

УДК 621.315.592

©1994 г.

ТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ GaInAsSb

Н.М.Колчанова, А.А.Попов, Г.А.Сукач, А.Б.Богословская

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 1 сентября 1993 г. Принята к печати 29 сентября 1993 г.)

Рассмотрены механизмы релаксации избыточной тепловой энергии в одиночных и двойных гетероструктурах на основе GaInAsSb и роль энергетических барьеров в тепловых процессах. Показано, что при малых токах ($I < 30$ мА) перегрев активной области происходит за счет разогрева электронного газа инжекционным током. При токах $I > 50$ мА происходит разогрев всей фоновой системы. При этих токах перегрев вызывает усиление влияния безызлучательной оже-рекомбинации. Усиление перегрева в двойных гетероструктурах по сравнению с одиночными гетероструктурами позволяет сделать вывод об особой важности рассмотренных механизмов разогрева при установлении режима работы лазерных диодов, росте значения порогового тока и срыве генерации в непрерывном режиме при комнатной температуре.

Исследованию полупроводниковых лазерных и светодиодных гетероструктур на основе четырехкомпонентных соединений GaInAsSb, излучающих на длинах волн 1.7–2.4 мкм, уделяется в настоящее время значительное внимание. Это объясняется тем, что твердый раствор GaInAsSb является перспективным материалом для создания быстродействующих и эффективных источников [1–5] и приемников [6,7] излучения, используемых в приборных приложениях, например, для детектирования молекул экологически вредных газов [7] и в технологии [8]. В предыдущем кратком сообщении [9] нами было экспериментально установлено наличие сильного перегрева активной области таких гетероструктур, приводящего к нежелательному изменению электрических, люминесцентных, пороговых и других приборных характеристик.

Данная статья является продолжением упомянутых исследований и посвящена выяснению механизмов релаксации избыточной энергии в гетероструктурах на основе твердого раствора GaInAsSb, а также роли энергетических барьеров в тепловых процессах.

Нами были исследованы одиночные (ОДГ) и двойные (ДГС) гетероструктуры (вставка на рис. 1) на основе узкозонной активной области n -Ga_{0.79}In_{0.21}As_{0.19}Sb_{0.81} ($E_g^{300\text{K}} = 0.53$ эВ, $n = 4 \cdot 10^{16}$ см⁻³, толщиной 1.5 мкм) и эмиттеров N - и P -Ga_{0.66}Al_{0.34}As_{0.02}Sb_{0.98} ($n = 1 \cdot 10^{17}$ см⁻³,

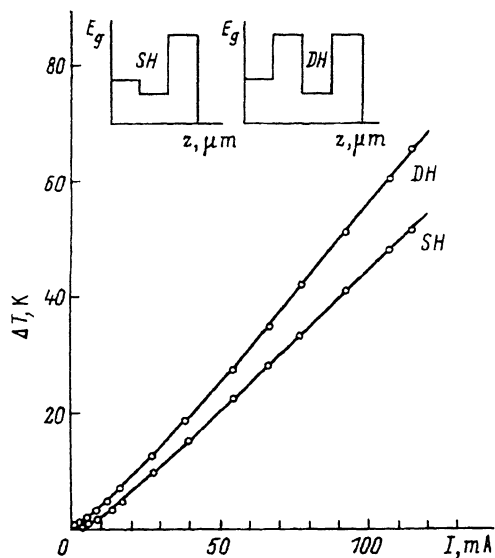


Рис. 1. Зависимость величины отклонения эффективной температуры электронного газа ΔT от начального равновесного состояния T_0 в излучающих одиночных (SH) и двойных (DH) гетероструктурах на основе $n\text{-Ga}_{0.79}\text{In}_{0.21}\text{As}_{0.19}\text{Sb}_{0.81}$ от величины тока накачки при комнатной температуре. На вставке — энергетические диаграммы исследованных гетероструктур.

$p = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $E_g^{300\text{K}} = 1.27 \text{ эВ}$, толщиной 2.5 мкм). Обе структуры создавались методом жидкофазной эпитаксии при температуре $T = 870 \text{ К}$ на подложке $N\text{-GaSb:Te}(100)$ ($n = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Излучение выводилось через широкозонный P -эмиттер. Качество гетероструктур контролировалось методами рентгеновской дифрактометрии (расогласование постоянных решеток слоев не превышало $8 \cdot 10^{-4}$) и вольт-емкостными измерениями [10]. После жидкофазной эпитаксии подложка сошлифовывалась до толщины 200 мкм. Исследовались мезасветодиоды диаметром 300 мкм со сплошным омическим контактом к $N\text{-GaSb}(\text{Au} + 5\% \text{Te})$ и точечным контактом ($\text{Au} + 5\% \text{Ge}$) диаметром 40 мкм к $P\text{-GaAlAsSb}$, полученные из выращенной гетероструктуры методом фотолитографии и собранные на стандартном корпусе ТО-18.

Температура перегрева определялась как $\Delta T = T_e - T_0$, где T_e — эффективная температура образующейся в активной области электронно-дырочной плазмы при определенном токе накачки, а T_0 — температура окружающей среды. Найденная методом температурного коэффициента напряжения [9] температура перегрева ΔT в зависимости от тока накачки и типа структуры представлена на рис. 1. Особенностью экспериментальной зависимости является наличие двух степенных участков $\Delta T \sim I^k$, зависящих от тока инжекции и типа гетероструктуры. Для ОГС $k = 0.7$ при малых значениях тока ($I \leq 20 \text{ мА}$) и $k = 1-1.1$ ($I > 20 \text{ мА}$). Большой показатель степени имеют ДГС структуры.

Ватт-амперная характеристика (ВтАХ), измеренная как при постоянном, так и при импульсном питании, приведена на рис. 2. Зависимость интенсивности излучения от величины тока накачки содержит два участка: при малых значениях тока ($I < 10 \text{ мА}$) — $\alpha \sim 3/2$, с увеличением наклон уменьшается — $\alpha \sim 2/3$. ВтАх при двух режимах питания различаются: при постоянном токе следует отметить выход на насыщение выходной оптической мощности и падение интенсивно-

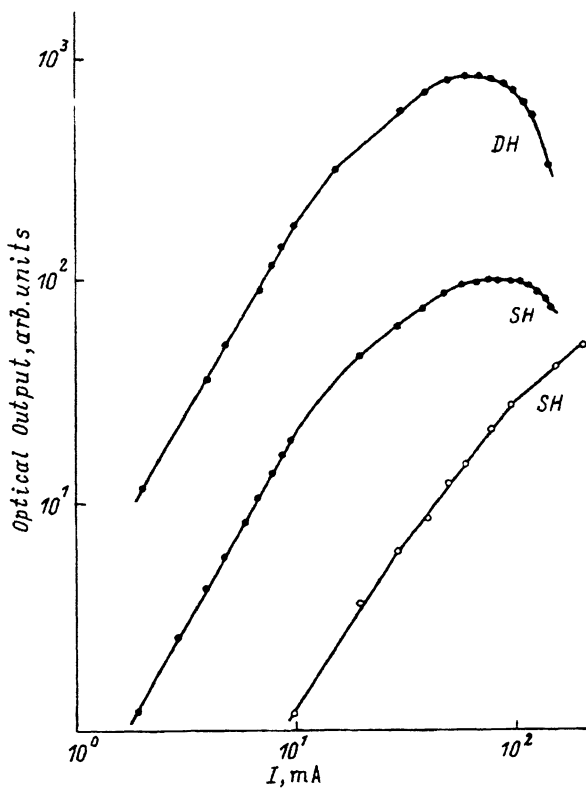


Рис. 2. Ватт-амперная характеристика образцов светодиодов при комнатной температуре. Темные точки — режим непрерывной накачки, светлые точки — импульсное питание.

сти излучения при дальнейшем возрастании тока. Кроме того, при $I > 30$ мА наблюдается отклонение ВТАХ, снятой в режиме импульсной накачки, от начального закона.

Для выяснения механизмов релаксации избыточной энергии также исследовалась зависимость времени жизни неосновных носителей тока от уровня накачки, полученная по переключению направления электрического поля (рис. 3,а).

Спектральное распределение электролюминесценции во всех типах структур представляло пик шириной $\Delta E_{\text{FWHM}} = 54$ мэВ при $I = 50$ мА, максимум которого лежал вблизи значения ширины запрещенной зоны E_g активной области. Подробно спектры излучения исследовались ранее [1]. В режиме эксплуатации приборов ($I = 50$ мА), когда барьер на p - n -гетерогранице уже снят, излучательные и электрические свойства светоизлучающих диодов (СИД) обоих типов определялись параметрами активной области.

Остановимся на полученных результатах. Основными процессами, приводящими к перегреву активной области, могут быть: возмущение функции распределения электронно-дырочной плазмы током инжекции, оже-рекомбинация, выделение джоулевой мощности, внутризонное поглощение излучения и т.д. Теоретический расчет величины

разогрева за счет объемной оже-рекомбинации, сделанный для нашего случая, используя идеологию работы [11], дает величину порядка 1 К при комнатной температуре и токе $I = 50$ мА, что существенно ниже экспериментально полученных значений. Оценки показывают, что при тех же условиях разогрев за счет выделения джоулевой мощности и внутризонного поглощения излучения имеет меньшее значение. Поэтому в наших условиях основным процессом, ответственным за отличие температуры квазиравновесного состояния электронов от температуры решетки при малых значениях тока ($I < 30$ мА), следует считать инжекцию горячих носителей в активную область.

Избыточная энергия горячих носителей может быть рассеяна при испускании оптического фонона или передана электронно-дырочному газу [12]. Эффективность обоих каналов оценим их временами. В полупроводниковых твердых растворах на основе GaInAsSb при температуре $T = 300$ К и концентрации носителей $n = 1 \cdot 10^{17}$ см⁻³ время электрон-электронного взаимодействия $\tau_{ee} = 5 \cdot 10^{-14}$ с, а время испускания оптического фонона $\tau^{\text{opt}} = 1 \cdot 10^{-13}$ с. Времена межэлектронного взаимодействия определялись как

$$\tau_{ee} \sim \left[3\varepsilon_a^2 (2m_a^*)^{1/2} T_e^3 / 2 \right] / (8\pi e^4 N_e Z),$$

где ε_a — диэлектрическая постоянная активной области, e — заряд электрона, N_e — концентрация электронов, Z — фактор экранирования. Поэтому при наших условиях определяющим является межэлектронное взаимодействие, что приводит к передаче значительной части вносимой избыточной энергии электронной системе. Энергетические времена междурычных $\tau_{hh} \sim \tau_{ee} (m_h^*/m_e^*)^{1/2}$ и электронно-дырочных $\tau_{eh} \sim \tau_{hh} (m_h^*/m_e^*)^{1/2}$ неупругих столкновений при равных концентрациях электронов и дырок (10^{17} см⁻³) существенно выше времени межэлектронного взаимодействия τ_{ee} и сравнимо с τ^{opt} . При токах, когда выполняется условие $n \leq 10^{17}$ см⁻³, горячие дырки быстро теряют избыточную энергию путем испускания оптического фонона и за время жизни $\tau \sim 3 \cdot 10^{-8}$ с полностью термализуются. В таких условиях, когда

$$\tau_{eh} \gg \tau_{hh} \gg \tau_{ee} \quad \text{и} \quad \tau_{ee} < \tau^{\text{opt}},$$

систему электронного газа можно считать термализованной с температурой T_e , отличной от начального значения температуры решетки T_0 ($T_e \neq T_0$), а T_h полагать равной T_0 . Кроме того, так как ширина d активной области мала по сравнению с характерной длиной остывания $l_i \sim (\chi\tau)^{1/2}$ и диффузии $l_d \sim (D\tau)^{1/2}$ носителей, но велика относительно дебаевской длины экранирования $l_s \sim (\varepsilon_{a0} T_e / 4\pi e^2 N_e)^{1/2}$, и, полагая отсутствие эффективных каналов поверхностной рекомбинации, в нашем случае можно пренебречь неоднородностью распределения температуры и концентрации носителей тока в активной области.

Избыточная энергия, переданная электронному газу, может быть отдана фононной системе или рассеяна в окружающую среду и прилегающие эмиттерные области GaAlAsSb. Рассмотрим пути диссипации избыточной энергии электронного газа.

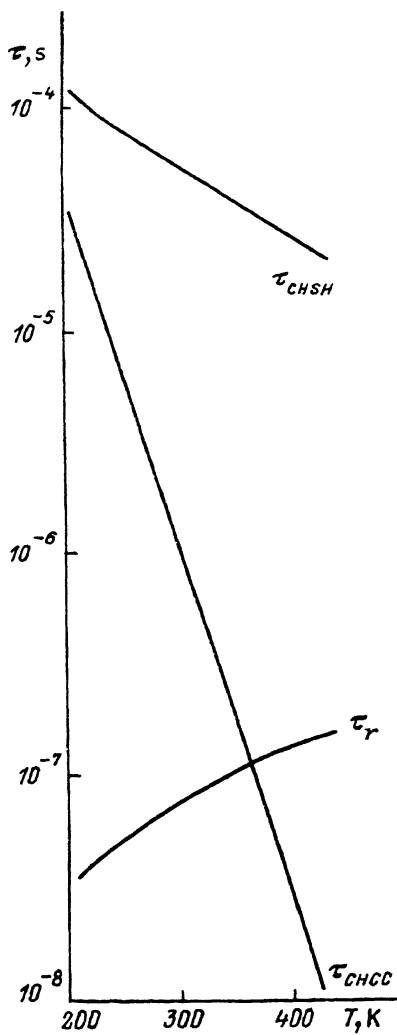
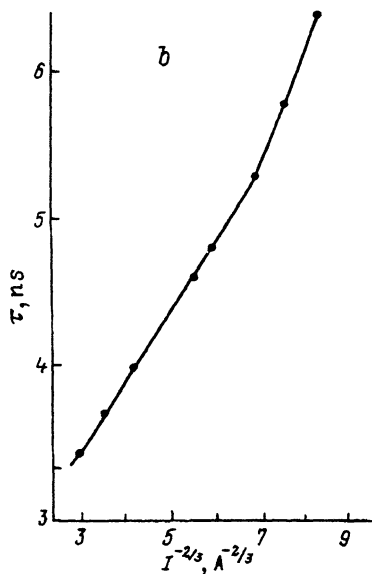
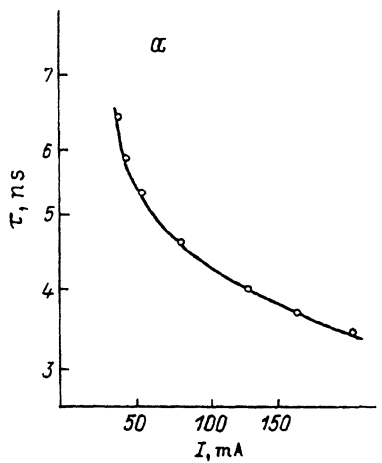


Рис. 3. Зависимость времени жизни неравновесных электронов от величины инжекционного тока в режиме непрерывной накачки для гетероструктур с активной областью $n\text{-Ga}_{0.79}\text{In}_{0.21}\text{As}_{0.19}\text{Sb}_{0.81}$ ($E_g = 0.53$ эВ) при комнатной температуре. а — $\tau = f(I)$, б — $\tau = f(I^{-2/3})$.

Рис. 4. Температурная зависимость излучательного времени жизни τ_r и безизлучательных времен τ_{CHSH} и τ_{CHSC} для гетероструктур с активной областью $n\text{-GaInAsSb}$ ($E_g = 0.53$ эВ), рассчитанная с использованием параметров из [13, 14].

1. С электронами взаимодействует только часть длинноволновых (LO) фононов, а большая часть фононов остается равновесной относительно температуры решетки. Разогретые LO -фононы будут взаимодействовать с равновесными фононами со временем τ_{pp} или рассеивать энергию в результате электрон-фононного взаимодействия со временем τ_{pe} , причем фононная система сохранит первоначальную температуру окружающей среды T_0 . Для невырожденных полупроводников времена взаимодействия могут быть записаны в виде

$$\tau_{pp} = (Q_D/T)^3 M h / q^2 B,$$

$$\tau_{pe} = (2/\pi)^{1/2} h \rho T_0^{3/2} / \left(m_h^* \right)^{1/2} E_0^2 n_0 \left] 1/q \exp \left[q^2 / (8m_e^* T_0) \right], \right.$$

где Q_D — температура Дебая, M — масса элементарной ячейки, q — импульс фонона, B — безразмерная константа. При токах инжекции $I < 30$ мА импульс разогретых электронов меньше импульса тепловых фононов и разогрев мал.

2. Электроны взаимодействуют со всеми возбужденным при $T = T_0$ фононами. Это имеет место при больших инжекционных токах и приводит к разогреву фононной системы полупроводника в целом, к отклонению температуры решетки от стационарного значения. При этих условиях прибор работает фактически в другом температурном режиме. На экспериментальной зависимости перегрева $\Delta T = f(I)$ (рис. 1) наблюдается разная скорость роста ΔT при увеличении тока. Расчет показывает, что при токах менее 30 мА импульс разогретых электронов меньше импульса тепловых фононов и разогревом фононной системы можно пренебречь. При больших токах увеличивается температура решетки до $T_1(I) \neq T_0$, где основным механизмом разогрева надо считать не передачу энергии избыточных носителей электронно-дырочной плазме, а выделение Джоуля тепла. Это приводит к изменению наклона зависимости $\Delta T = f(I)$. Поэтому перегрев активной области при токах менее 20 мА мы связываем с разогревом электронного газа, а при более высоких значениях тока — с разогревом всей фононной системы активной области.

Увеличение температуры решетки при больших токах накачки ($I > 50$ мА) приводит к изменению соотношения излучательного и безизлучательного каналов рекомбинации неравновесных носителей тока (рис. 4). Как следует из расчетов (рис. 4), при увеличении $T_1 = f(I)$ с током должен увеличиваться вклад безизлучательной объемной оже-рекомбинации. Рассмотрим представленную зависимость, построенную на рис. 3, б. Поскольку изменение концентрации $\Delta n \sim I^{1/3}$, а интенсивность излучения $\Delta \Phi \sim (\Delta n^2) \sim I^{2/3}$ и $\tau \sim (\Delta n)^2$, в случае заметного вклада объемного оже-процесса в рекомбинацию носителей тока τ должно быть $\sim I^{-2/3}$. В исследуемой гетероструктуре такая зависимость наблюдается лишь при токах накачки более $I > 50$ мА (рис. 3, б). О включении в процессы рекомбинации оже-процессов свидетельствует также ВТАХ образцов (рис. 2). При малых токах величина наклона ВТАХ составляет $\alpha \sim 1.3-1.5$. При излучательной межзонной рекомбинации ее величина должна быть близка к $\alpha \sim 2$. Заниженное значение в нашем случае свидетельствует о наличии конкурирующего меха-

пизма рекомбинации, связанного с излучением, например, через акцепторные уровни или состояния в квантовых ямах на гетерогранице [3]. Последующий переход к наклону $\alpha \sim 2/3$, проявляющийся на постоянном токе в очень узком интервале его значений и на импульсном токе, подтверждает участие процессов оже-рекомбинации в объеме активной области [15]. Таким образом, при комнатной температуре вклад оже-процессов невелик, но с ростом температуры резко возрастает и при $T = 320$ К сравним с излучательным процессом. Из рис. 4 видно, что при комнатной температуре вкладом спин-орбитально отщепленной зоны (CHSH-рекомбинация) в процессе безызлучательной рекомбинации в n -Ga_{0.79}In_{0.21}AsSb можно пренебречь во всем исследованном диапазоне температур. Вероятность ухода высокоэнергетичного электрона мала, так как гетербарьер между активной и эмиттерной областями (0.74 эВ) во всех исследованных структурах существенно больше энергии оже-электрона. Это подтверждается исследованиями спектров электролюминесценции [1]. Релаксация энергии оже-электрона в GaInAsSb идет на электронах, приводя к дополнительному разогреву электронного газа. В ДГС в процессе оже-рекомбинации электроны не покидают активную область, т.е. концентрация рекомбинирующих носителей остается постоянной. В ОГС высокоэнергетичная часть носителей вследствие упругого отражения от гетерограницы активная область-эмиттер [16] может уйти в контактную область, приводя к уменьшению общего числа рекомбинирующих носителей. Следует отметить, что в ДГС структурах значительно изменяется по сравнению с ОГС структурами величина разрывов зон на N - n -границе. В ДГС структурах, где величина разрыва зоны проводимости существенно больше, чем в ОГС структурах, сильнее проявляются интерфейсные СНСС-процессы, которые вносят вклад в разогрев. Возможно, этим объясняется то, что в ДГС температура перегрева по сравнению с ОГС выше во всем диапазоне токов. Из данных рис. 1 значение перегрева, связанного с процессами оже-рекомбинации, можно оценить величиной ≈ 8 К для ОГС и ≈ 10 К для ДГС.

Таким образом, приведенные экспериментальные данные, полученные независимыми методиками, позволяют сделать вывод о значительном перегреве активной области излучающих p - n -гетероструктур на основе четырехкомпонентных твердых растворов GaInAsSb относительно корпуса диода при комнатной температуре. При малых токах ($I < 30$ мА) перегрев происходит за счет разогрева электронного газа горячими электронами вследствие быстрого электрон-электронного взаимодействия. Разогревом решетки в этом случае можно пренебречь. При более высоких токах происходит разогрев всей фононной системы с изменением температуры решетки до $T_1 = f(I)$. При больших токах ($I > 50$ мА) перегрев вызывает усиление влияния безызлучательной оже-рекомбинации. При этих токах наряду с объемными оже-процессами возрастает вероятность интерфейсных оже-процессов, которые сильно проявляются в ДГС структурах из-за большей величины разрывов зон. Усиление перегрева в ДГС по сравнению с ОГС позволяет сделать вывод об особой важности рассмотренных механизмов разогрева при установлении режима работы лазерных диодов, что может привести к росту значения порогового тока и срыву генерации в непрерывном режиме при комнатной температуре.

Список литературы

- [1] А.А. Андаспаева, А.Н. Баранов, А.А. Гусейнов, А.Н. Именков, Н.М. Колчанова, Е.А. Сидоренкова, Ю.П. Яковлев. Письма в ЖТФ, **15**, 71 (1989).
- [2] А.Н. Баранов, Б.Е. Джуртанов, А.Н. Именков, Ю.М. Шерняков, Ю.П. Яковлев. Письма в ЖТФ, **12**, 557 (1986).
- [3] Н.М. Колчанова, А.А. Попов, Ю.П. Яковлев. Письма в ЖТФ, **18**, 40 (1992).
- [4] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма в ЖТФ, **18**, 25 (1992).
- [5] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. *Оптика лазеров'93. Тез. докл.* (С.-Петербург, 1993) ч. 1.
- [6] И.А. Андреев, М.А. Афраилов, А.Н. Баранов, В.Г. Данильченко, М.А. Мирсагаатов, М.П. Михайлова, Ю.П. Яковлев. Письма в ЖТФ, **14**, 986 (1988).
- [7] A.N. Baranov, A.N. Imenkov, M.P. Mikhailova, Yu.P. Yakovlev. SPIE, **1724**, 78 (1992).
- [8] А.Н. Баранов, Ю.П. Яковлев, М.П. Михайлов, А.Н. Именков, А.И. Климентенко, В.Л. Шутов. Бумаж. пром-сть, вып. 9, 20 (1989).
- [9] Н.М. Колчанова, А.А. Попов, А.Б. Богословская, Г.А. Сукач. Письма в ЖТФ, **19**, 5 (1993).
- [10] А.Б. Богословская, Н.М. Колчанова, Ф.И. Маняхин, А.А. Попов, Г.А. Сукач. ФТП, **27**, 1574 (1993).
- [11] В.И. Малахов, А.Г. Плявенок, Л.А. Ривлин, С.И. Филимонов. Квантовая электрон., **15**, 695 (1988).
- [12] В. Дзенис, Ю. Пожела. *Горячие электроны* (Вильнюс, 1971).
- [13] F. Karouta, H. Mani, J. Bhan, Jia Hua Ren, A, Joullie. Rev. Phys, Appl., **22**, 1459 (1987).
- [14] Landolt-Bernstein. *Numerical data and functional relationship in science and technology* (1982) v. 17a.
- [15] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова. ФТП, **16**, 1670 (1982).
- [16] Г.Г. Зегря, В.А. Харченко. ЖЭТФ, **101**, 327 (1992).

Редактор В.В. Чалдышев
