

УДК 621.382.323

К.В. Куликов

«Всплеск» дрейфовой скорости носителей в нитриде галлия

Предложен анализ физического механизма эффекта «всплеска» дрейфовой скорости носителей GaN в импульсном локализуемом по времени электрическом поле, основанный на релаксационных уравнениях сохранения импульса, энергии и концентрации, а также на анализе времен релаксации для различных видов рассеяния.

The method of analytic of “overshot” effect in GaN in impulse electrical field is proposed. Localisation of field’s change is pertaining to time. It is based on the relaxation equations of concentration, impulse, energy and also on analysis of relaxation times for different kinds of scattering.

Введение

Дрейфовые процессы в импульсном электрическом поле имеют неочевидные особенности [1]. В продолжение методики описанной в [2] воспользуемся сходным математическим аппаратом и подходами для описания дрейфа в импульсном электрическом поле для GaN. При резком увеличении напряженности поля значение скорости дрейфа может быть получено в несколько раз большим, чем стационарное. Это явление известно как «всплеск» дрейфовой скорости. Характерными представляются результаты численного эксперимента, в котором напряженность поля в GaN скачком изменяется в момент времени t_0^+ от значения $\mathcal{E}_1 = 2$ кВ/см до $\mathcal{E}_2 = 200$ кВ/см. Выбор именно этого значения напряженности поля обусловлен оптимальностью как с точки зрения скорости дрейфа носителей, так и времен релаксации энергии и импульса [3].

Основная часть

Задача сводится к нахождению решения

$$d\bar{v}/dt - \bar{F}/m^* = -\bar{v}/\tau_p. \quad (1)$$

Решение имеет вид $v(t) = \mu\mathcal{E}\{1 - \exp[-(t - t_0^+)/\tau_p]\}$ и должно удовлетворять начальному условию $v(t_0^+) = \mu_1\mathcal{E}_1$

$$v(t) = v(t_0^+) + [\mu_2\mathcal{E}_2 - v(t_0^+)] \{1 - \exp[-(t - t_0^+)/\tau_p]\}. \quad (2)$$

Так как этим значениям напряженности электрического поля соответствуют по статической поле-скоростной характеристике близкие значения скорости дрейфа [3], то переходного процесса не должно наблюдаться. Однако численное интегрирование полной системы уравнений сохранения импульсов, энергий и концентраций в Г-, L- и X-долинах с расчетом времен релаксаций на каждом шаге интегрирования дает результаты, которые представлены на рис. 1. Наиболее ярким из них является кратковременное увеличение (“всплеск”) скорости до значений, в 3...5 раз превышающих ее стационарное значение.

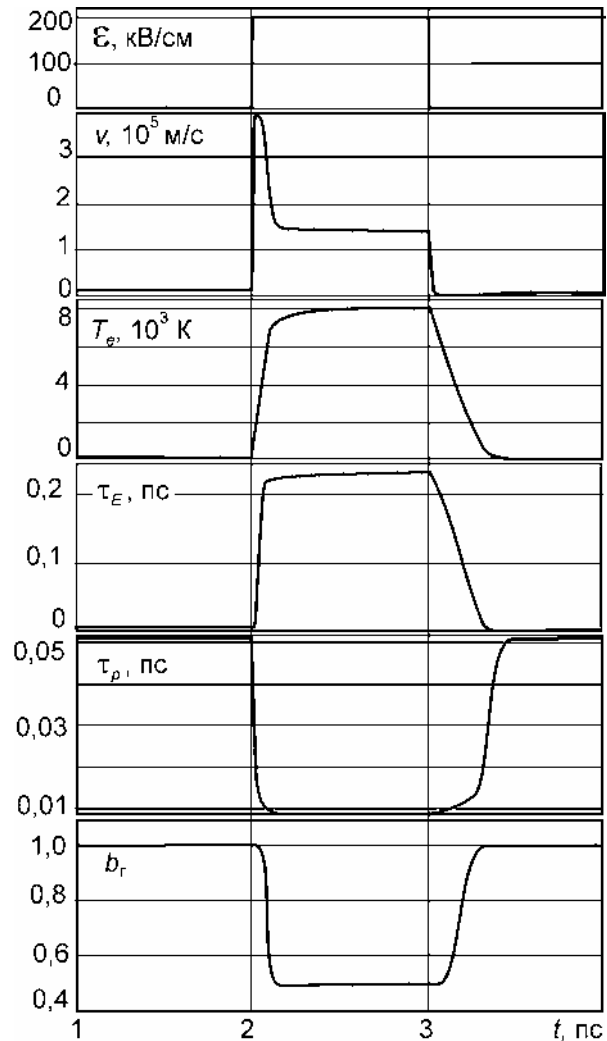


Рис. 1. Временные диаграммы при включении электрического поля для (сверху вниз): напряженности электрического поля, дрейфовой скорости, электронной температуры, времени релаксации энергии и импульса, заселенности долин

Приведем описание метода численного решения. Имея теоретические зависимости, позволяющие вычислять усредненные времена релаксации, будет логичным найти динамические зависимости электронной температуры и скорости. Для этого нам понадобятся уравнения (1) и (3).

$$d\bar{p}/dt - \vec{F} = -\bar{p}/\tau_p, \quad (3)$$

Последнее имеет простой физический смысл: скорость направленного движения увеличивается под действием силы электрического поля, как и для свободных частиц, и уменьшается за счет рассеяния носителей, или "силы трения" $-\bar{p}/\tau_p$. В статическом электрическом поле эти силы уравновешиваются и

$$\vec{v} = -(e\tau_p/m^*)\vec{\mathcal{E}} = -\mu\vec{\mathcal{E}}, \quad (4)$$

то есть подвижность определяется средним временем релаксации импульса.

Это время находится через усреднение обратного времени релаксации $1/\tau$, умноженного на волновой вектор, по функции распределения

$$\frac{\bar{p}}{\tau_p} = \frac{\hbar}{n} \int \vec{k} \lambda_{\Sigma} N(\vec{k}) d\vec{k}. \quad (5)$$

Наличие здесь суммарной скорости рассеяния, включающей все механизмы, присущие данному материалу, означает, что любое рассеяние, упругое или неупругое, с поглощением фонона или его испусканием, приводит в той или иной мере к потере направленного импульса и хаотизации движения.

Совершенно аналогичные соображения можно провести в связи с уравнением сохранения энергии. Для средней энергии в приближении времени релаксации уравнение имеет вид (индекс среднего опускаем)

$$dE/dt - \vec{F}\vec{v} = (E - E_0)/\tau_E. \quad (6)$$

Из (6) следует:

$$\frac{dE}{dt} = ev\mathcal{E} - \frac{E - E_0}{\tau_E}. \quad (7)$$

Из (3):

$$\frac{dmv}{dt} = -eE - \frac{mv}{\tau_p}. \quad (8)$$

Если полную энергию E представить в виде суммы:

$$E = E_x + E_d \quad (9)$$

энергии хаотического движения и энергии дрейфа, которые в свою очередь равны:

$$E_d = \frac{mv^2}{2}, \quad E_x = \frac{3kT_e}{2}, \quad (10)$$

то получим следующее уравнение:

$$\frac{dE}{dt} - \frac{dE_d}{dt} = \frac{mv^2}{\tau_p} - \frac{E - E_0}{\tau_E}. \quad (11)$$

Из (9) и (11) получим:

$$\frac{dE_x}{dt} = -\frac{E_x - E_0}{\tau_E} + \frac{mv^2}{2\tau_E} \left(\frac{2\tau_E}{\tau_p} - 1 \right), \quad (12)$$

а с учетом (10):

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{T_e - T_0}{\tau_E(T_e)} + \frac{mv^2}{\tau_E(T_e)3k} \left(\frac{2\tau_E(T_e)}{\tau_p(T_e)} - 1 \right). \quad (13)$$

В (13) мы получили уравнение для электронной температуры, времена релаксации энергии и импульса в нем зависят также от электронной температуры. Эти зависимости рассчитываются для каждой долины, а затем усредняются. Уравнение для скорости дрейфа электронов:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{e\mathcal{E}(t)}{m} - \frac{v}{\tau_p(T_e)}. \quad (14)$$

Усреднять времена релаксации энергии и импульса электронов, а также их эффективную массу по долинам будем также как и в [1] с учетом заселенности долин. Зависимость заселенности от времени найдем из следующих уравнений с учетом времен релаксации междолинных переходов:

$$\begin{aligned} \frac{db_{\Gamma}}{dt} &= -\frac{b_{\Gamma}}{\tau_{\Gamma L}} + \frac{b_L}{\tau_{L\Gamma}} - \frac{b_{\Gamma}}{\tau_{\Gamma X}} + \frac{b_X}{\tau_{X\Gamma}}, \\ \frac{db_L}{dt} &= \frac{b_{\Gamma}}{\tau_{\Gamma L}} - \frac{b_L}{\tau_{L\Gamma}} - \frac{b_L}{\tau_{LX}} + \frac{b_X}{\tau_{XL}}, \\ \frac{db_X}{dt} &= \frac{b_{\Gamma}}{\tau_{\Gamma X}} + \frac{b_L}{\tau_{LX}} - \frac{b_X}{\tau_{X\Gamma}} - \frac{b_X}{\tau_{XL}} \end{aligned} \quad (15)$$

Уравнения (13)–(15) представляют собой систему, которую запишем с учетом того, что сумма заселенностей долин всегда равна 1:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dT_e}{dt} &= -\frac{T_e - T_0}{\tau_E(T_e)} + \frac{mv^2}{\tau_E(T_e)3k} \left(\frac{2\tau_E(T_e)}{\tau_p(T_e)} - 1 \right), \\ \frac{dv}{dt} &= \frac{e\mathcal{E}(t)}{m} - \frac{v}{\tau_p(T_e)}, \\ \frac{db_{\Gamma}}{dt} &= -\frac{b_{\Gamma}}{\tau_{\Gamma L}} + \frac{b_L}{\tau_{L\Gamma}} - \frac{b_{\Gamma}}{\tau_{\Gamma X}} + \frac{(1 - b_L - b_{\Gamma})}{\tau_{X\Gamma}}, \\ \frac{db_L}{dt} &= \frac{b_{\Gamma}}{\tau_{\Gamma L}} - \frac{b_L}{\tau_{L\Gamma}} - \frac{b_L}{\tau_{LX}} + \frac{(1 - b_L - b_{\Gamma})}{\tau_{XL}} \end{aligned} \right. \quad (16)$$

Ввиду того, что все времена релаксации зависят от электронной температуры и заселен-

ности нелинейно, решать данную систему будем численно.

Решение системы (16) проводилось методом Рунге-Кутты 4-го порядка. При включении слабого поля и последующем сильном скачке напряженности электрического поля решение системы представлено на рис.1, на рис. 2 – решение при различной величине скачка напряженности поля, а на рис. 3 при различной длине импульса сильного поля.

Заметим, что решение мало зависит от концентрации примесей при ее малых значениях. Сильными полями можно считать такие, которые разогревают более половины носителей из Г-долины, т.е. более 200 кВ/см.

Причина этого явления связана с инерционностью процессов рассеяния и с зависимостью времен релаксации от напряженности поля. При начальном значении напряженности 2 кВ/см (которое можно считать слабым) электроны разогреваются до температуры около 300К, которой соответствуют времена релаксации импульса около 0,05 пс и энергии около 0,01 пс, причем практически все электроны занимают состояния Г-долины. При включении поля с напряженностью 200 кВ/см параметры движения некоторое время сохраняются прежними и нарастание скорости можно описать (1), но со временем релаксации импульса 0,05 пс. На начальном участке ускорение определяется как в вакууме отношением $e \varepsilon_2 / m^*$, а скорость возрастает по закону $v(t) = v(t_0^+) + (e/m^*) \varepsilon_2 (t - t_0^+)$ и за время $\tau_{p1} = 0,05$ пс она достигла бы значения $\mu_1 \varepsilon_2 \approx 10 \cdot 10^5$ м/с. То есть в процессе нарастания скорость стремится к значению, которое определяется высоким значением подвижности в слабом поле ε_1 и большим значением напряженности ε_2 .

Однако этого значения скорость достичь не успевает, так как одновременно с возрастанием скорости происходит дальнейший разогрев электронного газа с преобладанием почти упругого акустического и частично полярного оптического рассеяния. Инерционность этого процесса определяется не столько процессами релаксации энергии, как это можно было бы ожидать, а интенсивной хаотизацией направленного движения и разогревом электронов почти без релаксации энергии.

Такая ситуация приводит к “всплеску” электронной температуры, которая на этом этапе достигает значений около 15000 К, что почти вдвое превышает ее стационарное значение. Но уже при T_e около 4000К включаются

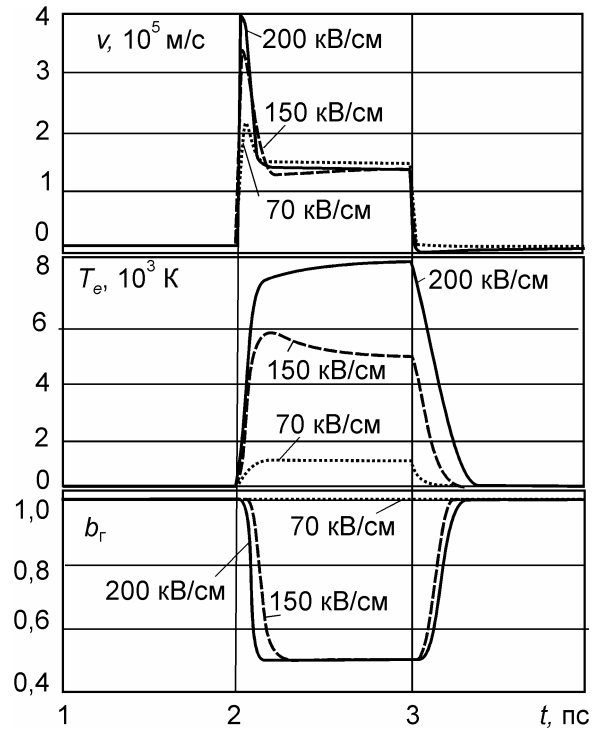


Рис. 2. Дрейфовая скорость, электронная температура и заселенности долин при различной величине скачка поля длительностью 1 пс (так же как и на рис. 1)

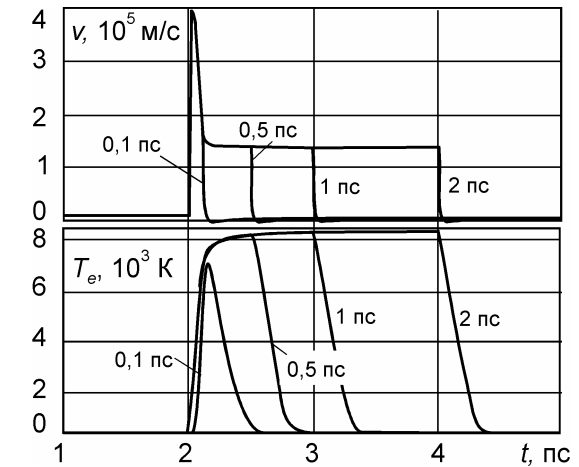


Рис. 3. Дрейфовая скорость и электронная температура при различной длине импульса сильного поля

междолинные механизмы рассеяния и происходит быстрое перераспределение электронов по долинам, уменьшение τ_p до значений около 0,03 пс и возрастание τ_E до $\approx 0,1$ пс. Такое изменение τ_p вызывает быстрое уменьшение скорости дрейфа, причем после резкого спада скорость может падать ниже стационарного значения для $\varepsilon_2 = 200$ кВ/см, а при обратном фронте импульса поля она может быть даже отрицательной. Это явление известно как отрицательный “всплеск” (undershoot) и связано с различными временами

релаксации электронов, которые движутся вдоль поля или навстречу ему. Анализ последнего явления не может быть проведен на основе релаксационных уравнений, использующих усредненные времена релаксации, а доступен только методу Монте-Карло.

Подобные результаты можно было бы получить при использовании метода Монте-Карло, но вычислительные затраты при этом возросли бы в несколько раз, что явно свидетельствует об избыточности метода Монте-Карло по объему получаемой информации. Приведенный же метод использует прямые зависимости и не требует громоздких вычислений.

Выводы

Сравнение полученных результатов с известными [2] для арсенида галлия показывает, что «всплеск» дрейфовой скорости носителей в GaN в сравнении с GaAs имеет сходный механизм возникновения, однако значения всплеска дрейфовой скорости в нитриде галлия приблизительно в два раза уступают арсениду галлия. Это объяснимо относительно невысокими значениями времени релаксации импульса. Вклю-

чение междолинных переходов в обоих материалах служит ограничивающим рост скорости фактором.

Это позволяет рекомендовать GaN для изготовления пикосекундных обострителей импульса, в случаях, когда остальные характеристики материала выглядят предпочтительнее, чем у GaAs.

Литература

1. *Москалюк В.А., Куликов К.В.* Частотные свойства GaN в сильном электрическом поле // "Электроника и связь". – №1. – 2007. – С. 38–40.
2. *Куликов К.В.* Переходные процессы в GaAs в сильном электрическом поле. н.-техн. сб. "Электроника и связь", тематический выпуск «Проблемы электроники». – 2006. – С.31–34.
3. *Куликов К.В., Москалюк В. А.* Высокочастотные параметры нитрида галлия. Техника и приборы СВЧ. – 2008. – №2. – с. 48-52