. И., Мигаль В. П., Пресображенский В. В., Чалдышев В. В., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 10. С. 1913—1916.

Институт прикладной физики
АН МССР
Кишинев

Институт физики твердого тела
и полупроводников АН БССР
Минск

Получено 18.06.1990
Принято к печати 21.06.1990

ФТП, том 24, вып. 11, 1990

НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ШУМ В ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Фукс Б. И.

Удовлетворительной исходящей из первых принципов идеи объяснения шума $1/f$ в полупроводниках нет. Имеющиеся объяснения основаны на специальных моделях, реальность которых подтверждает лишь само наличие шума [1—3]. Идея данной статьи: шумовой спектр типа $1/f$ возникает в полупроводниках под влиянием кулоновских барьеров различной мощности, окружающих центры захвата и вызывающих экспоненциально широкое распределение времен перезарядки этих центров свободными носителями. Цель статьи — на нескольких принципиальных примерах продемонстрировать реальность этой общей идеи, основываясь лишь на фундаментальных свойствах случайного кулоновского поля. Такой подход наиболее предпочтителен, поскольку шум $1/f$ в полупроводниках — явление исключительно частое и воспринимается как их общее неотъемлемое свойство.

1) Фундаментом излагаемых в дальнейшем физических аргументов служит анализ объемной ситуации, основанный на результатах работы [4]. В [4] показано, что в случайном кулоновском поле из-за квантовой локализации электронов на мелкомасштабных скоплениях притягивающих центров, попавших внутрь крупномасштабных отталкивающих флуктуаций, вблизи края разрешенной зоны имеется много локализованных состояний, определяемых с помощью двухпараметрической плотности состояний $N(\epsilon, \epsilon')$ при $\epsilon' > \epsilon$ (ϵ — полная энергия связи электрона, отсчитанная от среднего положения дна зоны проводимости, ϵ' — энергия его связи на мелкомасштабном скоплении), равной

$$N(\epsilon, \epsilon') \approx \rho_{\text{кв}}(\epsilon') P(\epsilon' - \epsilon), \quad (1)$$

где $\rho_{\text{кв}}(\epsilon')$ — плотность квантовых состояний, $P(\epsilon' - \epsilon)$ — вероятность классического подъема дна зоны проводимости на $\epsilon' - \epsilon$. В термоактивном