

Д. В. Ушаков, В. К. Кононенко, И. С. Манак

ЭЛЕКТРОННЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛЕГИРОВАННЫХ СВЕРХРЕШЕТОК

Квантоворазмерные эффекты служат основой создания полупроводниковых приборов нового поколения, в том числе достаточно мощных излучателей, пикосекундных оптических переключателей, высокочувствительных фотодетекторов. Компактность, малое энергопотребление, низкие пороги включения и высокая надежность способствуют тому, что в настоящее время многие ведущие фирмы полупроводниковой электроники разрабатывают и выпускают уникальные приборы на основе квантоворазмерных структур.

Интересными свойствами обладают полупроводниковые структуры типа легированных сверхрешеток, так называемых $n-i-p-i$ -кристаллов. Изменение концентрации легирующих примесей и толщины слоев в таких структурах позволяет создавать полупроводниковые приборы с контролируемыми электрическими и оптическими свойствами, которые могут изменяться в широком диапазоне с уровнем возбуждения. Исследования свойств и характеристик легированных сверхрешеток начали проводиться на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники совместно с Институтом физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси с 1995 г.

1. Зонная структура и потенциальный рельеф

Определяющее влияние на электронные и оптические свойства легированных сверхрешеток оказывает характер изменения профиля потенциальной энергии в зависимости от концентраций доноров N_d и акцепторов N_a , толщин d_n и d_p легированных слоев n - и p -типа, а также неравновесных двухмерных концентраций электронов n и дырок p . На основе полученных аналитических приближений в сравнении с численными самосогласованными расчетами исследован характер трансформации профиля потенциальной энергии с уровнем возбуждения легированной сверхрешетки [1, 2]. Как установлено, самосогласованные расчеты и вычисления по аналитическим формулам дают практически одинаковый профиль потенциальной энергии, хотя пространственное распределение плотности заряда оказывается различным.

Плоские участки профиля потенциальной энергии в центральной части легированных слоев, получаемые в приближении эффективной ширины области пространственного заряда, не проявляются в приближении

эффективной концентрации ионизованных примесей и менее выражены в смешанном приближении. При этом результаты расчетов профиля потенциальной энергии в приближении эффективной ширины практически совпадают при малых накачках с расчетами в приближении эффективной концентрации и смешанном приближении и заметно отличаются от результатов самосогласованных расчетов профиля потенциальной энергии при средних уровнях возбуждения легированной сверхрешетки.

Согласно приближению эффективной концентрации ионизованных примесей, а также в случае смешанного приближения, глубина потенциального рельефа при увеличении параметра накачки легированной сверхрешетки $r = n/N_d d_n$ уменьшается, как $(1-r)$ [1, 2]. При больших накачках для расчета профиля потенциальной энергии следует использовать приближение модулированной объемной концентрации носителей тока, которое дает более медленное изменение глубины потенциального рельефа с ростом уровня возбуждения. Для компенсированной легированной сверхрешетки при $r \geq 1$ глубина потенциального рельефа изменяется, как $r^{-1/3}$.

Предложенные методики аналитического описания потенциального рельефа позволяют находить распределение уровней энергии, волновые функции электронов и дырок и их изменение с уровнем возбуждения легированной сверхрешетки. При проведении более точных самосогласованных расчетов уровней энергии и волновых функций полученные выражения для потенциального рельефа могут быть использованы как первое приближение.

2. Плотность состояний

При сильном легировании полупроводникового кристалла происходит уширение энергетических уровней из-за флуктуаций электростатического потенциала в результате неоднородного распределения заряженных примесей. Перекрывание примесной зоны с ближайшей собственной зоной кристалла сопровождается образованием хвоста плотности состояний. Учет хвостов плотности состояний важен для выявления характерных особенностей длинноволнового края спектров поглощения и испускания и анализа процессов переноса носителей тока в полупроводниковых структурах.

В работах [2, 3] проведен анализ распределения энергетических состояний и рассчитана двумерная концентрация носителей тока в $n-i-p-i$ -кристаллах с учетом хвостов плотности состояний, возникающих

в результате флуктуаций концентрации легирующих примесей. При гауссовом распределении потенциала примесей выражение для плотности состояний $\rho_c(E)$ в зоне проводимости имеет вид [2, 3]

$$\rho_c(E) = \sum_n \frac{m_c}{2\pi\hbar^2} \operatorname{erfc}\left(\frac{E_{c0} + E_{cn} - E}{\sigma_c}\right). \quad (1)$$

Здесь m_c – эффективная масса электронов, E_{c0} – энергия дна зоны проводимости, E_{cn} – основной уровень подзоны с квантовым числом n , σ_c – характеристический параметр хвоста плотности состояний. Как видно, наличие флуктуаций концентраций примесей приводит к образованию хвостов плотности состояний и сглаживанию ступенчато-образного распределения плотности энергетических состояний.

Анализ влияния легирования на электронные энергетические параметры n – i – p – i -кристаллов проведен как для вырожденного электронного газа (квантовый предел), так и в случае конечных температур. С учетом фонового экранирования, возникающего из-за корреляции в распределении примесей в процессе легирования, длина экранирования L_c и параметр σ_c в квантовом пределе ($n = 0$, $E_{cn} = E_{c00}$) определяются, как [4]

$$L_c = \frac{L_{c0}}{(\operatorname{erfc}(-\eta_c) + C)^{\frac{1}{2}}}, \quad \sigma_c = \frac{\sigma_{c0}}{(\operatorname{erfc}(-\eta_c) + C)^{\frac{1}{4}}}, \quad (2)$$

где $\eta_c = (F_e - E_{c0} - E_{cn})/\sigma_c$, L_{c0} и σ_{c0} – значения длины экранирования и параметра хвоста плотности состояний в отсутствие фонового экранирования и при совпадении квазиуровня Ферми F_e с уровнем E_{cn} ($\eta_c = 0$). Коэффициент примесной корреляции C задается отношением квадратов длин экранирования электронами L_{c0} и заряженными донорными примесями L_d , т.е. $C = L_{c0}^2/L_d^2$. Обычно длина экранирования L_d определяется концентрацией N_d и температурой "замораживания" примесей, близкой к температуре выращивания кристалла.

При больших η_c длина экранирования L_c и параметр σ_c практически не изменяются и составляют, соответственно, $L_{c0}/(2+C)^{1/2}$ и $\sigma_{c0}/(2+C)^{1/4}$. С уменьшением η_c значения L_c и σ_c сначала возрастают, а при $\eta_c \rightarrow -\infty$ стремятся к постоянным значениям L_d и $\sigma_{c0}/C^{1/4}$ соответственно. Отметим, что при отсутствии корреляции в распределении примесей ($C = 0$) с уменьшением η_c длина экранирования L_c и параметр σ_c монотонно возрастают.

Часто для описания глубоких хвостов плотности состояний используется экспоненциальный закон распределения. Проведенный анализ показывает, что установленные особенности изменения L_c и σ_c имеют место и

при экспоненциальном хвосте плотности состояний. Однако при малых уровнях возбуждения $\eta_c < -2$ и $C = 0$ значения L_c и σ_c возрастают сравнительно медленнее, чем в случае гауссова хвоста плотности состояний.

Из-за пространственного разнесения электронов и дырок в $n-i-p-i$ -кристаллах экранирование флуктуирующего электростатического потенциала осуществляется, в отличие от объемных кристаллов, отдельно электронами в n -областях и дырками в p -областях. В частности, для легированной сверхрешетки p -типа ($N_a d_p > N_d d_n$) длина экранирования и параметр хвоста плотности состояний больше для электронов в n -области, чем для дырок в p -области. При этом длины экранирования меньше периода сверхрешетки. При возбуждении легированной сверхрешетки происходит уменьшение длин экранирования, что приводит к сокращению хвостов плотности состояний и, соответственно, к изменению распределения уровней энергии и огибающих волновых функций. Кроме того, рассмотрение в рамках линейного экранирования показывает, что характер экранирования (объемный или двухмерный) не влияет существенно на энергетический спектр легированных сверхрешеток.

3. Отношение коэффициента диффузии к подвижности

Отношение коэффициента диффузии D к подвижности μ носителей тока служит одним из наиболее важных термодинамических параметров полупроводников и связано с длиной экранирования, процессами диффузии и рекомбинации, фотопроводимостью и временем отклика различных микро- и оптоэлектронных полупроводниковых структур. Его исследование для $n-i-p-i$ -кристаллов дает возможность установить вид распределения плотности состояний, выявить характер экранирования электростатического потенциала, определить роль флуктуаций концентрации легирующих примесей, а также корреляцию в их распределении и степень компенсации [2–6].

Выражения для D/μ получены как в случае гауссова, так и экспоненциального хвостов плотности состояний. С учетом фонового экранирования в квантовом пределе они имеют, соответственно, следующий вид:

$$e \frac{D}{\mu} = \frac{\sigma_{c0}}{(\operatorname{erfc}(-\eta_c) + C)^{1/4}} \left(\eta_c + \frac{e^{-\eta_c^2}}{\sqrt{\pi} \operatorname{erfc}(-\eta_c)} \right), \quad (3)$$

$$e \frac{D}{\mu} = E_{00} \left(\frac{2}{1 + e^{-\eta}} + C \right)^{-1/4} (1 + e^{-\eta}) \ln(1 + e^{\eta}). \quad (4)$$

Здесь $E_{00} = \sigma_{c0}/a_u$, $\eta = a_u \eta_c$, $a_u = 2.565$.

В отсутствие фонового экранирования ($C = 0$) при начальном увеличении уровня возбуждения η_c отношение коэффициента диффузии к подвижности в $n-i-p-i$ -кристаллах уменьшается, что объясняется сокращением хвостов плотности состояний. В случае гауссова характера распределения плотности состояний минимум eD/μ приходится на $\eta_c = -0.7$ и достигает величины порядка $0.5\sigma_{c0}$. При экспоненциальном хвосте плотности состояний получается также минимум eD/μ , но при больших уровнях возбуждения кристалла $\eta_c \approx -0.2$.

Наличие корреляции в распределении примесей приводит к тому, что отношение D/μ в случае гауссова хвоста не возрастает с уменьшением уровня возбуждения, как при $C = 0$, а падает обратно пропорционально $|\eta_c|$. Поэтому на зависимости отношения D/μ от η_c наблюдаются максимум и минимум, которые с увеличением коэффициента примесной корреляции C сближаются, а при $C > 0.06$ исчезают. При экспоненциальном хвосте плотности состояний с уменьшением уровня возбуждения кристалла величина eD/μ , в отличие от гауссова хвоста, не падает, а приближается к постоянному значению $E_{00}/C^{1/4}$. С ростом коэффициента C минимум D/μ сдвигается в область меньших значений η_c и при $C > 1$ также не проявляется.

Проведенный без учета флуктуаций электростатического потенциала анализ показывает, что отношение D/μ в легированных сверхрешетках при низких температурах должно проявлять зигзагообразную зависимость от двухмерной концентрации электронов n , связанную с заполнением уровней вышележащих подзон [3]. Увеличение температуры сглаживает эту зависимость и при комнатной температуре квантоворазмерные эффекты не проявляются.

При наличии флуктуаций концентрации примесей возникает дополнительный эффект. Как установлено, с ростом уровня возбуждения легированной сверхрешетки аномальное уменьшение отношения D/μ возникает в результате сокращения хвостов плотности состояний. Кроме того, заполнение вышележащих уровней энергии, сопровождающееся дальнейшим сокращением хвостов плотности состояний, также приводит к немонотонному изменению величины D/μ [3]. Фоновое экранирование для малых уровней возбуждения приводит в случае экспоненциального хвоста к постоянной величине D/μ , определяемой коэффициентом примесной корреляции, а при гауссовом хвосте – уменьшению отношения D/μ вплоть до классического значения kT/e .

Таким образом, легированные сверхрешетки, наряду с сильно легированными полупроводниками и квантоворазмерными гетероструктурами, относятся к классу полупроводниковых материалов с аномальным характером отношения D/μ . Установленные закономерности изменения D/μ необходимо учитывать при анализе электрических и оптических характеристик легированных сверхрешеток и структур на их основе.

4. Оптические свойства легированных сверхрешеток

В спектрах излучательной рекомбинации легированных сверхрешеток наблюдается заметное длинноволновое крыло, которое связано с наличием примесных состояний, и для его описания необходимо учитывать флуктуации концентрации примесей и эффекты экранирования. В работе [7] разработана методика расчета спектров поглощения и испускания в легированных сверхрешетках с учетом хвостов плотности состояний и сужения ширины запрещенной зоны.

Для легированных сверхрешеток характерен рост эффективной ширины запрещенной зоны E_g' с увеличением накачки из-за уменьшения глубины потенциального рельефа. Однако, как показывают оценки сужения ширины запрещенной зоны ΔE_g , проведенные с учетом изменения длины экранирования с уровнем возбуждения легированной сверхрешетки [6], на начальном этапе с ростом уровня накачки r может наблюдаться уменьшение E_g' . Четкие минимумы на зависимости $E_g'(r)$ будут наблюдаться в легированных сверхрешетках с малой концентрацией легирующих примесей и коротким периодом.

Расчеты спектров люминесценции проводились для прямых дипольных переходов и сравнивались с результатами в модели без правила отбора по волновому вектору электрона. С учетом флуктуаций в распределении примесей получены выражения для приведенной плотности состояний и показано, что длинноволновое крыло спектров испускания определяется в основном распределением уровней на хвостах плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне. Уровни размерного квантования явно не проявляются на форме кривых спектров испускания, которые практически не зависят от правила отбора по волновому вектору электрона [7].

Для установления применимости развитого подхода к описанию спектров спонтанного излучения легированных сверхрешеток на GaAs проведен анализ известных экспериментальных данных. Теоретические кривые для спектров спонтанной рекомбинации, как и измеренные спектры фото- и электролюминесценции, имеют гладкую форму без заметных

пиков, обычно связываемых с эффектами размерного квантования уровней. В отличие от модифицированной модели экспоненциальных хвостов, предложенной ранее, развитый подход достаточно хорошо описывает спектр спонтанного излучения при слабом возбуждении. Для δ -легированных сверхрешеток наблюдается хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов вплоть до высоких уровней возбуждения [7, 8].

С целью выявления нелинейного взаимодействия излучения с неравновесными носителями тока проведен анализ насыщения поглощения в легированных сверхрешетках [9]. Показано, что для энергий фотонов, близких к ширине запрещенной зоне полупроводника, на зависимости коэффициента поглощения k от плотности фотонов S может наблюдаться увеличение k с ростом S , т. е. возможен эффект “затемнения”. Данный эффект обусловлен трансформацией спектра энергетических уровней легированной сверхрешетки при увеличении концентрации неравновесных носителей тока, который также проявляется при наличии флуктуаций электростатического потенциала.

В работах [10, 11] исследовано изменение спектральных характеристик на примере двухсекционной лазерной структуры на основе δ -легированной сверхрешетки на GaAs с параметрами: $N_a d_n = N_a d_p = 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $d_i = 9 \text{ нм}$. Суммарный коэффициент усиления лазерной структуры k определялся, как $k = r_1 k_1 + r_2 k_2$, где k_1 , k_2 и r_1 , r_2 – коэффициенты усиления и относительные протяженности первой и второй секций диода соответственно. Для заданного коэффициента потерь $k_l = 50 \text{ см}^{-1}$ и $r_1 = 0.7$ максимальная длина волны излучения $\lambda = 1.08 \text{ мкм}$ достигается при одинаковых двухмерных концентрациях носителей тока в обеих секциях лазера. Нижний предел перестройки длины волны генерации, равный $\lambda = 1.02 \text{ мкм}$, реализуется при сильном возбуждении первой секции и слабой накачке второй части диода. Показано, что диапазон перестройки длины волны излучения при заданном максимально допустимом значении плотности тока инжекции в усиливающей секции $j_{\max}$ расширяется при увеличении ее размера r_1 . Например, для $j_{\max} \approx 300 \text{ А/см}^2$ при значениях $r_1 = 0.5$, 0.6 и 0.7 ширина полосы перестройки составляет 33, 48 и 63 нм соответственно.

На основе решения скоростных уравнений определены области токов накачки, соответствующие различным режимам генерации лазера. Анализ устойчивости генерации показывает, что из-за большого излучательного времени жизни носителей тока $\approx 1 \text{ пс}$ в легированной сверхрешет-

ке режим стационарной генерации реализуется только в условиях протекания обратного тока в поглощающей секции. При введении дополнительного безызлучательного канала рекомбинации с временем жизни порядка 1 нс, например путем ионной имплантации дефектов, перестройка излучения может осуществляться при прямом токе в обеих секциях диода. При $r_1 = 0.7$ диапазон перестройки длины волны в условиях стационарной генерации может достигать 30 нм – от 1.05 до 1.08 мкм.

Проведенный анализ динамики генерации излучения показал, что в двухсекционном лазере на основе δ -легированной сверхрешетки осуществимы три способа перестройки длины волны генерации. Регулируя плотность тока в секциях диода j_1 и j_2 , можно в режиме регулярных пульсаций получить перестройку длины волны генерации в диапазоне 1.02–1.06 мкм. Кроме того, в режиме самоподдерживающихся пульсаций возможна генерация сдвоенных импульсов на двух далекоразнесенных длинах волн. В частности, при значениях $j_1 = 300$ А/см² и $j_2 = 10$ А/см² импульсы излучения реализуются на длинах волн 1.02 и 1.05 мкм.

Перестройка длины волны генерации в двухсекционном лазере на основе δ -легированной сверхрешетки происходит также при изменении длины волны в первом релаксационном пичке путем вариации тока накачки в секциях диода. При $j_1 = 100$ А/см² и $j_2 = 700$ А/см² длина волны излучения первого релаксационного пичка составляет 1.08 мкм. В случае $j_1 = 500$ А/см² и $j_2 = 30$ А/см² первому пичку соответствует минимальная длина волны генерации 1.02 мкм.

Кроме того, лазер может генерировать последовательность импульсов с возрастающим значением λ от 1.02 до 1.06 мкм, подобно свип-лазеру. Это – еще один способ перестройки длины волны генерации. Наибольший диапазон и более плавную перестройку длины волны генерации со временем в этом режиме можно получить, если дополнительный безызлучательный канал рекомбинации не вводится. При оптимальном значении протяженности усиливающей части диода $r_1 = 0.65$ диапазон перестройки излучения может достигать 73 нм – от значений $\lambda \approx 1.01$ мкм в первом релаксационном пичке до 1.08 мкм в установившемся стационарном режиме.

5. Фотонные структуры на основе легированных сверхрешеток

В связи с развитием оптических систем обработки информации большое внимание уделяется разработке сверхкомпактных, интегрируемых в оптические интегральные схемы, лазерных источников. В настоящее

время признается, что основой для создания подобных систем могут стать "фотонные кристаллы", т. е. искусственно созданные одномерно-либо многомерно-периодические структуры со значительной глубиной модуляции показателя преломления и периодом, сравнимым с длиной волны светового излучения. На базе фотонных кристаллов могут быть реализованы чрезвычайно компактные оптические устройства, такие, как оптические переключатели, одномодовые низкопороговые микролазеры, компрессоры импульсов и преобразователи частоты. Интересными свойствами обладают фотонные структуры на основе легированных сверхрешеток. Такие структуры соединяют в себе широкие возможности по контролю оптических свойств полупроводниковых сверхрешеток (дисперсии, спектров испускания, поглощения и усиления) вместе с уникальными свойствами фотонных кристаллов концентрировать электромагнитную энергию в малых пространственно-временных объемах.

Спектры пропускания и отражения фотонных гетероструктур с внедренными активными $n-i-p-i$ -слоями изучены в системах GaAs–AlGaAs [12, 13] и GaAs–GaInP [14–16]. В частности, предложены новые типы лазерных микрорезонаторов, обеспечивающих низкопороговую генерацию в ближнем ИК-диапазоне на двух длинах волн с развязкой по направлению распространения излучения, что перспективно для телекоммуникационных технологий [15].

Кроме того, предсказаны два новых эффекта в фотонных гетероструктурах на основе $n-i-p-i$ -кристаллов [16]. Первый эффект связан с появлением двух близколежащих резонансных пиков на зависимости оптического пропускания и отражения на длине волны дефектной моды от разности квазиуровней Ферми ΔF . При этом резонансные значения коэффициентов пропускания и отражения для входной мощности излучения 10 Вт/см² достигают порядка ≈ 400 . Второй эффект связан с оптической бистабильностью пропускания и отражения в спектральной области дефектной моды. Спектральный гистерезис пропускания и отражения наблюдается при уровнях возбуждения активных слоев фотонной гетероструктуры ΔF , близких к резонансным условиям.

Литература

1. Ushakov D. V., Kononenko V. K. Variation of the potential relief and emission spectra in doping superlattices under excitation // Physics, Chemistry, and Application of Nanostructures. – Singapore: 1997. P. 121–124.
2. Kononenko V. K., Manak I. S., Ushakov D. V. Optoelectronic properties and characteristics of doping superlattices // Proc. SPIE. 1998. Vol. 3580. P. 10–27.

3. *Kononenko V. K., Ushakov D. V.* Carrier transport and screening in $n-i-p-i$ crystals // *Phys. stat. sol. (b)*. 1999. Vol. 211, No 2. P. 743–749.
4. *Ушаков Д. В.* Электронные и оптические процессы в легированных сверхрешетках на основе GaAs // Дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.10 и 01.04.21. Мн., 2000. 136 с.
5. *Ushakov D. V., Kononenko V. K.* Abnormal character of the diffusivity-mobility ratio in doping superlattices // *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*. 1999. Vol. 2, No 1. P. 18–23.
6. *Ushakov D. V., Kononenko V. K., Manak I. S.* Influence of carrier screening and impurity correlation on the electron and optical properties of doping superlattices // *Proc. Third Int. EuroConf. on Advanced Semiconductor Devices and Microsystems*. - Smolence Castle, 2000. P. 243–246.
7. *Ушаков Д. В., Кононенко В. К., Манак И. С.* Эффекты уширения энергетического спектра легированных полупроводниковых сверхрешеток // *ЖПС*. 1999. Т. 66, № 5. С. 711–715.
8. Перестраиваемые спектры фотолуминесценции легированных полупроводниковых сверхрешеток / В. К. Кононенко, Г. В. Кунерт, И. С. Манак, Д. В. Ушаков // *ЖПС*. 2003. Т. 70, № 1. С. 103–108.
9. *Ушаков Д. В., Кононенко В. К., Манак И. С.* Нелинейные оптические процессы в легированных полупроводниковых сверхрешетках // *ЖПС*. 2001. Т. 68, № 4. С. 501–505.
10. *Ushakov D. V., Afonenko A. A., Manak I. S.* Wavelength tuning in injection laser based on doping superlattices at inhomogeneous excitation // *Lithuanian J. Phys*. 1999. Vol. 39, No 4–5. P. 361–365.
11. *Ушаков Д. В., Кононенко В. К., Манак И. С.* Излучательные характеристики двухсекционной лазерной структуры на основе δ -легированной сверхрешетки // *Опт. и спектр*. 2003. Т. 94, № 3. Т. 529–536.
12. Control of transmission in photonic structures with $n-i-p-i$ layers / V. K. Kononenko, D. V. Ushakov, I. S. Nefedov, V. N. Gusyatinikov, Yu. A. Morozov // *Proc. 3rd Int. Workshop on Laser and Fiber-Optical Modeling*. Kharkiv, 2001. P. 97–99.
13. Optical gain in one-dimensional photonic band gap structures with $n-i-p-i$ crystal layers / I. S. Nefedov, V. N. Gusyatinikov, M. Marciniak, V. K. Kononenko, D. V. Ushakov // *J. Telecommun. Inform. Technol.* 2002. No. 1. P. 60–64.
14. *Ushakov D. V., Kononenko V. K., Smirnov A. G.* Amplification in photonic crystal heterostructures with active media from doping superlattice layers // *Proc. 4th Int. Workshop on Laser and Fiber-Optical Modeling*. Kharkiv, 2002. P. 159–161.
15. *Smirnov A. G., Ushakov D. V., Kononenko V. K.* Multiple-wavelength lasing in one-dimensional bandgap structures: implementation with active $n-i-p-i$ layers // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2002. Vol. 19, No. 9. P. 2208–2214.
16. *Ushakov D. V., Kononenko V. K., Marciniak M.* Nonlinear optical effects in one-dimensional photonic crystal heterostructure amplifiers // *Proc. 5th Int. Conf. on Transparent Optical Networks*. Warsava, 2003. Vol. 1. P. 330–332.