

УДК 621.315.592

Влияние температуры и легирования редкоземельными элементами на подвижность носителей заряда в кристаллах моноселенида индия

© А.Ш. Абдинов^{*†}, Р.Ф. Бабаева^{+†}, С.И. Амирова^{*}, Р.М. Рзаев^{*}

^{*} Бакинский государственный университет,
Az-1148 Баку, Азербайджан

⁺ Азербайджанский Государственный экономический университет,
Az-1145 Баку, Азербайджан

(Получена 29 октября 2012 г. Принята к печати 6 ноября 2012 г.)

В диапазоне температур $T = 77-600$ К экспериментально исследована зависимость подвижности носителей тока (μ) от исходного темного удельного сопротивления при 77 К (ρ_{d0}), температуры и уровня легирования (N) редкоземельными элементами типа гадолиния (Gd), гольмия (Ho), диспрозия (Dy) в кристаллах моноселенида индия (InSe) n -типа проводимости. Установлено, что обнаруженные с точки зрения теории подвижности носителей тока в кристаллических полупроводниках аномалии в зависимостях $\mu(T)$, $\mu(\rho_{d0})$ и $\mu(N)$ связаны прежде всего с частичной неупорядоченностью кристаллов моноселенида индия и удовлетворительно могут объясняться наличием в свободных энергетических зонах хаотических дрейфовых барьеров.

1. Введение

Проблема, связанная с разноречивостью экспериментальных результатов по определению величины и выяснению физического механизма подвижности носителей тока (μ) в слоистых кристаллах моноселенида индия (InSe), с первых же дней открытия этого полупроводника является предметом дискуссии различных авторов. С целью выявления причин этих разноречий нами экспериментально исследовано влияние температуры, исходного темного удельного сопротивления и легирования редкоземельными элементами (РЗЭ) типа гадолиния, гольмия и диспрозия (Gd, Ho, Dy) на подвижность носителей тока в этом полупроводнике.

2. Методика и образцы

Образцы получались путем скалывания из различных участков одного и того же чистого (специально не легированного) и легированного атомами РЗЭ крупных монокристаллических слитков моноселенида индия n -типа проводимости, выращенных методом медленного охлаждения при постоянном градиенте температуры вдоль слитка [1]. Бралась образцы n -InSe с исходным темновым удельным сопротивлением при 77 К $\rho_{d0} = 2 \cdot 10^2 - 4 \cdot 10^7$ Ом·см и n -InSe(РЗЭ) с концентрацией РЗЭ $N = 10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}$ ат%. Содержание введенных примесей РЗЭ в твердой фазе изучаемых образцов n -InSe(РЗЭ) оценивалось по атомно-процентному содержанию вводимого в шихту перед началом процесса синтеза металлического РЗЭ.

Размеры образцов в направлениях перпендикулярно слоям (вдоль оси C кристалла) и вдоль слоев (в плоскости, перпендикулярной оси C кристалла) составляли соответственно $200 \leq d \leq 300$ мкм и 5.0×5.0 мм (при измерениях вольт-амперных характеристик), $(2.0-3.0) \times (6.0-8.0)$ мм (при измерениях электропроводности и постоянной Холла).

В качестве материалов токовыводящих и холловских контактов брались In, Sn (припой), серебряная паста и (или) аквадаг в соответствии с условиями проведения измерений.

Значение темновой удельной проводимости (σ_d) образцов, а также концентрация (n) и подвижность (μ) носителей тока в них измерялись при температурах $T = 77-600$ К традиционным комбинированным трехзондовым методом, позволяющим одновременное измерение удельной проводимости и коэффициента Холла (R_H) [2]. На основе полученных экспериментальных результатов оценены значения темного удельного сопротивления ($\rho_d = 1/\sigma_d$) изучаемых образцов, концентрации ($n = 1/eR_H$, где e — заряд электрона) и подвижности ($\mu = \sigma_d R_H$) носителей тока. В некоторых случаях, в частности при низких температурах, в более высокоомных чистых и легированных образцах, в которых слишком велико ρ_{d0} и мала подвижность, значения n и μ оценивались также по характеристическим точкам статических темновых вольт-амперных характеристик (ВАХ) на основе соответствующих формул теории Ламперта для токов, ограниченных объемным зарядом (ТООЗ) [3]. Сравнение полученных результатов показало, что величины отдельных параметров (n и μ), найденных по холловским измерениям и характеристическим точкам статических ВАХ при ТООЗ, удовлетворительно совпадают, а ход их температурных зависимостей почти не различается.

[†] E-mail: abdinov-axmed@yandex.ru
abdinov_axmed@yahoo.com

^{††} E-mail: Babaeva-Rena@yandex.ru

3. Результаты измерений

В результате проведенных измерений установлено, что в образцах, выколотых из различных участков одного и того же чистого монокристаллического слитка *n*-InSe, удельное темновое сопротивление (ρ_d) при 300 К меняется в пределах $\rho_d \approx 10-10^2$ Ом·см, а подвижность и концентрация носителей тока составляют соответственно $\mu \approx (2-3) \cdot 10^2$ см²/В·с и $n \approx 10^{13}-10^{14}$ см⁻³.

С понижением температуры до 77 К *n* изменяется незначительно и значения мало различаются для различных образцов, составляют $\sim (5 \cdot 10^{12}-10^{13})$ см⁻³, однако значения ρ_d и μ , во-первых, для различных образцов значительно различаются и, во-вторых, значительно изменяются по сравнению с данными, полученными при 300 К. В частности, при 77 К для различных образцов

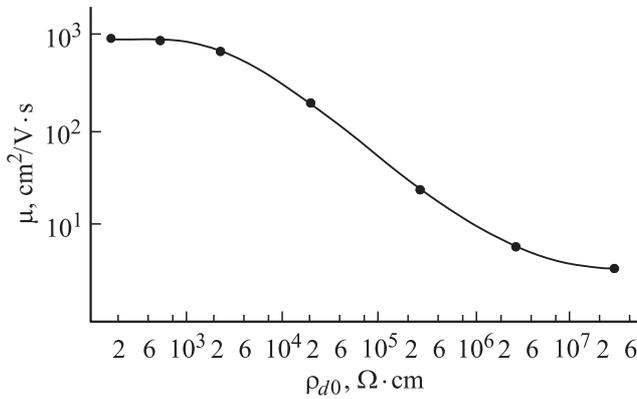


Рис. 1. Зависимость подвижности носителей тока от исходного темнового удельного сопротивления при 77 К в чистых кристаллах *n*-InSe.

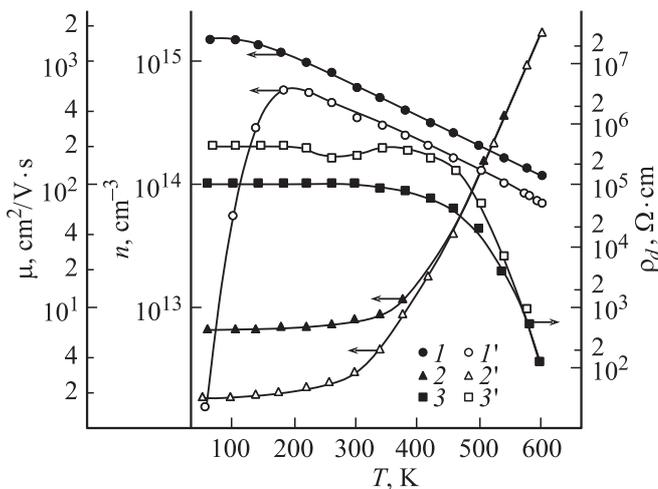


Рис. 2. Температурные зависимости подвижности (*I, I'*) и концентрации (*2, 2'*) носителей тока, а также темнового удельного сопротивления (*3, 3'*) в низкоомных (*I-3*) и высокоомных (*I'-3'*) чистых кристаллах *n*-InSe. ρ_{d0} , Ом·см: *I* — $2 \cdot 10^2$, *2* — $7 \cdot 10^6$.

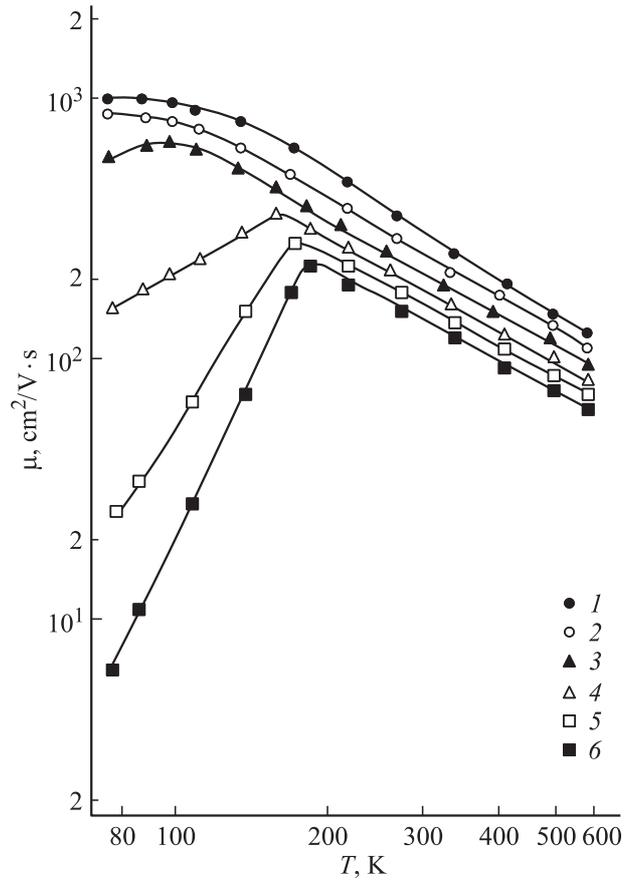


Рис. 3. Температурные зависимости подвижности носителей тока в чистых кристаллах *n*-InSe с различным исходным темновым удельным сопротивлением. ρ_{d0} , Ом·см: *1* — $2 \cdot 10^2$, *2* — $3 \cdot 10^3$, *3* — $4 \cdot 10^4$, *4* — $7 \cdot 10^5$, *5* — $5 \cdot 10^6$, *6* — $2 \cdot 10^7$.

ρ_{d0} меняется в пределах $\sim (2 \cdot 10^2-4 \cdot 10^7)$ Ом·см, а μ составляет $\sim (1.0-10^3)$ см²/В·с. Кроме того, величина μ резко уменьшается с ростом ρ_{d0} (рис. 1).

При низких температурах ход зависимости $\mu(T)$ также оказывается зависимым от величины исходного значения темнового удельного сопротивления исследуемого образца (рис. 2). В низкоомных кристаллах ($\rho_{d0} \leq 5 \cdot 10^3$ Ом·см, при 77 К $\mu \approx 8 \cdot 10^2$ см²/В·с) с повышением температуры величина подвижности уменьшается почти по закону $\mu \propto T^{-3/2}$ (рис. 2, кривая *I*). В высокоомных кристаллах ($\rho_{d0} \geq 10^4$ Ом·см) кривые $\mu(T)$ состоят из начального возрастающего и последующего спадающего участков (рис. 2, кривая *I'*). При этом на высокотемпературном спадающем участке зависимость подвижности носителей тока от температуры так же подчиняется закону $\mu \propto T^{-3/2}$. Однако на возрастающем низкотемпературном участке наблюдается зависимость $\mu \propto T^k$, где значение *k* с ростом ρ_{d0} до 10^7 Ом·см увеличивается до ~ 7 , а значение температуры, при котором возрастающий ход зависимости $\mu(T)$ сменяется спадающим, T_M , слегка смещается в сторону более высоких температур (рис. 3).

При $T \geq 300$ К значения удельного темнового сопротивления ρ_d , концентрации n и подвижности μ носителей тока в кристаллах n -InSe(РЗЭ) почти не отличаются от значений, имеющих место в чистых кристаллах, и оказываются не зависящими от уровня легирования (от значения N).

С понижением температуры до 77 К влияние легирования РЗЭ на электрофизические параметры (σ_d , n и μ) исследуемых кристаллов проявляется более значительно. Прежде всего следует отметить, что при этом зависимость электрофизических параметров от химической природы введенной примеси не наблюдается, а проявляется лишь зависимость от уровня легирования (от значения N). При 77 К в легированных РЗЭ кристаллах концентрация носителей тока в образцах с различной N почти не различается (рис. 4, кривая 1). Такое же соотношение наблюдается между значениями n в чистых и легированных РЗЭ кристаллах. Однако при 77 К наблюдается значительное влияние N на ρ_{d0} и μ (рис. 4, кривые 2 и 3 соответственно).

С ростом N сначала (при $N < 10^{-3}$ ат%) значительно изменяются как ρ_{d0} , так и μ относительно значений, наблюдающихся даже в самом высокоомном чистом кристалле. При этом обе зависимости имеют немонотонный характер (рис. 4).

Высокотемпературный участок зависимости $\mu(T)$ в кристаллах n -InSe(РЗЭ) также по своему виду не отличается от имеющего место в чистых кристаллах и подчиняется закону $\mu \propto T^{-3/2}$ (рис. 5). При этом несколько отличаются лишь численные значения подвижности носителей тока. Однако для низкотемпературного участка кривых $\mu(T)$ наблюдается несколько иная ситуация $\mu \propto T^{-3/2}$ (рис. 5). В частности, в области низких температур с ростом концентрации

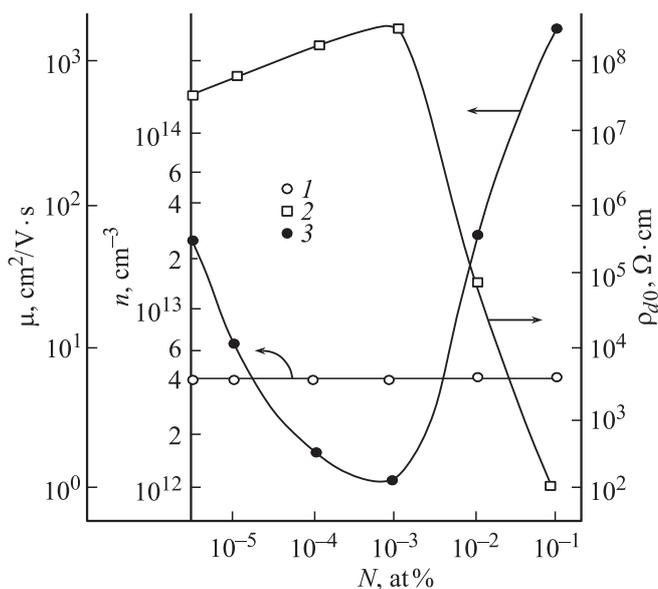


Рис. 4. Зависимости концентрации (1) темнового удельного сопротивления (2), подвижности (3) от уровня легирования (N) в кристаллах n -InSe(РЗЭ) при 77 К.

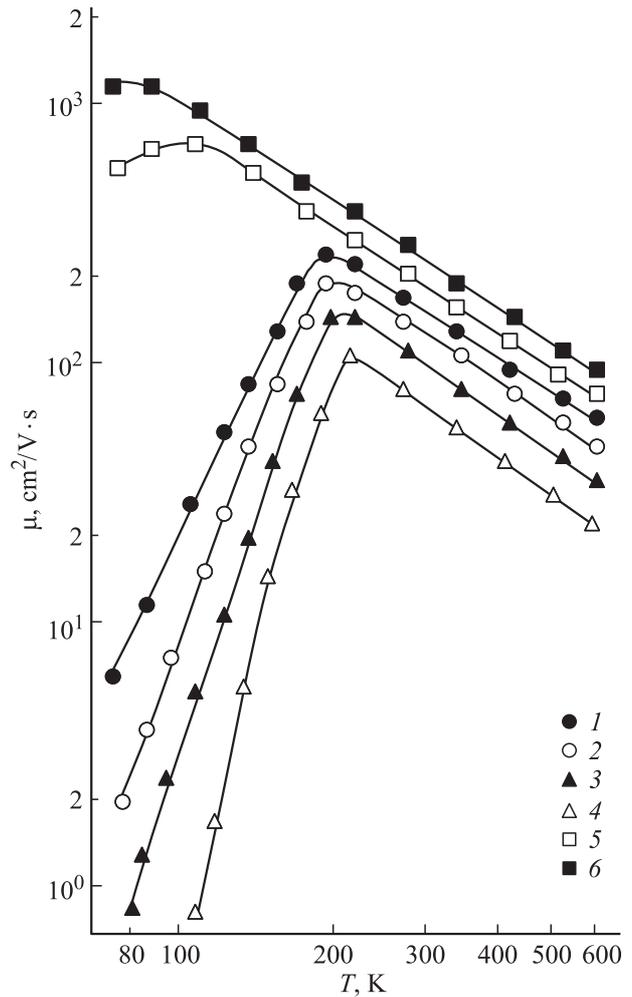


Рис. 5. Температурные зависимости подвижности носителей тока в кристаллах n -InSe(РЗЭ) с различным уровнем легирования. N , ат%: 1 — 0, 2 — 10^{-5} , 3 — 10^{-4} , 4 — 10^{-3} , 5 — 10^{-2} , 6 — 10^{-1} .

РЗЭ до $N \approx 10^{-3}$ ат% величина μ значительно (почти на 2–3 порядка) уменьшается, а показатель степени зависимости $\mu(T)$, увеличиваясь, достигает $\sim (7-8)$. С дальнейшим ростом N , во-первых, протяженность диапазона температуры, в котором наблюдается возрастающий участок зависимости $\mu(T)$, укорачивается, во-вторых, значение показателя степени k уменьшается и в образцах n -InSe(РЗЭ) с $N \approx 10^{-1}$ ат% зависимость μ от T почти не наблюдается (рис. 5, кривая 6).

В кристаллах n -InSe(РЗЭ) в зависимости от N меняется также значение T_M и эта зависимость имеет немонотонный характер.

4. Обсуждение экспериментальных результатов

Сравнительный анализ полученных нами экспериментальных результатов по зависимостям $\mu(T)$ и $\mu(N)$, а также по влиянию ρ_{d0} и N на зависимость $\mu(T)$ в

кристаллах n -InSe и n -InSe(РЗЭ) позволяет сказать, что с точки зрения теории подвижности носителей тока в кристаллических полупроводниках [4] эти зависимости обладают рядом аномалий, которые проявляют себя в основном в области низких температур. В частности, в чистых кристаллах наблюдается уменьшение μ с ρ_{d0} , степенная зависимость $\mu(T)$ с показателем степени, значительно (почти в 4–5 раз) большим, чем ожидается по вышеупомянутой теории, зависимость показателя степени в $\mu \propto T^k$ от величины ρ_{d0} . Кроме того, в легированных РЗЭ кристаллах наблюдаются следующие особенности: немонотонная зависимость величины μ от уровня легирования РЗЭ (от N); увеличение значения подвижности носителей тока с ростом уровня легирования при $N > 10^{-3}$ ат%; более резкое уменьшение значения μ с ростом N при $N \leq 10^{-3}$ ат%; зависимость значения T_M от ρ_{d0} и немонотонный характер зависимости $T_M(N)$.

Нами предполагается, что все эти вышеперечисленные аномалии подвижности носителей тока в изучаемых кристаллах моноселенида индия (особенно в высокоомных чистых и во всех легированных РЗЭ кристаллах) от различных внешних и внутрикристаллических факторов прежде всего связаны с частичной неупорядоченностью исследуемых образцов и с наличием в их свободных энергетических зонах хаотических дрейфовых барьеров для носителей тока [5,6].

Предполагается, что из-за наличия в кристаллах моноселенида индия хаотических (как по распределению в объеме образца, так и по размерам) крупномасштабных дефектов при низких температурах образцы этих кристаллов ведут себя как частично неупорядоченные полупроводниковые кристаллы, состоящие в целом из низкоомной (НО) матрицы с хаотическими высокоомными (ВО) включениями [5,6]. Степень неупорядоченности их определяется количеством и размерами ВО, а сама такая неупорядоченность в свою очередь определяет значение ρ_{d0} и проявляется в различных аномалиях в электронных процессах, в том числе в явлениях, связанных с перемещением носителей тока. Дело в том, что в такой системе, помимо рекомбинационных, безусловно, будут возникать и дрейфовые барьеры [5,7] с некоторой высотой $\Delta\varepsilon_d$. Носители тока при перемещении в свободной энергетической зоне для преодоления этих барьеров должны иметь энергию $\varepsilon > \Delta\varepsilon_d$. При изменении температуры и (или) уровня легирования РЗЭ будут меняться степень флуктуации потенциального рельефа и соответственно величина $\Delta\varepsilon_d$. Поэтому в зависимости от T и N будет меняться эффективная подвижность носителей тока в исследуемом образце.

Естественно, что в таких частично неупорядоченных кристаллах при низких температурах подвижность носителей тока, помимо рассеяния на различных точечных дефектах и колебаниях решетки, будет зависеть и от параметров дрейфовых барьеров. В чистых кристаллах ситуация ясна: чем больше размеры дрейфовых барьеров, тем больше величина ρ_{d0} , при этом меньше подвижность, а ее температурная зависимость значительно

более резкая, чем в кристаллических полупроводниках при низких температурах ($\mu \propto T^{3/2}$) при доминировании рассеяния носителей тока на ионах примесей [6], и имеет активационный характер. В легированных РЗЭ кристаллах сначала (при $N \leq 10^{-3}$ ат%) ионы введенной примеси, скапливаясь вокруг исходных крупномасштабных дефектов, увеличивают их размеры. Поэтому степень неупорядоченности образцов, а также размеры и энергетическая высота дрейфовых барьеров в них увеличиваются. Вследствие этого величина ρ_{d0} увеличивается, μ уменьшается, а показатель степени зависимости $\mu(T)$ в области низких температур возрастает. С дальнейшим ростом N этот эффект сначала проявляется более резко; далее, когда уже ионы введенной примеси начинают распределяться по всему объему кристалла (в рассмотренном нами случае при $N > 10^{-3}$ ат%), исследуемый образец постепенно приближается к квазиупорядоченному состоянию и роль дрейфовых барьеров в зависимости $\mu(T)$ ослабляется. В области высоких температур роль дрейфовых барьеров в подвижности носителей тока тоже уменьшается и доминирующей становится роль рассеяния носителей тока на колебаниях решетки. Поэтому при таких температурах зависимость $\mu(T)$ подчиняется закону $\mu \propto T^{-3/2}$.

В рамках предложенной модели удовлетворительно объясняются зависимость показателя степени в $\mu \propto T^k$, величина подвижности носителей тока и значение T_M от ρ_{d0} и N . Для этого необходимо учитывать соответствующие зависимости параметров дрейфовых барьеров от ρ_{d0} в чистых кристаллах и от N в легированных РЗЭ кристаллах моноселенида индия.

5. Заключение

Таким образом, можно сказать, что обнаруженные нами в кристаллах моноселенида индия аномалии при исследовании зависимости подвижности носителей тока от температуры, исходного темнового удельного сопротивления, уровня легирования атомами РЗЭ доминирующим образом обусловлены частичной неупорядоченностью этих кристаллов и непосредственно наличием в них дрейфовых барьеров, параметры которых зависят от температуры и уровня легирования.

Список литературы

- [1] А.М. Гусейнов, Т.И. Садыхов. В сб.: *Электрофизические свойства полупроводников и плазмы газового разряда* (Баку, АГУ, 1989) с. 42.
- [2] Н.Ф. Ковтонюк, Ю.А. Концевой. *Методы измерения параметров полупроводниковых материалов* (М., Металлургия, 1970).
- [3] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973) гл. 2, с. 25.
- [4] Р. Смит. *Полупроводники* (М., Мир, 1982).
- [5] М.К. Шейнкман, А.Я. Шик. ФТП, **10** (2), 209 (1976).
- [6] А.Ш. Абдинов, Р.Ф. Бабаева. Неорг. матер., **31** (8), 1020 (1995).

[7] В.Б. Сандомирский, А.Г. Ждан, М.А. Мессерер, И.Б. Гуляев. ФТП, 7 (6), 1314 (1973).

Редактор Л.В. Шаронова

Influence of temperature and doping with rare-earth elements of mobility of current carriers in indium monoselenide crystals

A.Sh. Abdinov*, R.F. Babayeva⁺, S.I. Amirova*, R.M. Rzayev*

* Baku State University,
Az-1148 Baku, Azerbaijan

⁺ Azerbaijan State Economic University,
Az-1145 Baku, Azerbaijan

Abstract In the temperature range 77–600 K the dependences of current carrier mobility (μ) on initial specific dark resistance at 77 K (ρ_{d0}), temperature (T) and doping level (N) with rare-earth elements such as gadolinium (Gd), holmium (Ho), dysprosium (Dy) have been investigated experimentally in n -type indium monoselenide (InSe) crystals. It has been found out that, from the point of view of the theory in crystal semiconductors, detected anomalies in dependences $\mu(T)$, $\mu(\rho_{d0})$ and $\mu(N)$ are connected first of all with partial disorder of indium monoselenide crystals and may be satisfactorily explained as conditioned by presence of chaotic drift barriers in the free energy bands.