

Вакуумная, плазменная и квантовая электроника

УДК 621.383

К.К. Боль, В.А. Москалюк, канд.техн.наук

Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»,
ул. Политехническая, 16, каб.419, Киев, 03056, Украина.

Импульсные транспортные свойства тринитридов

Используя релаксационные уравнения баланса энергии, импульса и заселенности долин проведено моделирование нестационарного эффекта «всплеска» скорости дрейфа в тринитридах ($A^{III}N$). Показана возможность многократного превышения скорости над стационарными значениями. Библ.5, рис. 3, табл.1.

Ключевые слова: многодолинные полупроводники, нитриды алюминия, галлия, индия, «всплеск» дрейфовой скорости, времена релаксации импульса, энергии, междолинной релаксации.

Введение

Технологическое освоение новых полупроводниковых материалов, таких как тринитриды, отличающихся большей шириной запрещенной зоны и соответственно большими междолинными расстояниями, требует, особенно для высокочастотных и импульсных применений, более обстоятельного анализа быстродействия физических процессов. Представленный ниже график показывает устойчивое возрастание «максимальной» частоты нитрид-галлиевых HEMTs на протяжении многих лет.

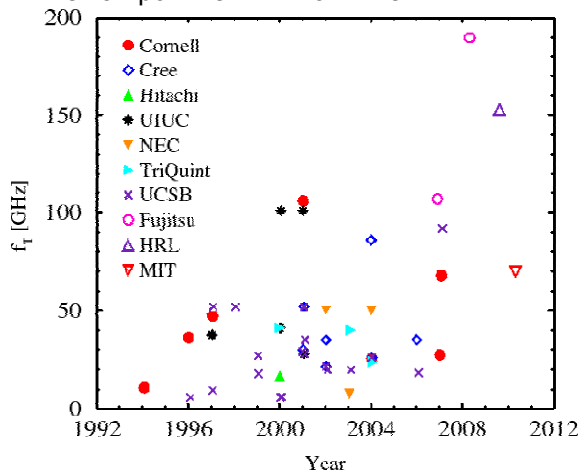


Рис. 1. Тенденция изменения частотного диапазона работы гетероструктурных нитрид-галлиевых транзисторов на протяжении десяти лет

Основные релаксационные свойства электронного коллектива полупроводников, а значит и их кинетические и динамические параметры, такие как подвижность, реакцию на импульсные и высокочастотные поля и т.п., моделируются преимущественно численным методом Монте-Карло. В предыдущей работе [1] авторы показали пригодность релаксационных уравнений для моделирования такого известного [2] динамического явления как «всплеск» скорости дрейфа, а также некорректность их использования в [3]. Здесь приведены результаты исследования переходных процессов дрейфа при включении электрического поля для тринитридов ($A^{III}N$).

1. Релаксационные уравнения

Обычно релаксационные уравнения для полного импульса, суммарной энергии и концентрации электронов в двухдолиной модели ($i \neq j$, $i, j = 1, 2$) получаются усреднениями из кинетического уравнения Больцмана и имеют вид

$$\frac{d(n_i \bar{p}_i)}{dt} - e n_i \bar{E} = -\frac{n_i \bar{p}_i}{\tau_{p_i}} \quad (1)$$

$$\frac{d(n_i E)}{dt} - e n_i \bar{v}_i \bar{E} = -\frac{n_i (E - E_0)}{\tau_{E_i}} \quad (2)$$

$$\frac{dn_j}{dt} = -\frac{n_i}{\tau_{n_{ij}}} + \frac{n_j}{\tau_{n_{ji}}} \quad (3)$$

$$\frac{dn_j}{dt} = -\frac{n_j}{\tau_{n_{ji}}} + \frac{n_i}{\tau_{n_{ij}}} \quad (4)$$

Здесь τ_p и τ_E – соответственно времена релаксации импульса и энергии, $\tau_{n_{ij}}$ и $n_i/\tau_{n_{ij}}$ – концентрационные времена междолинной релаксации, которые могут быть найдены через времена релаксации импульса при междолинном рассеянии, определяемые из статических поле-скоростных и поле-температурных характеристик, как это сделано в [3], либо из аналитических соотношений, полученных из усредне-

ния скоростей различных механизмов рассеяния [4, 5].

Для многодолинных полупроводников уравнения (1) и (2) необходимо решать для каждой долины, а результаты усреднять с учетом распределения электронов по долинам.

Здесь важно, что все времена релаксации являются функциями электронной температуры, являющейся мерой энергии хаотического движения $E_t = 3kT_e/2$, поэтому при использовании уравнения (2) необходимо иметь в виду, что энергия E включает в себя как энергию хаотического теплового движения E_t , так и энергию направленного дрейфового движения $E_{di} = m_i^* v_i^2/2$, которые в сильных полях соизмеримы по величине.

Вычитая из (2) уравнение энергии дрейфового движения, которое легко получить умножением уравнения баланса импульса (1) на дрейфовую скорость, получим уравнение баланса только для тепловой энергии

$$\frac{d(n_i E_{ti})}{dt} = -\frac{n_i (E_{ti} - E_0)}{\tau_{Ei}} + \frac{n_i E_{di}}{\tau_{Ei}} \left(\frac{2\tau_{Ei}}{\tau_{pi}} - 1 \right), \quad (5)$$

Здесь $E_0 = 3kT/2$ – равновесная тепловая энергия, $2\tau_{Ei}/\tau_{pi} = \gamma_i$ – параметр, который определяет эффективность перехода энергии дрейфа в тепловую и зависит от степени неупругости соударений. Для электронной температуры, являющейся мерой энергии хаотического движения $E_{ti} = 3kT_e/2$, уравнение (5) с учетом того, что скорость дрейфа $v = \mu E = (e\tau_p/m_c^*)E$, приобретает вид

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{T_e - T}{\tau_E} + \frac{m^* \mu^2 E^2}{3k\tau_E} (\gamma - 1). \quad (6)$$

В статическом поле уравнение (6) превращается в равенство

$$\frac{T_e}{T} - 1 = \frac{m^* \mu^2 E^2}{3kT} (\gamma - 1), \quad (7)$$

которое и определяет поле-температурную характеристику, т.е. связь электронной температуры и напряженности электрического поля. Вычисление температуры как функции напряженности в явном виде затруднено из-за сложной зависимости времен релаксации импульса и энергии от электронной температуры.

Здесь надо заметить, что обратные времена релаксации в каждой долине находятся суммированием обратных времен для разных механизмов рассеяния. Средние по долинам подвижность и омическая эффективная масса определяются для двухдолинной модели из соотношений

$$\mu = b_i \mu_i + b_j \mu_j, \quad (8)$$

$$\sqrt{m^*} = b_i / m_i^* + b_j / m_j^*, \quad (9)$$

где $b_i = n_i / (n_i + n_j)$, $b_j = 1 - b_i$ – нормированные концентрации (заселенности долин). Для их нахождения необходимо использовать уравнения (3) и (4).

Среднее по долинам время релаксации импульса находится, как обычно, из поле-скоростной характеристики, или из результирующей подвижности

$$\tau_p = \mu m^* / e \quad (10)$$

а среднее время релаксации энергии, в отличие от [3], из поле-температурной характеристики

$$\tau_E = \tau_p / 2 + 3k(T_e - T) / 2e\mu E^2. \quad (11)$$

Описанные уравнения использовались для моделирования эффекта "всплеска" в нитридах алюминия, галлия и индия гексагональной и кубической модификаций, начальные параметры которого, кроме энергии фононов, выбирались такими же, как и в [3]. Целью исследования является влияние баллистических эффектов как на импульсные свойства проводимости (высота и длина импульса скорости дрейфа), так и пространственное распределение скорости. Для скачкообразного во времени электрического поля, которое изменяется от нулевого до фиксированного значения, рассчитывались временные зависимости скорости, электронной температуры, времен релаксации, заселенности долин. Временная зависимость скорости пересчитывалась в пространственную интегрированием

$$x = \int_0^t v(t') dt'. \quad (12)$$

2. Результаты моделирования

Результаты расчетов зависимости дрейфовой скорости от времени приведены на рис. 2. для кубических и гексагональных структур решетки. На рис. 3. представлено пространственное распределение скорости, вычисленное по (12). Подобное моделирование проводилось для гексагональных структур нитридов методом Монте-Карло [3]. Значения напряженности поля, для которых проводилось моделирование, выбирались такими же, как и в [3], наибольшие значения в 3-5 раз превышают критические.

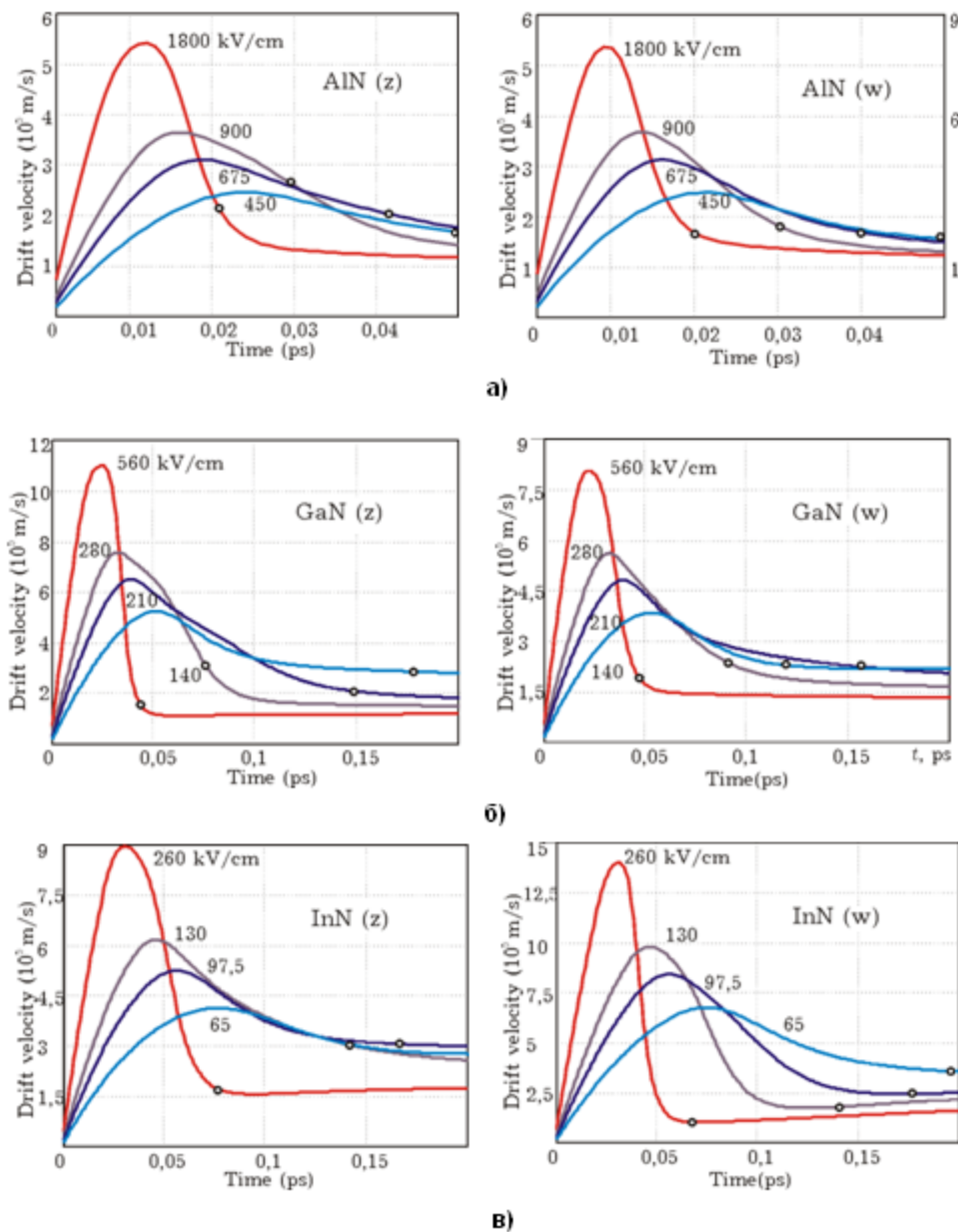


Рис. 2. Графики зависимости дрейфовой скорости от времени (а-AlN, б-GaN, в-InN)

Результаты расчетов, приведенные на рис.2, показывают, что электроны под действием силы поля ускоряются и наблюдается баллистическое движение с линейно на начальном участке растущей скоростью $(eE/\tau^*)t$, которое продолжается время порядка $\tau_p/2$ после чего в результате рассеяния происходит релаксация параметров движения к значениям, характерным для дрейфового движения в заданном сильном поле.

Наблюдающийся переходной процесс в первом приближении можно описать обычной экспоненциальной функцией

$$v(t) = \mu_0 E [1 - \exp(-t/\tau_p)], \quad (13)$$

которая получается из решения уравнения баланса импульса (1) при постоянстве времени релаксации. Здесь μ_0 - подвижность, соответствующая слабому полю. На зависимостях $v(t)$ то-

чки показывают момент времени, равный времени релаксации импульса для заданного поля. Приближенно можно считать, что «всплеск» скорости длится время τ_p , а соответственно пиковое значение скорости наблюдается в момент

$t \approx \tau_p/2$, при котором $v_m \approx 0,86 \mu_0 E$. Пройденное расстояние при этом параболически увеличивается и может быть найдено из (12) с соответствующим верхним пределом. Параметры проведенного моделирования сведены в табл.1.

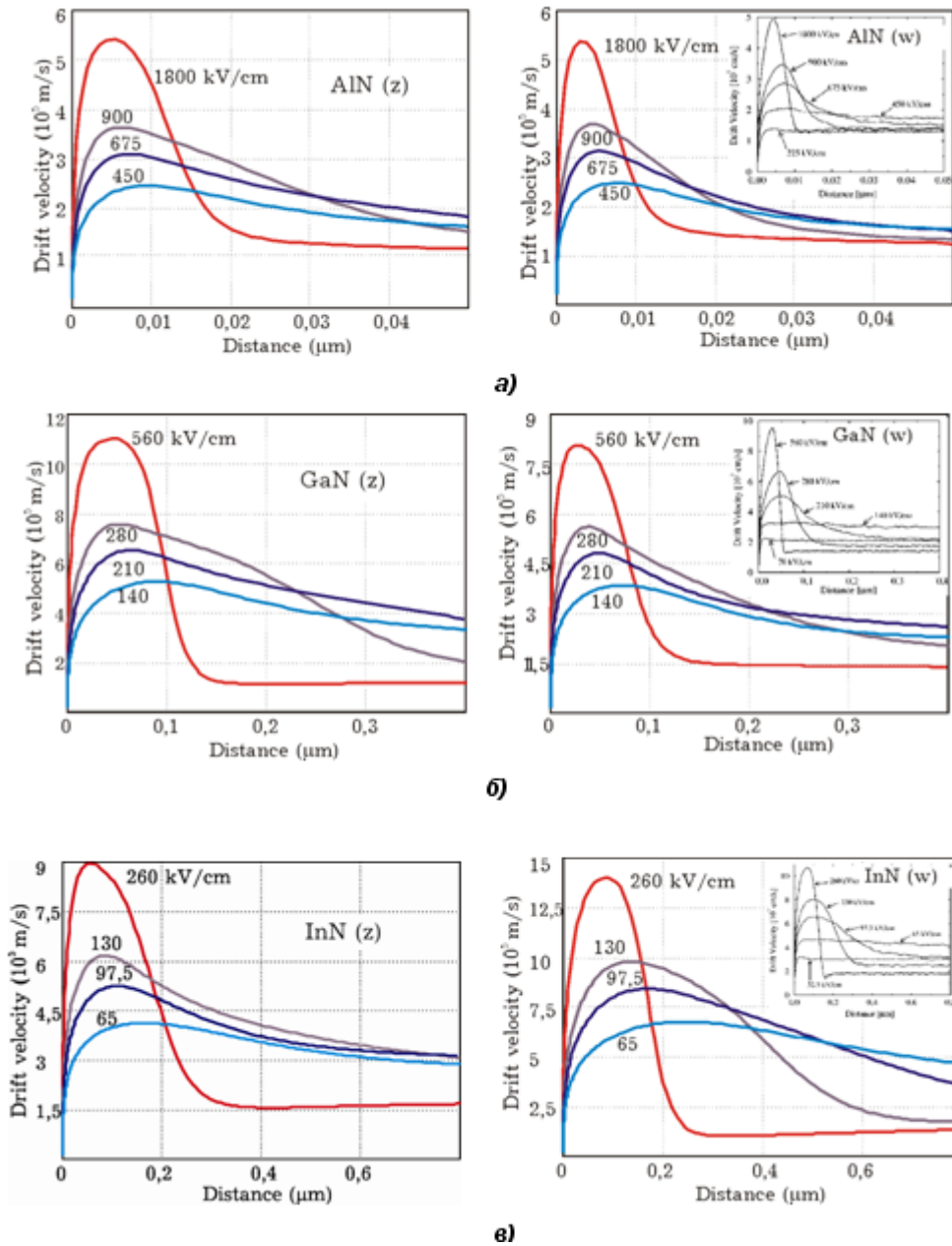


Рис. 3. Графическое изображение пространственного распределение скорости (а-AlN, б-GaN, в-InN)

Таблица 1.

	InN		GaN		AlN	
	Куб.	Гекс.	Куб.	Гекс.	Куб.	Гекс.
Диэлектрическая проницаемость: статическая, $\epsilon_{ст}$ высокочастотная, $\epsilon_{в}$ средняя, ϵ	14,86	15,3	9,6	8,9	8,41	9,14
	8,04	9,3	5,5	5,35	5,32	4,84
	11,0	12,2	9	6,5	7,5	7,2
Энергия ионизации, эВ	0,005		0,013		0,019	
Плотность, 10^3 кг/м ³	6,81		6,15		3,26	
Скорость звука (продольная), 10^3 м/с	5,2	6,56	4,57	6,56	6,56	
Акустический деформационный потенциал, эВ	5,0	4,1	5,0	8,3	9,4	8,0
Константа междолинной связи, 10^{10} эВ/м	8	10	11,1	10	11,1	
Энергия оптических фононов, эВ	0,03	0,057	0,059	0,073	0,062	0,055
Энергия междолинных фононов, эВ	0,041	0,073	0,05	0,05	0,08	0,08
Ширина запрещенной зоны, эВ	$\Delta_{ГХ}=0,57$ $\Delta_{ГЛ}=3,88$ $\Delta_{ЛХ}=3,31$	$\Delta_{ГА}=0,7$ $\Delta_{ГГ1}=1,1$ $\Delta_{Г1А}=0,4$	$\Delta_{ГХ}=1,1$ $\Delta_{ГЛ}=1,9$ $\Delta_{ХЛ}=0,6$	$\Delta_{Г1LM}=2,1$ $\Delta_{Г1Г2}=1,9$ $\Delta_{Г2LM}=0,2$	$\Delta_{ГХ}=1,1$ $\Delta_{ГЛ}=4,4$ $\Delta_{ЛХ}=3,3$	$\Delta_{ГМЛ}=0,7$ $\Delta_{ГК}=1,0$ $\Delta_{МЛК}=0,3$
Эффективная масса нижние долины	m_t^*	0,64m	0,4m	0,15m	0,2m	0,17m
	m_l^*	0,64m	0,5m	0,15m	0,21m	0,2m
	m_d^*	0,64m	1,09m	0,15m	0,45m	0,25m
верхние долины:	m_t^*	0,48m	0,8m	0,35m	0,35m	0,6m
	m_l^*	0,41m	1m	0,36m	0,91m	0,65m
	m_d^*	1,16m	3,5m	1,7m	2,7m	2,8m

Выводы

Естественно, что пиковые значения "всплеска" растут с увеличением напряженности. При наибольших значениях поля они в 4-8 раз превышают соответствующие стационарные значения из поле-скоростной характеристики. Наибольшие абсолютные значения скорости получены для нитрида индия - около 15-105 м/с при значительно меньшей, чем в других нитридах, напряженности поля. Объяснить это можно тем, что нитрид индия имеет наибольшее время релаксации импульса, а именно это время длится баллистический рост скорости.

Фактически по этой же причине длина "баллистического пробега" наибольшая в нитриде индия, порядка 0,1 мкм, в то время для нитрид галлия она в 2 раза меньшая, а для нитрид алюминия на порядок меньшая.

Список использованных источников

1. *Bol K. K., Moskaliuk V. A.* Modeling of velocity "overshoot" in the multivalley semiconductors. Proceedings of the XXXIII International Scientific Conference ELNANO-2013, pp 123-125.
2. *Shur M.* GaAs Devices and Circuits. Plenum Press, New York and London, 1987, p. 632.
3. *Shur M.* Transient electron transport in wurtzite GaN, InN, and AlN. American Institute of Physics, 1999.
4. *Seeger K.* Semiconductor Physics. Wein: Springer-Verlag, 1973, p. 616.
5. *Moskaliuk V. A.* Physics of Electron Processes. Dynamic Processes. Textbook, Kyiv: Politehnika, 2004, p. 180.

Поступила в редакцию 20 сентября 2014 г.

УДК 621.383

К.К. Боль, В.А. Москалюк, канд.техн.наук

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»,
вул. Політехнічна, 16, каб.419, Київ, 03056, Україна.

Імпульсні транспортні властивості трінітрідів

Використовуючи релаксаційні рівняння балансу енергії, імпульсу і заселеності долин проведено моделювання нестационарного ефекту «сплеску» швидкості дрейфу в трінітрідах ($A^{III}N$). Показана можливість багаторазового перевищення швидкості над стаціонарними значеннями. Бібл. 3, рис. 2, табл. 1.

Ключові слова: багатодолінні напівпровідники, нітриди алюмінію, галію, індію, «сплеск» дрейфової швидкості, часи релаксації імпульсу, енергії, міждолінне релаксації.

UDK 621.383

K. Bol, V. Moskaliuk, Ph.D.

The National Technical University of Ukraine “Kyiv Polytechnic Institute”,
st. Polytechnique, 16, off. 419, Kyiv, 03056, Ukraine.

Impulse Transport Properties of Threenitrids

Based on relaxation equations of energy balance, momentum and occupation of valleys was modelling the transitional effect „overshoot” of drift velocity in threenitrids on the example of aluminium nitride, gallium nitride, indium nitride. The possibility of multiple exceeding over the stationary values. References 3, figures 2, tables 1.

Keywords: multivalley semiconductors; aluminium nitride; gallium nitride; indium nitride; „overshoot” of drift velocity; times of momentum, energy relaxation, intervalley relaxation.

References

1. *Bol K. K., Moskaliuk V. A. (2013), “Modeling of velocity “overshoot” in the multivalley semiconductors” Proceedings of the XXXIII International Scientific Conference ELNANO-2013, pp 123-125.*
2. *Shur M. (1987), “GaAs Devices and Circuits”, Plenum Press, New York and London, p. 632.*
3. *Shur M. (1999), “Transient electron transport in wurtzite GaN, InN, and AlN”, American Institute of Physics.*
4. *Seeger K. (1973), “Semiconductor Physics”, Wein: Springer-Verlag, p. 616.*
5. *Moskaliuk V. A. (2004), “Physics of Electron Processes. Dynamic Processes”, Textbook, Kyiv: Politehnika, p. 180. (Rus)*