

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ГИСТЕРЕЗИСНОГО ТИПА, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ПЕРЕЗАРЯДКОЙ ГЛУБОКОУРОВНЕВЫХ ЦЕНТРОВ В ЗАПРЕЩЁННОЙ ЗОНЕ ПОЛУПРОВОДНИКА

А. В. Буданов*, Е. А. Татохин*, Е. В. Руднев**, М. Е. Семёнов***

*Воронежская государственная технологическая академия

**Воронежский государственный университет

***Воронежский государственный технический университет

Поступила в редакцию 22.12.08

Аннотация. В работе предложен гистерезисный преобразователь, относящийся к классу гистеронов Маделунга, описывающий детерминировано-стохастический процесс перезарядки системы глубоководных центров в запрещенной зоне полупроводника, состоящей из донорного уровня и акцепторной ловушки, а также рассмотрены некоторые его свойства. Показано, что явление самонакопления заряда полупроводниковыми приборами определяется процессами обмена носителями заряда, как между глубокими уровнями, так и между глубоководными центрами и обеими разрешенными зонами.

Ключевые слова: глубокие уровни, гистерезис, гистерон Маделунга, динамические системы.

Abstract. Hysteresis operator of Madelung hysteron class describing determinate-stochastic deep levels system recharge processes in semiconductor band gap consist of donor level and acceptor trap is proposed. Some of its characteristics are considered. It is shown that the charge self-accumulation phenomenon is determined by the charge exchange processes between the deep levels as well as deep levels and both permitted bands.

Keywords: deep levels, hysteresis, Madelung hysteron, dynamic systems.

ВВЕДЕНИЕ

Нелинейные зависимости гистерезисного типа повсеместно возникают в различных областях физики. Известны ферромагнитный, диэлектрический и пластический гистерезисы, обусловленные существованием в материалах тех или иных доменных структур. Несколько иные гистерезисные эффекты наблюдаются на вольт-фарадных характеристиках (ВФХ) и вольт-амперных характеристиках (ВАХ) различных полупроводниковых гетероструктур. Отличие этих гистерезисных нелинейностей от вышеназванных обусловлено тем, что их существование не может быть объяснено в рамках представлений о доменах. Принципиально можно выделить три разновидности таких гистерезисов. Во-первых, гистерезис на ВФХ МДП-структур (например, $\text{Me-SiO}_2\text{-Si}$). Возникновение его объясняется влиянием зарядовых состояний в диэлектрике и на интерфейсах металл-диэлектрик, диэлектрик-полупроводник, которые при определенных условиях могут

накапливать на себе заряды того или иного знака. Во-вторых, гистерезис на ВФХ и ВАХ в многослойных наноразмерных или варизонных гетероструктурах. Возникновение его обусловлено наличием в зонной структуре рассматриваемых систем потенциальных ям, образующихся при их формировании. Процессы перехода зарядов из одной потенциальной ямы в другую и в разрешенные зоны также могут приводить к нелинейностям гистерезисного типа. В-третьих, гистерезисные зависимости на ВФХ (рис. 1), аналогичные гистерезисным кривым, характерным для процессов самомагничивания. Характер гистерезисных нелинейностей, представленных на рис. 1, может свидетельствовать о процессе самонакопления заряда в полупроводниковой гетероструктуре. Очевидно, что, как и в случае первых двух типов рассматриваемых гистерезисов, причиной подобного эффекта является накопление заряда на каких-то зарядовых состояниях. Однако детально явление самонакопления заряда до настоящего времени не рассматривалась.

Поскольку гистерезисные эффекты оказывают существенное влияние на работу полупро-

© Буданов А. В., Татохин Е. А., Руднев Е. В., Семёнов М. Е., 2009

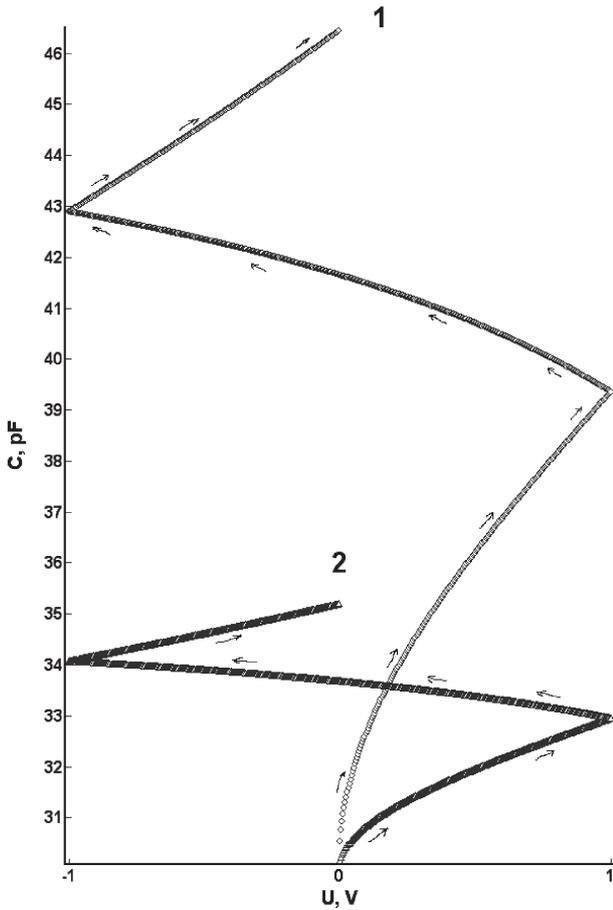


Рис. 1. Экспериментальные вольт-фарадные характеристики гетероструктуры Al-In₂Te₃-InAs (T = 130 К, 1 — 1 кГц, 2 — 100 кГц)

водниковых приборов, задача по учету таковых имеют большую важность. В связи с этим целью данной работы является адекватное описание процессов, приводящих к возникновению гистерезисных нелинейностей, представленных на рис. 1. Для реализации этой цели решались следующие задачи: во-первых, построение физической модели процесса, приводящего к возникновению гистерезисных зависимостей, представленных на рис. 1, во-вторых, математической модели гистерезисного преобразователя — гистерона Маделунга [1], отвечающего этому процессу, в-третьих, выявление основных закономерностей, характерных для рассматриваемого процесса.

МОДЕЛЬ ГИСТЕРЕЗИСНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Представленные на рис. 1 вольт-фарадные характеристики получены от гетероструктуры Al-In₂Te₃-n-InAs. Уровень легирования подложек из арсенида индия был $\sim 10^{19}$ см⁻³, что при

ширине запрещенной зоны этого материала ~ 0.36 эВ обеспечивает практически металлическую проводимость при температурах больших 100 К. Теллурид индия относится к классу двойных полновалентных дефектных полупроводников A^{III}₂C^{VI}₃ [2]. Для большинства этих полупроводников характерно наличие в запрещенной зоне двух глубоководных центров (ГУЦ) [2–5]. Один из них — глубокая ловушка акцепторного типа, другой — глубокий донорный уровень. В частности, для теллурида индия: $E_d = E_c - 0.5$ эВ — энергия ионизации глубокого донора, $\sigma_d = 10^{-12}$ см² — сечение захвата этого уровня, $E_l = E_c - 0.36$ эВ — глубина залегания акцепторной ловушки, $\sigma_l = 10^{-14}$ см² — сечение захвата ловушки [4]. Ширина запрещенной зоны In₂Te₃ составляет 1 эВ [2]. Другой характерной особенностью полупроводников A^{III}₂C^{VI}₃ является слабая их чувствительность к легирующей примеси [2, 6]. Это свойство обусловлено большой концентрацией стехиометрических вакансий (порядка 10²¹ см⁻³), которые обеспечивают высокую растворимость примесей в этих соединениях [2]. При этом атомы примесей, попадающие в стехиометрические вакансии, остаются нейтральными [2, 6]. Иными словами, концентрация мелкой легирующей примеси в этих полупроводниках оказывается много меньше концентрации глубоководных центров [3–5].

Исходя из изложенных выше фактов, следует, что емкость гетероструктуры Al-In₂Te₃-InAs в основном определяется барьерной емкостью слоя теллурида индия. Поэтому для простоты изложения модели в данной задаче будем рассматривать диод Шоттки Me-In₂Te₃. Причем, можно считать, что вид ВФХ этого диода Шоттки будет определяться только перезарядкой вышеозначенных глубоководных центров, так как концентрация мелкой примеси не должна оказывать на эти зависимости особого влияния. Поэтому ею можно пренебречь.

Перезарядка ГУЦ в области пространственного заряда (ОПЗ) диода Шоттки (рис. 2) будет обеспечиваться следующими процессами.

Во-первых, термическим выбросом электрона с донорного уровня в зону проводимости (рис. 2, стрелка 1). При этом происходит генерация ионизированных доноров, концентрация которых определяет ширину ОПЗ и емкость диода Шоттки. Средняя по ОПЗ скорость этого процесса определяется соотношением

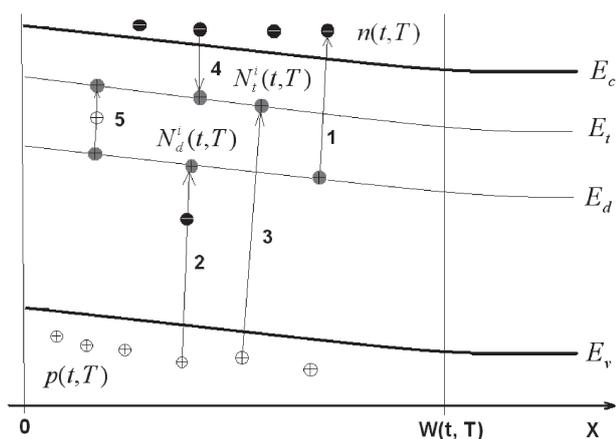


Рис. 2. Схема, иллюстрирующая процессы, приводящие к перезарядке глубоководных центров в области пространственного заряда диода Шоттки Me-In₂Te₃

$$F_d^G(t, T) = \sigma_d v(T) N_c(T) \exp\left(\frac{E_c - E_d}{kT}\right) \times \frac{1}{W(t, T)} \int_0^{w(t, T)} (N_d(x) - N_d^i(t, T)) dx, \quad (1)$$

где t — время, T — абсолютная температура, $v(T)$ — тепловая скорость электрона, $N_c(T)$ — эффективная плотность электронных состояний в зоне проводимости, E_c — нижний край зоны проводимости, $N_d(x)$ — профиль распределения глубоких доноров по ОПЗ, $N_d^i(t, T)$ — средняя по ОПЗ концентрация ионизированных доноров, k — постоянная Больцмана, $W(t, T)$ — ширина ОПЗ, определяемая известным из [7] соотношением

$$W(t, T) = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon}{q[N_t^i(t, T) + N_d^i(t, T)]} \left[U_{bi} - U(t) - \frac{kT}{q} \right]}. \quad (2)$$

В этой формуле ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, q — заряд электрона, $N_t^i(t, T)$ — средняя по области пространственного заряда концентрация ионизированных акцепторных ловушек, U_{bi} — встроенный потенциал, $U(t)$ — мгновенное значение напряжения смещения, подаваемого на диод Шоттки. В модели предполагается, что относительная диэлектрическая проницаемость и встроенный потенциал, на практике являющиеся функциями температуры, не зависят от этого параметра, поскольку влияние этих функциональных зависимостей на вид ВФХ по

сравнению с $N_t^i(t, T)$ и $N_d^i(t, T)$ крайне незначительно.

Во-вторых, захватом электрона из валентной зоны на ионизированный донорный уровень (рис. 2, стрелка 2) с образованием в этой зоне свободной дырки. Это приводит к рекомбинации ионизированных доноров. Средняя по области пространственного заряда скорость этого процесса определяется соотношением

$$F_d^R(t, T) = \sigma_d^i v(T) N_v(T) \times \exp\left(\frac{E_v - E_d}{kT}\right) \frac{1}{W(t, T)} N_d^i(t, T), \quad (3)$$

где σ_d^i — сечение захвата ионизированного глубокого донорного уровня, $N_v(T)$ — эффективная плотность состояний в валентной зоне, E_v — верхний край валентной зоны.

В-третьих, захватом на акцепторную ловушку свободной дырки из валентной зоны (рис. 2, стрелка 3). При этом в запрещенной зоне происходит генерация положительно заряженных центров, а в валентной зоне уменьшается концентрация свободных дырок. Средняя по ОПЗ скорость этого процесса определяется соотношением

$$F_t^G(t, T) = \sigma_t v(T) p(t, T) \exp\left(\frac{E_v - E_t}{k \cdot T}\right) \times \frac{1}{W(t, T)} \int_0^{w(t, T)} (N_t(x) - N_t^i(t, T)) dx, \quad (4)$$

где $p(t, T)$ — концентрация свободных дырок в валентной зоне, $N_t(x)$ — профиль распределения глубокой акцепторной ловушки по ОПЗ.

В-четвертых, захватом свободного электрона из зоны проводимости на ионизированную акцепторную ловушку (рис. 2, стрелка 4). При этом происходит рекомбинация дырки на уровне и свободного электрона. В теллуриде индия акцепторная ловушка выступает в качестве центра рекомбинации. Скорость этого процесса определяется соотношением

$$F_t^R(t, T) = \sigma_t^i v(T) n(t, T) \times \exp\left(\frac{E_c - E_t}{kT}\right) N_t^i(t, T), \quad (5)$$

В этой формуле σ_t^i — сечение захвата ионизированной акцепторной ловушки, $n(t, T)$ — концентрация свободных электронов в зоне проводимости.

В-пятых, перезахватом дырки с глубокого донора на глубокую акцепторную ловушку

(рис. 2, стрелка 5). Средняя по ОПЗ скорость этого процесса определяется соотношением

$$F_{dt}(t, T) = \sigma_t N_d^i(t, T) \exp\left(\frac{E_d - E_t}{k \cdot T}\right) \times \frac{1}{W(t, T)} \int_0^{w(t, T)} (N_t(x) - N_t^i(t, T)) dx. \quad (6)$$

Таким образом, кинетика перезарядки системы ГУЦ в ОПЗ диода Шоттки будет описываться следующей системой интегро-дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} \frac{\partial n(t, T)}{\partial t} = F_d^G(t, T) - F_t^R(t, T); \\ \frac{\partial p(t, T)}{\partial t} = F_d^R(t, T) - F_t^G(t, T); \\ \frac{\partial N_d^i(t, T)}{\partial t} = F_d^G(t, T) - F_{dt}(t, T) - F_d^R(t, T); \\ \frac{\partial N_t^i(t, T)}{\partial t} = F_t^G(t, T) + F_{dt}(t, T) - F_t^R(t, T). \end{cases} \quad (7)$$

Начальные условия для этой системы уравнений при каждом значении параметра T определяются из решения уравнения электронейтральности

$$p(0, T) + N_d^i(0, T) + N_t^i(0, T) - n(0, T) = N_d + N_t, \quad (8)$$

где $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^3$ и $N_t = 1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^3$ — средние по объему полупроводника концентрации глубоких доноров и акцепторных ловушек, известные из работы [4]. Остальные величины, входящие в уравнение, определяются по известным из [7] соотношениям

$$\begin{cases} p(0, T) = N_v(T) \exp\left(\frac{E_v - F}{kT}\right), \\ N_d^i(0, T) = \frac{N_d}{2 \exp\left(\frac{F - E_d}{kT}\right) + 1}, \\ N_t^i(0, T) = \frac{N_t}{\frac{1}{2} \exp\left(\frac{F - E_t}{kT}\right) + 1}, \\ n(0, T) = N_c(T) \exp\left(\frac{F - E_c}{kT}\right), \end{cases} \quad (9)$$

где F — уровень Ферми, определяемый из решения уравнения (8).

Емкость диода Шоттки $\text{Me-In}_2\text{Te}_3$ определяется соотношением [7]

$$C(t, T) = S \sqrt{\frac{q \epsilon_0 \epsilon [N_t^i(t, T) + N_d^i(t, T)]}{2 \left[U_{bi} - U(t) - \frac{kT}{q} \right]}}, \quad (10)$$

где S — площадь контакта.

В модели рассматривался линейный закон изменения напряжения, подаваемого на диод

$$U(t) = U_0 + \frac{dU}{dt} \cdot t, \quad (11)$$

где U_0 — величина напряжения, подаваемого на диод Шоттки в момент времени $t = 0$.

Кроме емкости в работе определялась и величина тока, проходящего через диод $\text{Me-In}_2\text{Te}_3$, как

$$I(t, T) = qV \frac{1}{\Delta t} \int_{t-\frac{\Delta t}{2}}^{t+\frac{\Delta t}{2}} \left(\frac{\partial n(\tau, T)}{\partial \tau} + \frac{\partial p(\tau, T)}{\partial \tau} \right) d\tau, \quad (12)$$

где V — единица объема полупроводника, Δt — интервал времени, за который происходит усреднение тока перезарядки.

Таким образом, система уравнений (7, 10, 12) с учетом соотношений (1–6, 9) представляет собой преобразователь с одним линейным по времени скалярным входом $U(t)$ (в рассматриваемой работе) и двумя нелинейными скалярными выходами $C(U(t), T)$ и $I(U(t), T)$.

В работе был проведен численный анализ этого преобразователя. При этом использовались следующие допущения. Во-первых, поскольку профили распределения ГУЦ в In_2Te_3 неизвестны, мы полагали, что $N_d(x) = N_d$ и $N_t(x) = N_t$. Во-вторых, в зависимости от величины параметра T значения скалярных выходов преобразователя могут отличаться на несколько порядков. Поэтому, для удобства представления информации эти выходные сигналы нормировались. В частности, для тока использовалось следующее условие

$$\text{нормировки } I = \frac{I(U(t), T_0) - I(U(t_{\min}), T_0)}{I(U(t_{\max}), T_0) - I(U(t_{\min}), T_0)},$$

где t_{\min} — время, при котором величина тока минимальна, t_{\max} — время, при котором величина тока максимальна, T_0 — фиксированная температура, при которой рассчитывается значение выходов преобразователя.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 и 4 представлены зависимости выходных сигналов рассматриваемого преобразователя от значения входного сигнала. На основании этих зависимостей можно сделать вывод, что для него справедливо соотношение

$$C(U(t), T_0) = \begin{cases} C_{l \rightarrow r} \left(U(t), \frac{dU}{dt} \right), \frac{dU}{dt} > 0; \\ C_{l \leftarrow r} \left(U(t), \frac{dU}{dt} \right), \frac{dU}{dt} < 0; \end{cases} \quad (13)$$

$$I(U(t), T_0) = \begin{cases} I_{l \rightarrow r} \left(U(t), \frac{dU}{dt} \right), \frac{dU}{dt} > 0; \\ I_{l \leftarrow r} \left(U(t), \frac{dU}{dt} \right), \frac{dU}{dt} < 0. \end{cases}$$

Здесь $C_{l \rightarrow r}(U(t))$ и $I_{l \rightarrow r}(U(t))$ — значения выходов преобразователя при $\frac{dU}{dt} > 0$ (проход

слева направо или прямой проход), $C_{l \leftarrow r}(U(t))$ и $I_{l \leftarrow r}(U(t))$ — значения выходов преобразователя при $\frac{dU}{dt} < 0$ (проход справа налево или обратный проход). В силу этого соотношения систему уравнений (7, 10, 12) можно трактовать как преобразователь гистерезисного типа [1], на вход которого поступает сигнал $U(t)$, а выходами являются $C(U(t), \frac{dU}{dt})$ и $I(U(t), \frac{dU}{dt})$.

Иными словами, процесс перезарядки системы ГУЦ в запрещенной зоне полупроводника может приводить к таким нелинейным эффектам, как гистерезис на вольт-фарадных и вольт-амперных характеристиках (ВАХ) полупроводниковых гетероструктур.

Сравнительный анализ зависимостей, представленных на рис. 1 и рис. 3, свидетельствует об адекватности предлагаемой в работе модели процесса перезарядки ГУЦ, определяющего вид

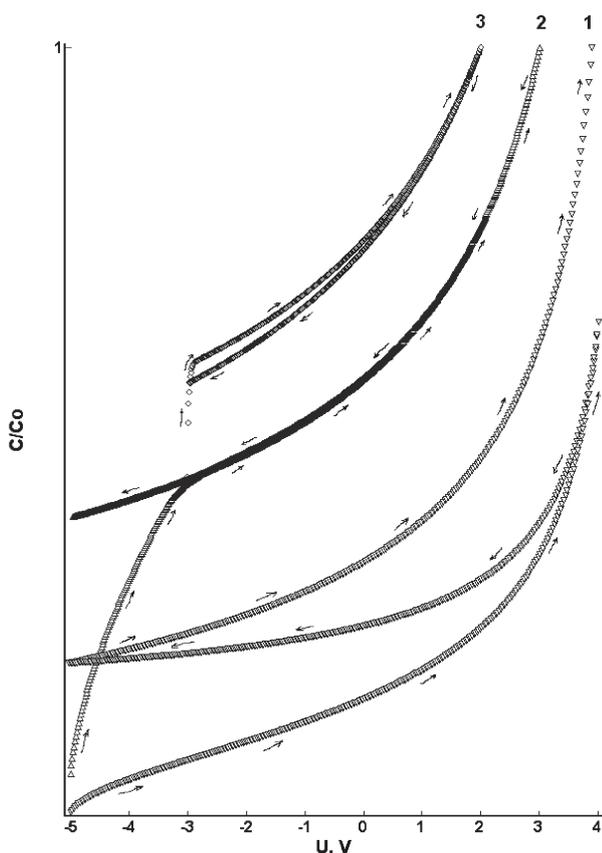


Рис. 3. Вольт-фарадные характеристики диода Шоттки $\text{Me-In}_2\text{Te}_3$, рассчитанные с использованием системы уравнений (7, 10, 12) (1 — $T = 150$ К, $dU/dt = 0.5$ В/мин; 2 — $T = 238$ К, $dU/dt = 5$ В/мин; 3 — $T = 238$ К, $dU/dt = 0.5$ В/мин)

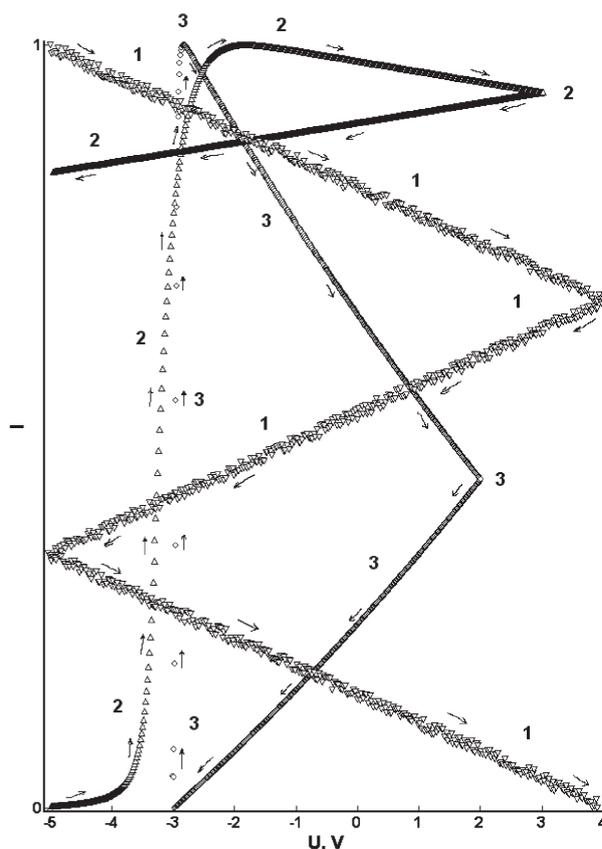


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики диода Шоттки $\text{Me-In}_2\text{Te}_3$, рассчитанные с использованием системы уравнений (7, 10, 12) (1 — $T = 150$ К, $dU/dt = 0.5$ В/мин; 2 — $T = 238$ К, $dU/dt = 5$ В/мин; 3 — $T = 238$ К, $dU/dt = 0.5$ В/мин)

ВФХ и ВАХ. Кроме того, характер функциональных зависимостей $C = f(U)$ и $I = f(U)$ означает, что предлагаемый в работе гистерезисный преобразователь является одной из модификаций гистерезисов Маделунга [1], используемых в том числе, для описания явлений типа самонамагничивания.

С целью выявления основных закономерностей процесса накопления заряда на ГУЦ в работе построена температурная зависимость этой величины (рис. 5). Для этого использовалось следующее соотношение

$$Q(T) = \int_{U_l}^{U_r} C_{l \leftarrow r}(U, T) dU - \int_{U_l}^{U_r} C_{l \rightarrow r}(U, T) dU, \quad (14)$$

где $Q(T)$ — суммарный заряд, обусловленный гистерезисным эффектом, U_l — левый край гистерезисной зависимости, U_r — ее правый край.

Как видно из графика, представленного на рис. 5, при $T < 123$ К происходит незначительный сброс заряда с зарядовых состояний в ОПЗ диода Шоттки. Это означает, что для данной конфигурации ГУЦ, при этих температурах, за время обратного прохода, тепловой энергии хватает только на перезавхват дырок, накопленных при прямом проходе на глубоком донорном уровне, на акцепторную ловушку (рис. 2, стрелка 5 и соотношение (6)) и рекомбинацию дырок на акцепторной ловушке посредством захвата свободного электрона из валентной зоны (рис. 2, стрелка 4 и соотношение (5)).

В диапазоне температур $123 < T < 215$ К на ГУЦ в ОПЗ диода Шоттки $\text{Me-In}_2\text{Te}_3$ происходит аккумуляция заряда. В этом случае, как следует из рис. 3 и 4 (кривые 1), увеличение емкости диода сопровождается уменьшением тока перезарядки. Причем, для некоторых участков этой ВАХ $\frac{dI}{dU} < 0$, что свидетельствует о факте поглощения энергии на диоде. Действительно, при прямом проходе, приращение к тепловой энергии электронов, обеспеченное внешним электрическим полем, способствует процессу ионизации глубокого донора (рис. 2, стрелка 1 и соотношение (1)) и препятствует процессу рекомбинации дырок на акцепторной ловушке через захват электронов из зоны проводимости (рис. 2, стрелка 4 и соотношение (5)). Интенсивность других процессов, обеспечивающих перезарядку ГУЦ, в данном интервале температур невелика. В результате в системе

глубокий донор — глубокая акцепторная ловушка устанавливается динамическое равновесие, которое и приводит к накоплению заряда в ОПЗ диода Шоттки. Поскольку в рассматриваемом интервале температур вероятности процесса термоэмиссии электрона с глубокого донора в зону проводимости и процесса рекомбинации дырок на акцепторной ловушке оказываются соизмеримыми, то рассматриваемое динамическое равновесие имеет некоторую долю неустойчивости, о чем свидетельствует вид ВАХ (рис. 4, кривая 1). Иными словами, размытие рассматриваемой зависимости $I = f(U)$ говорит о том, что при выполнении условия $123 < T < 215$ К процесс перезарядки ГУЦ имеет детерминировано-стохастический характер. Таким образом, накопление заряда на ГУЦ приводит к уменьшению ширины ОПЗ, увеличению емкости диода Шоттки и уменьшению тока перезарядки, которые обусловлены накоплением энергии системой металл — полупроводник.

В диапазоне температур $195 < T < 215$ К величина суммарного заряда, обусловленного гистерезисным эффектом, уменьшается. Это говорит о том, что с ростом температуры интенсивность рекомбинационных процессов начинает превалировать над интенсивностью генерационных процессов. При температурах $T > 215$ К величина суммарного заряда, обусловленного гистерезисом, становится отрицательной. Действительно, если проанализировать кривые 3 на рис. 3 и 4, то можно выделить основные особенности процесса перезарядки ГУЦ, характерные для этого интервала температур. На начальном этапе происходит резкое увеличение емкости, сопровождающееся резким увеличением тока перезарядки. Причем для этого участка ВАХ выполняется условие $\frac{dI}{dU} > 0$, то есть на диоде происходит выделение энергии. Такое поведение рассматриваемых зависимостей означает, что при подаче на диод Шоттки $\text{Me-In}_2\text{Te}_3$ напряжения, система ГУЦ в ОПЗ выводится из состояния термодинамического равновесия. При этом со значительной интенсивностью происходит термоэмиссия электронов с глубокого донорного уровня в зону проводимости (рис. 2, стрелка 1 и соотношение (1)), которая, с одной стороны, приводит к увеличению концентрации ионизированных центров локализации заряда в ОПЗ и, как следс-

твие, увеличению емкости диода, с другой, к увеличению концентрации свободных носителей в зоне проводимости и возрастанию тока. Одновременно с увеличением концентрации ионизированных доноров в ОПЗ происходит увеличение скорости процессов их рекомбинации (рис. 2, стрелки 2, 4 и 5, соотношения (3, 5, 6)). В результате устанавливается динамическое равновесие, при котором скорость увеличения концентрации ионизированных ГУЦ в ОПЗ уменьшается, что приводит к уменьшению скорости возрастания емкости. В то же время, для ВАХ выполняется условие $\frac{dI}{dU} < 0$, что свидетельствует о накоплении энергии диодом Шоттки. При обратном проходе происходит сброс части заряда с ГУЦ, причем эта часть превышает величину заряда, накопленного в ОПЗ при прямом проходе.

Следует отметить, что вид зависимости, представленной на рис. 5, свидетельствует о наличии у рассматриваемого в работе гистерона

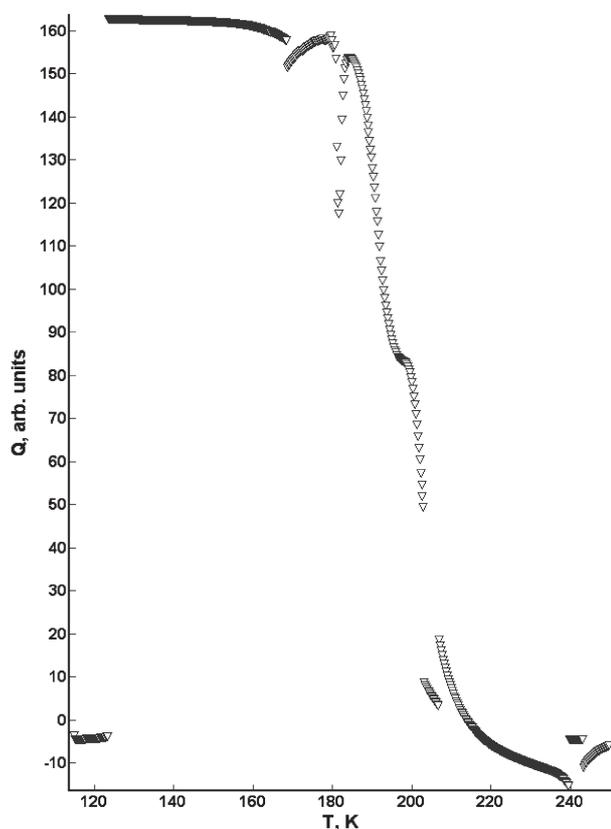


Рис. 5. Температурная зависимость суммарного заряда, обусловленного гистерезисным эффектом для диода Шоттки $\text{Me-In}_2\text{Te}_3$ ($dU/dt = 0.5$ В/мин)

Маделунга особых значений параметра T , которые аналогичны точкам Кюри для ферромагнетиков или сегнетоэлектриков. Действительно, как уже отмечалось выше, процесс аккумуляции заряда, обусловленного гистерезисным эффектом, на диоде Шоттки возможен только в диапазоне температур от 125 до 215 К, которые и играют роль «точек Кюри» (например, как у сегнетовой соли, у которой, как известно, две точки Кюри).

Другой характерной особенностью рассматриваемого гистерона Маделунга является существенная зависимость выходных сигналов от скорости изменения входного. Во-первых, об этом свидетельствуют зависимости 2, представленные на рис. 3 и 4. Видно, что увеличение $\frac{dU}{dt}$ приводит к существенным изменениям гистерезисных кривых. Во-вторых, об этом же говорят и зависимости, представленные на рис. 6. Из них следует, что суммарный заряд, обусловленный гистерезисным эффектом, уменьшается

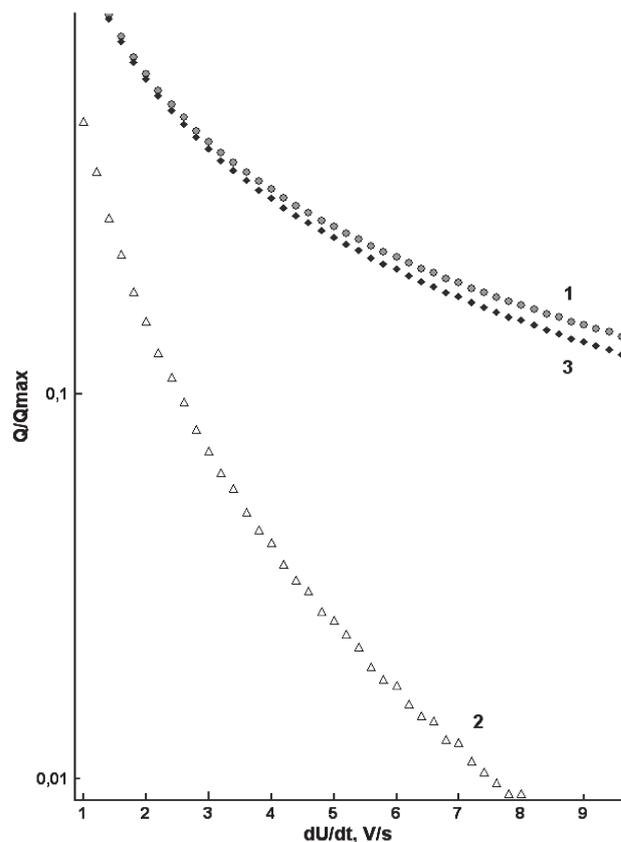


Рис. 6. Зависимость суммарного заряда, обусловленного гистерезисным эффектом, от скорости изменения напряжения смещения, подаваемого на диод Шоттки $\text{Me-In}_2\text{Te}_3$ (1 — $T = 150$ К, 2 — $T = 180$ К, 3 — $T = 242$ К)

при увеличении скорости изменения напряжения практически по экспоненциальному закону. Иными словами, рассматриваемый в работе гистерон Маделунга обладает свойством инерционности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе показано, что причиной возникновения нелинейностей гистерезисного типа, представленных на рис. 1, являются процессы перезарядки ГУЦ в ОПЗ полупроводника. Кроме того, доказано, что такой вид гистерезисных кривых свидетельствует о самонакоплении заряда полупроводниковой структурой. В работе выделены критические значения температур, в диапазоне которых этот процесс происходит.

Перезарядка ГУЦ в запрещенной зоне полупроводника является сложным динамическим процессом. Состояние системы глубоководных центров в данный момент времени зависит не только от температуры и напряжения, но и от знака и величины $\frac{dU}{dt}$. На наш взгляд, это означает, что емкость диода Шоттки и величина тока, протекающего через него, зависят от предыстории его состояния. То есть, при данной температуре значения выходных сигналов гистерезисного преобразователя $C(U(t_{i+1}))$ и $I(U(t_{i+1}))$ в момент времени t_{i+1} зависят не только от величины $U(t_{i+1})$, но и от величин $C(U(t_{i-1}))$, $I(U(t_{i-1}))$, $C(U(t_{i-1}))$ и $I(U(t_{i-1}))$ в моменты времени t_i и t_{i-1} , а также от скорости и способа перехода от значения входного сигнала $U(t_i)$ к $U(t_{i+1})$.

Следует отметить, что рассматриваемый в работе эффект самонакопления заряда не является уникальным явлением, характерным только для гетероструктур Al—In₂Te₃—InAs. Представленный в статье гистерезисный преобразователь будет применим практически для любых полупроводников, поскольку в каждом из них есть глубокие донорные уровни и глубокие центры рекомбинации заряда, которые активи-

руются в определенном интервале температур. Другой вопрос, что такой эффект не всегда просто обнаружить экспериментально. В этом отношении гетероструктуры Me—A^{III}₂C^{VI}₃—A^{III}B^V являются уникальными, поскольку, как отмечалось выше, концентрация мелкой легирующей примеси в соединениях A^{III}₂C^V₃ невелика, что позволяет наблюдать явление самонакопления заряда при измерении ВФХ. Иначе говоря, мелкая примесь способна единственным образом повлиять на характер процесса самонакопления заряда. Она просто скрадывает этот эффект. Причем чем больше концентрация этой примеси, тем менее заметны гистерезисные нелинейности, характерные для явления самонакопления заряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Красносельский М.А.* Системы с гистерезисом [Текст] / М. А. Красносельский, А. В. Покровский. — М.: Наука, 1983. — 273 с.
2. *Абрикосов Н.Х.* Полупроводниковые халькогениды и сплавы на их основе [Текст] / Н. Х. Абрикосов, В. Ф. Банкина, Л. В. Порецкая и др. — М.: Наука, 1975. — 220 с.
3. *Ананьина Д.Б.* Кинетика фотопроводимости дефектного полупроводника In₂Te₃ [Текст] / Д. Б. Ананьина, В. Л. Бакуменко А. К. Бонаков и др. // ФТП. — 1979. — Т. 13, Вып. 5. — С. 961—965.
4. *Postnikov V. S.* Heterostructures on the basis of indium arsenide with semi-insulating A^{III}₂B^{VI}₃ compound layers [Текст] / V. S. Postnikov, B. I. Sysoev, A. V. Budanov, N. N. Bezryadin, Yu. K. Shlyk, B. L. Agapov // Phys. Stat. Sol. — 1988. — (a) 109. — P. 467—483.
5. *Sysoev B.I.* Electron Processes in Solid State Heterostructures on the Basis of Indium Arsenide [Текст] / B. I. Sysoev, N. N. Bezryadin, T. V. Prokopyova, Yu. K. Shlyk // Phys. Stat. Sol. — 1991. — (a) 124. — P. 177—181.
6. *Регель А.А.* Природа электрической неактивности примесных атомов олова в In₂Te₃ [Текст] / А. А. Регель, Ю. П. Костиков // ФТП. — 1982. — Т. 16, Вып. 2. — С. 227—230.
7. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов [Текст] / С. Зи // Пер. с англ. Под ред. Р. А. Сурица. — М.: Мир. — 1984. — 456 с.

Буданов Александр Владимирович — кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики ВГТА. Тел. (4732) 55-63-47. E-mail: budanova@gmail.com.

Budanov Alexander Vladimirovich, associate professor, chair of physics, Voronezh State Technological Academy, tel. 8(4732) 55-63-47, e-mail: budanova@gmail.com.

Татохин Евгений Анатольевич — кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики ВГТА. (4732) 55-63-47. E-mail: teakph43@gmail.com.

Руднев Евгений Владимирович — кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики твердого тела и наноструктур Воронежского государственного университета. Тел. (4732) 208-363. E-mail: rudneff@mail.ru.

Семёнов Михаил Евгеньевич — доктор физико-математических наук, профессор кафедры Автоматизированных вычислительных систем Воронежского государственного технического университета. Тел. (4732) 43-77-18.

Tatokhin Evgeny Anatolevich, associate professor, chair of physics, Voronezh State Technological Academy, tel. 8(4732) 55-63-47, e-mail: teakph43@gmail.com.

Rudnev Evgeny Vladimirovich, associate professor, chair of solid state physics and nanostructures, Voronezh State University, tel. 8(4732) 208-363, e-mail: rudneff@mail.ru.

Semenov Michail Evgenevich, professor, chair of automatic and computing systems, Voronezh State Technical University, tel. 8(4732) 43-77-18, e-mail: mkl150@mail.ru.