

P, МПа	V, см ³ /г							
	115 К		120 К		125 К		130 К	
	(11)	[1]	(11)	[1]	(11)	[1]	(11)	[1]
4,5	0,8171	0,8166	0,8431	0,8433	0,8730	0,8730	0,9084	0,9114
2,5	—	—	—	—	—	—	0,9339	0,9323
2,0	—	—	—	—	0,8920	0,8929	0,9363	0,9385
1,5	—	—	0,8600	0,8600	0,8965	0,8972	0,9433	0,9453
1,0	0,8326	0,8317	0,8634	0,8632	0,9012	0,9018	0,9510	0,9528
0,5	0,8351	0,8342	—	—	0,9062	0,9066	0,9593	0,961
0,1	0,8371	0,8362	0,8697	0,8695	0,9105	0,911	0,9660	0,968
-1,0	0,8431	0,8421	0,8781	0,8775	0,9236	0,924	0,9929	0,993
-3,0	0,8554	0,854	0,8964	0,895	0,9560	0,955	—	—
-5,0	0,8701	0,869	0,9211	0,919	—	—	—	—
-8,0	0,9011	0,899	—	—	—	—	—	—

веденным в таблице. Горизонтальные линии в таблице соответствуют условиям равновесия жидкость — пар, ниже их — метастабильные состояния. Среднее квадратичное отклонение составляет 0,14% (с учетом изотермы 140 К — 0,32%), максимальное отклонение не превышает 0,3%. При расчетах использовались критические данные из [7], параметр B определен на основе формулы (6) ($B=1,732$). Единственный параметр, который найден подбором, — это l . Оптимальное значение $l=1,19$ весьма близко к среднему значению $l=1,2$.

Изложенное позволяет сделать вывод, что рассматриваемый подход обеспечивает хорошее количественное описание области состояний вещества, труднодоступной для исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Скрипов В. П. и др. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. М.: Атомиздат, 1980. [2] Анисимов М. А. УФН, 1974, 114, № 2, с. 249. [3] Davis B. W., Rice O. K. J. Chem. Phys., 1967, 47, N 12, p. 5043. [4] Hall K. R., Eubank Ph. T. Ind. Eng. Chem., Fundam., 1976, 15, N 4, p. 323. [5] Riedel L. Chemie—Ing. — Techn., 1954, 26, N 5, p. 259. [6] Филиппов Л. П. Подобие свойств веществ. М.: Изд-во МГУ, 1978. [7] Анисимов М. А. и др. ЖЭТФ, 1974, 66, с. 742.

Поступила в редакцию
05.07.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 3

УДК 621.385.833

ТЕМПЕРАТУРНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-СТИМУЛИРОВАННОЙ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ GaN:Zn

Г. А. Перловский, С. К. Обыден, Г. В. Сапарин, С. И. Попов

(кафедра электроники)

В работах [1, 2] описан эффект активации локальной катодолюминесценции (КЛ) GaN:Zn. При непрерывном облучении электроярным пучком i -области $i-n$ структуры на основе GaN:Zn наблюдался

рост полосы КЛ с максимумом при $\hbar\omega = 2,87$ эВ. Интенсивность излучения ($I_{\text{кл}}$) возрастала на 1,5—2 порядка по сравнению с интенсивностью в начальный период облучения. После прогрева образца до температуры 450—500 К и отжига в таких условиях в течение нескольких минут интенсивность $I_{\text{кл}}$ облученных участков спадала до уровня необлученных, и весь цикл активации мог быть осуществлен повторно. Наша работа посвящена количественному исследованию температурной динамики эффекта активации КЛ в $i-n$ структуре на основе GaN:Zn в диапазоне температур 300—450 К.

При воздействии на $i-n$ структуру GaN:Zn электронным пучком высокой плотности (~ 200 А/см²) в объекте происходят качественные изменения, сопровождающиеся увеличением квантового выхода КЛ в облученных участках. Для количественной характеристики этого состояния введем понятие уровня активации β , который определим следующим образом:

$$\beta = \frac{I_0 - I_{\text{но}}}{I_{\text{но}}}, \quad (1)$$

где I_0 и $I_{\text{но}}$ — интенсивности КЛ облученных и необлученных участков соответственно.

Уменьшение уровня активации со временем и ускорение релаксации с ростом температуры указывает на температурную зависимость скорости перехода объекта в равновесное состояние. Поэтому можно записать, что $\beta = \beta(T, t)$, где T — абсолютная температура, t — время. Получая семейство кривых $\beta|_{T=\text{const}}(t)$, можно определить зависимость времени релаксации системы от температуры и на основании этого делать предположения о физическом механизме процесса активации. Постановка такого эксперимента предполагает активацию образца до насыщения при температуре, для которой можно пренебречь релаксацией, мгновенное повышение температуры, ее стабилизацию и затем измерение зависимости $\beta|_{T=\text{const}}(t)$. В реальных условиях температура может подниматься только с конечной скоростью по закону $T = T(t)$. При этом величина $\beta = \beta(T(t), t)$ становится функционалом температуры, зависящим от времени. Это обстоятельство должно быть учтено в эксперименте.

Целью данной работы явилось получение кривых $\beta|_{T=\text{const}}(t)$ и расчет по ним зависимости времени релаксации от температуры.

Регистрируемую интенсивность $I_{\text{кл}}$ активированных участков при постоянной температуре T_0 можно представить в следующем виде:

$$I(T_0, t) \sim \eta(T_0, t) = \chi_0(T_0) \beta|_{T=\text{const}}(t) + \chi_{\text{но}}(T_0),$$

где η — квантовая эффективность материала; $\chi_0(T_0)$ и $\chi_{\text{но}}(T_0)$ — коэффициенты, определяющие температурное (обратимое) тушение КЛ для облученных и необлученных областей; $\beta|_{T=\text{const}}(t)$ — множитель, определяющий необратимое тушение КЛ с учетом зависимости уровня активации от температуры и времени, в течение которого объект находился при заданной температуре T_0 .

Сильное уменьшение $I_{\text{кл}}$ с ростом температуры из-за температурного (обратимого) тушения делает затруднительным измерение прямыми методами уровня активации β при температуре $T > 400$ К. Поэтому для измерения β был предложен метод изохронного отжига. Исследуемый участок образца активировался до насыщения при комнатной температуре, а затем образец нагревался до определенной температуры с максимальной скоростью роста $T(t)$, и температура стабилизировалась в течение времени t_1 . После быстрого охлаждения до

комнатной температуры измерялась величина I_0 . Затем, после новой активации до насыщения, образец нагревался с той же скоростью до той же температуры, и температура стабилизировалась. Через время $t_2 > t_1$ образец охлаждался до 300 К и регистрировалась величина I_0 и т. д. По формуле (1) вычислялись значения $\beta|_{T=\text{const}}(t)$. Так как для каждого измерения повышение температуры происходило по одному и тому же закону, регистрировался спад уровня активации от одного и того же его значения в точке стабилизации при постоянной температуре. Для повышения точности на образце активировались три точки, и в качестве I_0 брался усредненный по трем точкам результат. Чтобы свести к минимуму влияние анализирующего электронного пучка на уровень активации, измерения проводились в растровом электронном микроскопе (РЭМ) посредством однократного сканирования исследуемой площади объекта и записи результатов с помощью запоминающего осциллографа. Горизонтальная развертка осциллографа была

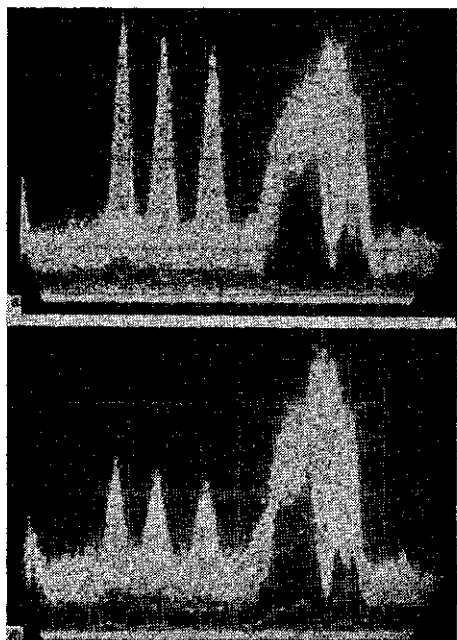


Рис. 1. Гистограммы распределения интенсивности КЛ активированных участков при комнатной температуре до отжига (а) и после отжига в течение 100 с при температуре 370 К (б)

засинхронизирована со строчной разверткой РЭМ, а сигнал КЛ подавался на вход Y . В этом случае на экране осциллографа получались гистограммы $I_{\text{кл}}$ светящейся точки по профилю ее поперечного сечения (рис. 1, а, б).

В результате экспериментов было построено семейство кривых $\hat{\beta}|_{T=\text{const}}(t)$, изображенных на рис. 2, где $\hat{\beta}|_{T=\text{const}}(t) = \beta|_{T=\text{const}}/\beta_{\text{max}}$ — нормированный уровень активации.

Для расчета по этим кривым времени релаксации необходимо сделать дополнительные предположения. Пусть скорость релаксации системы зависит только от температуры и степени неравновесности, которая в нашем случае характеризуется значением β , т. е.

$$\frac{d\beta}{dt} = B(T, \beta).$$

Сделаем также предположение о характере релаксации. Пусть она происходит по экспоненциальному закону:

$$\frac{d\beta}{dt} = -\frac{1}{\tau(T)} \beta(t), \quad (2)$$

где $\tau(T)$ — время релаксации системы, зависящее от температуры.

Для определения $\tau(T)$ мы использовали два метода. Первый — получение τ из кривых спада уровня активации при постоянной температуре (см. рис. 2):

$$\beta(t) = \beta_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau(T_0)}\right).$$

тогда

$$\tau(T_0) = \left(\frac{d}{dt} \ln \frac{\beta_0}{\beta(t)} \right)^{-1}.$$

Второй способ — вычисление τ по измеренной зависимости β от времени (рис. 3, кривая 1) при условии, что закон изменения (роста) температуры $T(t)$ от времени известен (рис. 3, кривая 2). Тогда из (2) имеем

$$\tau(T) = -\beta(t) \left(\frac{d\beta}{dt} \right)^{-1}.$$

Зная закон изменения $T(t)$, можно получить обратную зависимость $t=t(T)$. Тогда выражение для τ запишется в виде

$$\tau(T) = \frac{\beta(t(T))}{\frac{d}{dt} \beta(t(T))}.$$

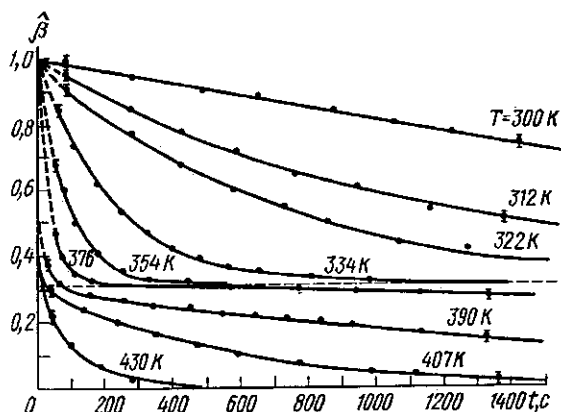


Рис. 2. Зависимость нормированного уровня активации от времени для различных фиксированных температур

По данным графиков (см. рис. 2, 3) была рассчитана зависимость времени релаксации от температуры. Результаты расчетов приведены на рис. 4. Наличие на графиках зависимости $\beta(T)$ плато (см. рис. 3) и асимптоты (см. рис. 2) позволяет говорить о существовании двух времен релаксации. Поэтому нормированную зависимость уровня активации от времени при постоян-

ной температуре можно представить в виде

$$\hat{\beta}|_{T=T_0}(t) = \hat{\beta}_{10} \exp\left(-\frac{t}{\tau_1(T_0)}\right) + \hat{\beta}_{20} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2(T_0)}\right),$$

где τ_1 — время релаксации для быстро спадающей компоненты уровня активации, τ_2 — время релаксации для медленно спадающей компоненты уровня активации, $\hat{\beta}_{10}$, $\hat{\beta}_{20}$ — амплитудные значения нормированного уровня активации быстрой и медленной компоненты соответственно ($\hat{\beta}_{10} = 0,69 \pm 0,01$, $\hat{\beta}_{20} = 0,31 \pm 0,01$).

Каждое из времен релаксации можно связать с соответствующей характерной энергией активации, причем эти времена можно представить в виде

$$\tau_1(T) = \tau_1^{300} \exp\left(\frac{E_1}{kT} \frac{T_0 - T}{T_0}\right),$$

$$\tau_2(T) = \tau_2^{300} \exp\left(\frac{E_2}{kT} \frac{T_0 - T}{T_0}\right),$$

где τ_1^{300} , τ_2^{300} — времена релаксации для быстро и медленно спадающей компоненты при комнатной температуре $T_0 = 300$ К. Результаты расчета по экспериментальным кривым (см. рис. 4) дают для τ_1^{300} и τ_2^{300} следующие значения: $\tau_1^{300} = 2,5 \cdot 10^3$ с, $\tau_2^{300} = 1,5 \cdot 10^7$ с. После логарифмирования этих зависимостей были рассчитаны энергии E_1 и E_2 ($E_1 = 0,59 \pm 0,05$ эВ, $E_2 = 1,0 \pm 0,2$ эВ).

Зная зависимость нормированной интенсивности $I_{кл}$ от температуры при температурном (обратимом) тушении, можно определить энергию излучающего уровня [3]. Такую зависимость для активированных участков можно получить при максимальной скорости роста температуры от времени (в нашем случае 1 град/с), когда релаксацией можно пренебречь. В координатах $(\ln I, T^{-1})$ эта зависимость должна изображаться прямой, по наклону которой можно определить энергию излучающего уровня.

Результаты измерений для активированных и неактивированных областей в пределах ошибок измерений совпали (см. рис. 4). Энергия излучающего уровня для активированных и неактивированных обла-

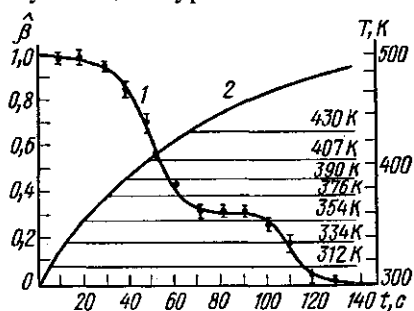


Рис. 3. Зависимость нормированного уровня активации от времени (1) при непрерывном росте температуры (2)

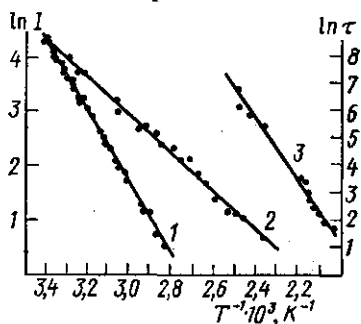


Рис. 4. Зависимость логарифма интенсивности КЛ для облученных и необлученных областей (1) и логарифма времени релаксации для быстро (2) и медленно (3) спадающей компоненты уровня активации от обратной температуры

стей оказалась равной $E = 0,56 \pm 0,05$ эВ, что совпало с результатами спектральных измерений [1] и в пределах ошибок измерений совпало с характерной энергией E_1 , соответствующей времени релаксации τ_1 для быстро спадающей компоненты уровня активации.

Используя полученные экспериментальные данные, можно выдвинуть некоторые предположения, качественно объясняющие наблюдаемое явление. Равенство энергий излучающих уровней для активированных и неактивированных областей указывает на одинаковую природу излучающих центров в обоих случаях. При этом процесс активации (т. е. возрастание квантовой эффективности материала) можно интерпретировать как рождение новых центров люминесценции. Эффективному созданию новых центров при условии, что i -слой полностью скомпенсирован или даже имеет проводимость p -типа, соответствует процесс деионизации атомов акцепторной примеси при взаимодействии их с электронами первичного пучка. Такая деионизация эквивалентна заполнению акцепторного уровня дырками, что приводит к повышению вероятности излучательной рекомбинации через этот уровень. Процесс релаксации после прекращения облучения связан с ионизацией примесных центров посредством захвата ими электронов из валентной зоны. Для больцмановского распределения электронов по энергиям релаксация будет происходить по экспоненциальному закону с характерным временем, определяемым энергией излучающего уровня. В нашем случае это соответствует времени релаксации τ_1 . Релаксацию «медленной» компоненты уровня активации мож-

но связать с наличием глубокого уровня, отстоящего на величину E_2 от дна зоны проводимости и соответствующего центрам захвата электронов. Заполнение этого уровня электронами в процессе облучения приводит к эффективному уменьшению концентрации центров безызлучательного захвата. После прекращения возбуждения освобождение захваченных электронов и вследствие этого рост концентрации безызлучательных центров будет происходить по экспоненциальному закону с характерным временем τ_2 , определенным энергией рассматриваемого уровня.

Время хранения активированного состояния

β	T, °C					
	0	20	40	60	80	100
4	35 лет	2 года	70 сут	6 сут	20 ч	3,5 ч
3	40 лет	2,2 года	75 сут	7 сут	22 ч	4 ч
2	50 лет	2,7 года	80 сут	8,5 сут	1 сут	5 ч
1	65 лет	3,4 года	100 сут	10 сут	1,5 сут	6 ч

Так как акцепторный и ловушечный уровни находятся на большой глубине в запрещенной зоне, то активированное состояние может сохраняться очень долго. В таблице приводятся времена хранения активированного состояния, рассчитанные для различных конечных значений уровня активации в интервале температур $0 \div 100^\circ \text{C}$. Расчет проводился на основании измеренных значений τ_1^{300} , τ_2^{300} , E_1 , E_2 . Экспериментально было подтверждено сохранение активированного состояния в течение 25 мес с момента активации при комнатной температуре.

В заключение выражаем благодарность М. В. Чукичеву и И. Ф. Четвериковой за предоставленные образцы и полезные замечания по интерпретации результатов экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Сапарин Г. В. и др. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1983, 24, № 3, с. 56. [2] Сапарин Г. В. и др. Препринт № 06/1983, физ. фак. МГУ. М., 1983. [3] Гурвич А. М. Введение в физическую химию кристаллофосфоров. М.: Высшая школа, 1971, с. 31.

Поступила в редакцию
06.09.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 3

УДК 539.129

РОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ ПАРЫ НЕЙТРИНО В ПОСТОЯННОМ ВНЕШНЕМ ПОЛЕ

М. Ю. Книжников, А. В. Татаринцев

(кафедра теоретической физики)

Рассмотрение вопросов влияния внешних полей на характер взаимодействия элементарных частиц является важным аспектом квантовой электродинамики. Лептонные процессы, запрещенные в вакууме, но протекающие под действием внешних полей, вызывают сей-