

Сечение поглощения для перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ ионов Er^{3+} в эпитаксиальных слоях Si:Er:O/SOI

К. Е. Кудрявцев¹⁾, Д. И. Крыжков, Л. В. Красильникова, Д. В. Шенгуров, В. Б. Шмагин, Б. А. Андреев, З. Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н.Новгород, Россия

Нижегородский государственный университет им. Лобачевского, 603950 Н.Новгород, Россия

Поступила в редакцию 10 ноября 2014 г.

Проведены прямые измерения оптических потерь, обусловленных взаимодействием излучения с оптически активными ионами Er^{3+} в эпитаксиальных волноводных структурах Si:Er/SOI . Сечение излучательного перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} оценено на уровне $\sigma_{300\text{K}} \sim 8 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ при $T = 300 \text{ К}$ и $\sigma_{10\text{K}} \sim 10^{-17} \text{ см}^2$ при $T = 10 \text{ К}$.

DOI: 10.7868/S0370274X14240102

Кремний, легированный эрбием, и структуры на его основе являются перспективной активной средой для излучающих устройств ближнего инфракрасного (ИК) диапазона. Излучательный переход ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} на длине волны 1.54 мкм оптимален для волоконно-оптических линий связи и совпадает с областью минимальных оптических потерь в кремнии. Одним из основных параметров, определяющих потенциальные возможности активной среды для реализации эффективных излучателей и лазерной генерации, является сечение эмиссии для рабочего перехода, задающее необходимую концентрацию излучающих центров, размеры активной области и допустимые оптические потери [1]. Длительное время в качестве оценки сечения эмиссии перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} в кремнии использовали величину $\sigma = (5.7-7.3) \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$, измеренную для эрбия в стеклах [2]. В работе [3] величина сечения эмиссии/поглощения $\sigma = 2.7 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ при $T = 15 \text{ К}$ (и $\sigma = 1.8 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ при $T = 200 \text{ К}$) была определена из спектров люминесценции эрбия, имплантированного в монокристаллический кремний. Проведенное позднее экспериментальное определение усиления и сечения эмиссии $\sigma = 5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ в структурах Si:Er/SOI (*silicon-on-insulator*) [4, 5], а также полученная в [6] оценка верхней границы для сечения усиления $\sigma_{\text{max}} \approx 10^{-17} \text{ см}^2$ добавили неопределенности в значение сечения эмиссии/поглощения для перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} в кремнии. Во всех перечисленных работах (за исключением [6]) спектральные линии эрбия были неоднородно уши-

ренными ($\Delta\nu = (30-100) \text{ см}^{-1}$), что наряду с различиями матриц могло послужить причиной существенного разброса значений.

Малая величина сечения эмиссии для переходов эрбия в стеклах не мешает реализации оптических усилителей и лазеров, поскольку она компенсируется высокой концентрацией растворенного эрбия и большой длиной активной среды в волоконных световодах. Существенными проблемами встраивания эрбия в монокристаллический кремний являются преципитация эрбия и образование оптически неактивных эрбиевых центров, в частности силицидов. Достижимые концентрации эрбия в кремнии составляют $N_{\text{Er}} \sim (10^{18}-10^{19}) \text{ см}^{-3}$ (в то время как в стеклах $N_{\text{Er}} > 10^{20} \text{ см}^{-3}$). Кроме того, в монокристаллическом кремнии лишь часть внедренного эрбия (1–10% [7–9]) является оптически активной. Теоретические оценки оптического усиления и условий лазерной генерации в кремнии, легированном эрбием, были проведены в [1]. Максимальная величина усиления оценена на уровне $\alpha_{\text{max}} \approx 6 \text{ см}^{-1}$. Экспериментальное определение затруднено малой величиной сечения эмиссии/поглощения и ограничением длины пути взаимодействия, что не позволяет применить “традиционные” методики измерения усиления и потерь, такие как VSL (*variable strip length*) [10] или SES (*shifting excitation spot*) [11].

Важное преимущество волноводных кремниевых структур Si:Er/SOI , полученных методом сублиминационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ [12]), состоит в формировании изолированных излучающих центров эрбия с минимальным разбросом штарковских компонент расщепления нижнего

¹⁾e-mail: konstantin@ipmras.ru

и верхнего состояний перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ в кристаллическом поле [13]. В спектрах люминесценции таких структур наблюдаются весьма узкие линии ($\Delta\nu < 0.1 \text{ см}^{-1}$ при $T = 4.2 \text{ К}$), что позволяет рассчитывать на значительное увеличение сечения эмиссии/поглощения и решение вопроса о возможности реализации практически значимого усиления и лазерной генерации в кремниевых структурах с достижимым содержанием эрбия.

Цель данной работы – экспериментальное определение коэффициента поглощения для перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ иона эрбия в эпитаксиальных волноводных слоях Si:Er/SOI и оценка сечения поглощения.

Исследуемые волноводные слои Si:Er/SOI были выращены методом СМЛЭ. Исходные подложки SOI утоньшались с ростовой поверхности кремния до остаточной толщины $\sim 50\text{--}100 \text{ нм}$. Затем на ней выращивался слой кремния, однородно легированный эрбием, толщиной в 2 мкм . Температура роста составляла $400\text{--}450 \text{ }^\circ\text{C}$. Концентрации эрбия и кислорода, участвующего в формировании оптически активных центров эрбия в эпитаксиальном слое, по данным ВИМС составляли $[\text{Er}] = 2 \cdot 10^{18}$ и $[\text{O}] = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Измерение поглощения проводилось по схеме, изображенной на рис. 1. Ввод пробного излучения

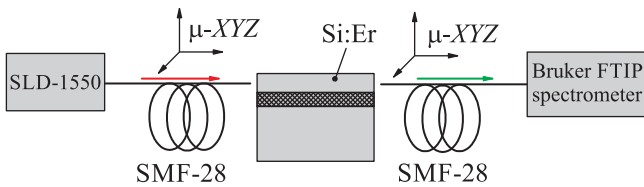


Рис. 1. Схема измерений спектров пропускания слоев Si:Er/SOI

в активный волноводный слой Si:Er и сбор прошедшего излучения с противоположной поверхности образца осуществлялись с помощью одномодовых кварцевых волокон, расположенных на расстоянии $20\text{--}30 \text{ мкм}$ от образца. Для точного позиционирования волокон относительно торцов образца применялись трехкоординатные микрометрические подвижки. Погрешность позиционирования составляла $\approx 2 \text{ мкм}$. Для визуализации положения светового пучка на образце использовался видимый ($\lambda = 532 \text{ нм}$) лазер. В качестве источника излучения при измерении спектров пропускания служил суперлюминесцентный диод (СЛД) с центром линии излучения $\lambda_{\text{SLD}} = 1550 \text{ нм}$ и шириной линии $\Delta\lambda_{\text{SLD}} = 45 \text{ нм}$. Важно отметить, что хотя апертуры заво-

дящего и собирающего волокон ($\approx 10 \text{ мкм}$) значительно превышают толщину слоя Si:Er ($\approx 2 \text{ мкм}$) в исследуемом образце, подавляющая часть ($> 95 \%$) принимаемого сигнала проходит именно через слой Si:Er. Это связано с оптическим ограничением электромагнитной волны по ростовой координате в слое Si:Er. Для спектрального анализа прошедшего излучения использовался фурье-спектрометр высокого разрешения Bruker Vertex 80v с германиевым фотоприемником, охлаждаемым жидким азотом. Спектры пропускания регистрировались при температуре $T = 300 \text{ К}$ с разрешением не хуже 0.5 см^{-1} . Регистрация спектров фотолюминесценции (ФЛ) проводилась при температуре $T = 10 \text{ К}$. Для этого образец размещался в гелиевом криостате замкнутого цикла. Возбуждение люминесценции осуществлялось излучением непрерывного Nd:YVO₄ лазера ($\lambda_{ex} = 532 \text{ нм}$). Спектры ФЛ регистрировались с разрешением до 0.05 см^{-1} . Абсолютные измерения излучаемой мощности, необходимые для оценки числа оптически активных ионов Er^{3+} , проводились с помощью измерителя мощности Ophir PD300-IRG-v1 на основе InGaAs фотодиода.

Спектр ФЛ исследуемого образца, зарегистрированный при $T = 10 \text{ К}$, приведен на рис. 2. Он со-

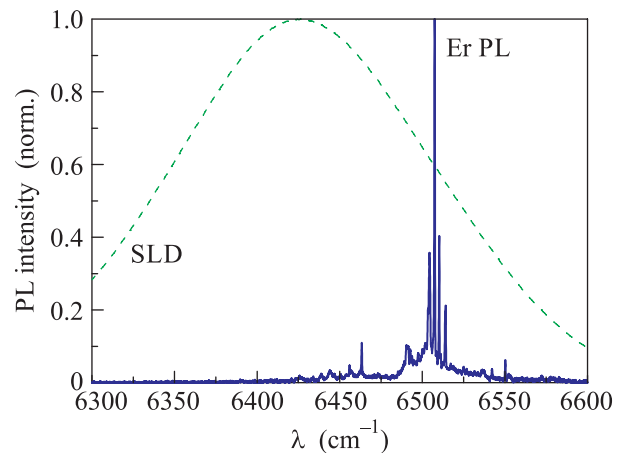


Рис. 2. Спектр ФЛ исследуемого образца. Температура измерений $T = 10 \text{ К}$. Спектральное разрешение 0.1 см^{-1} . Штриховой линией показан спектр излучения суперлюминесцентного диода, используемого при измерении спектров пропускания

стоит из ряда узких интенсивных линий, принадлежащих нескольким излучающим центрам иона Er^{3+} . Последнее характерно для слоев, выращенных при низкой ($T_{gr} = (400\text{--}450) \text{ }^\circ\text{C}$) температуре [14]. Наиболее интенсивная линия ($\nu = 6507.5 \text{ см}^{-1}$) принадлежит центру Er-O1 [15].

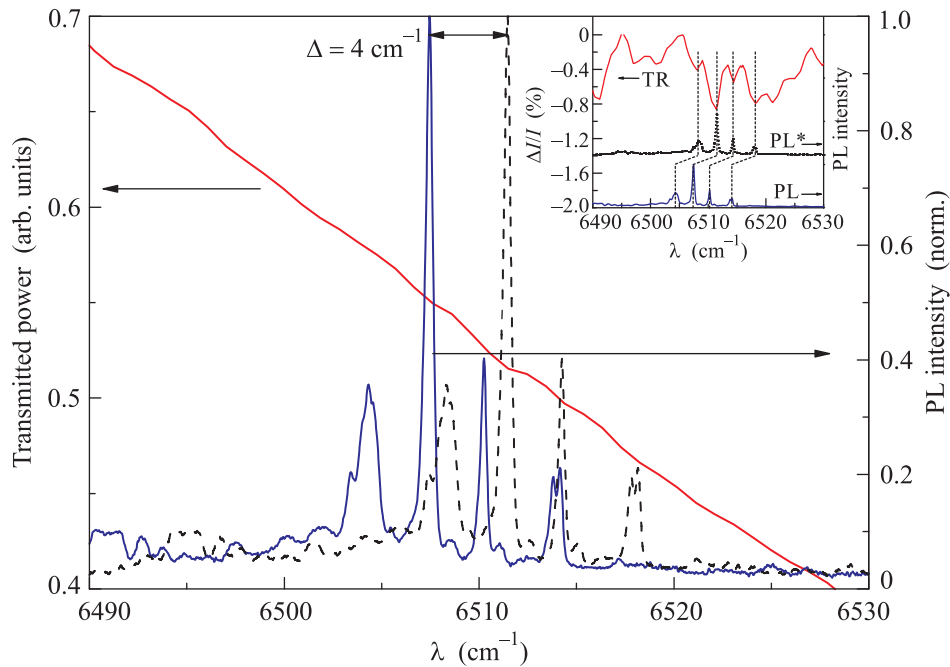


Рис. 3. Спектры пропускания ($T = 300$ К) и ФЛ ($T = 10$ К) исследуемого образца. Штриховой линией показан спектр ФЛ, сдвинутый в область больших энергий на величину $\Delta = 4 \text{ см}^{-1}$ (PL*). На вставке – нормированный спектр пропускания в сопоставлении со спектром ФЛ

На рис. 3 приведен спектр пропускания волноведущего слоя Si:Er/SOI, записанный при комнатной температуре, в сопоставлении со спектром фотолюминесценции при $T = 10$ К. Видно, что каждой интенсивной линии ФЛ соответствует линия в спектре пропускания. При этом имеет место низкочастотный сдвиг всех линий люминесценции, составляющий $\Delta = \nu_{abs} - \nu_{PL} \approx 4 \text{ см}^{-1}$, что соответствует значениям стоксова сдвига, наблюдаемым в спектрах эрбия в стекле [16]. Отмеченные особенности в спектрах пропускания наблюдаются только при распространении излучения в слое Si:Er. Подобные измерения были проведены на сходном образце Si:Er/SOI, выращенном при несколько иной температуре. Соответствующие спектры люминесценции и пропускания приведены на рис. 4. Хорошо известно, что температура эпитаксии оказывает сильное влияние на тип формирующихся излучающих центров эрбия в СМЛЭ-слоях Si:Er/Si и Si:Er/SOI. Действительно, сопоставление спектров ФЛ, приведенных на рис. 3 и 4, выявляет различия в составе излучающих центров для этих образцов. Важно, что изменения в структуре спектров ФЛ коррелируют с различиями, наблюдаемыми в спектрах пропускания. В частности, исчезновению линии излучения $\nu = 6507 \text{ см}^{-1}$ в спектре ФЛ соответствует исчезновение линии поглощения вблизи $\nu = 6511 \text{ см}^{-1}$. Это подтверждает,

что мы действительно регистрируем линии поглощения эрбия в исследуемых образцах.

Безусловно, зарегистрированные спектры пропускания не позволяют определить величину оптических потерь, не зависящих (или слабо зависящих) от длины волны излучения. К ним относятся, например, потери на свободных носителях заряда или высвечивание излучения на неоднородностях волноведущего слоя. В то же время потери, обусловленные взаимодействием излучения с оптически активным эрбием, имеют выраженный резонансный характер, позволяющий выявить их на относительно плавном фоне. Для наиболее интенсивной из наблюдаемых линий величина поглощения составляет $\Delta I/I = 0.7\%$. При длине образца $L \approx 8$ мм это соответствует коэффициенту поглощения $\alpha_{Er}^{300 \text{ K}} \approx 8.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Отметим, что ширина спектральных линий поглощения при комнатной температуре составляла $\Delta\nu_{300 \text{ K}} \approx (2-3) \text{ см}^{-1}$. В области гелиевых температур по данным ФЛ (рис. 3) $\Delta\nu_{10 \text{ K}} \approx (0.2-0.4) \text{ см}^{-1}$. Степенная зависимость ширины линий спонтанной люминесценции изолированных эрбиевых центров от температуры в структурах Si:Er/SOI при минимальном красном сдвиге центральной частоты ($d\nu/dT = -2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}/\text{K}$) [17] и сопоставление с данными о вкладе однородного уширения линий люминесценции эрбия в стеклах [18] свидетельствуют о домини-

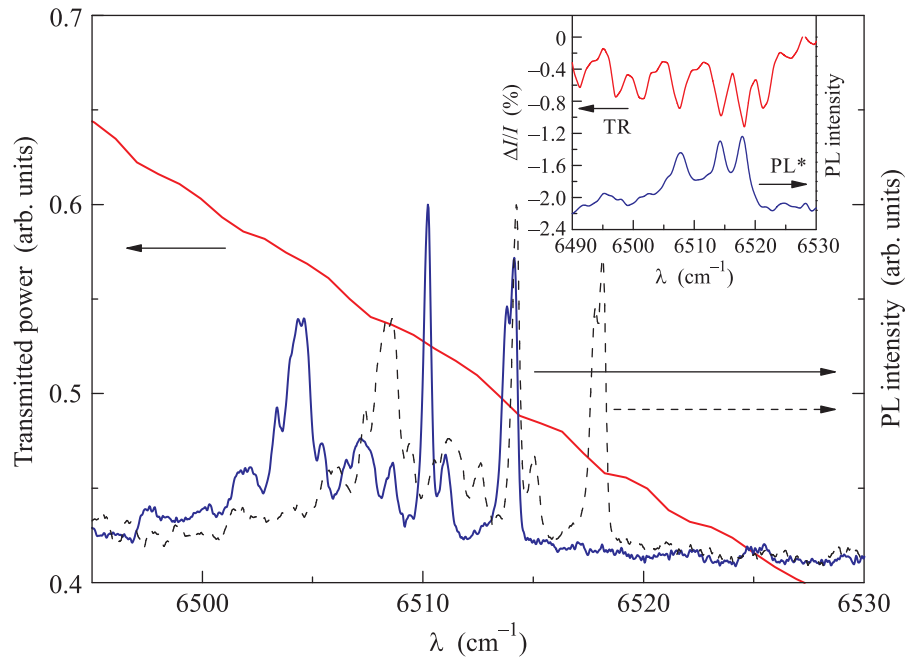


Рис. 4. Спектры пропускания ($T = 300$ К) и ФЛ ($T = 10$ К) исследуемого образца. Штриховой линией показан спектр ФЛ, сдвинутый в область больших энергий на величину $\Delta = 4$ см $^{-1}$. На вставке – нормированный спектр пропускания в сопоставлении со спектром ФЛ

нирующем вкладе однородного уширения наблюдаемых переходов. Поскольку для однородно уширенных линий $\alpha_{\text{Er}} \propto (\Delta\nu_{\text{Er}})^{-1}$, величина поглощения в области низких температур может быть оценена на уровне $\alpha_{10\text{K}} \approx 0.1$ см $^{-1}$. Приведенные величины представляют собой верхнюю оценку усиления в исследуемом образце, которое могло бы быть достигнуто в условиях полной инверсии излучающих центров.

Для оценки сечения поглощения перехода на основании измеренного коэффициента поглощения требуется определить концентрацию оптически активных центров эрбия, участвующих в наблюдаемых процессах поглощения. Это можно сделать, измерив мощность излучения эрбия I_{PL} в режиме насыщения спонтанной ФЛ. Величина I_{PL} оценивается как

$$I_{\text{PL}} = \eta_{\text{coll}}\eta_{\text{ext}}h\nu\frac{N_{\text{Er}}V}{\tau_{\text{rad}}}. \quad (1)$$

Здесь η_{coll} – эффективность сбора излучения (соответствующая апертуре приемника доля сферического угла), η_{ext} – эффективность вывода излучения из образца (за счет полного внутреннего отражения), $h\nu$ – энергия кванта, N_{Er} – концентрация оптически активного эрбия, V – излучающий объем, τ_{rad} – время излучательной релаксации ионов Er^{3+} . В нашем случае $I_{\text{PL}} \approx 4$ нВт, $\eta_{\text{coll}} \approx 1/1200$, $\eta_{\text{ext}} \approx 1/20$, $h\nu \approx 0.81$ эВ, $V = 10^{-5}$ см 3 , $\tau_{\text{rad}} \approx 1$ мс. Отсюда для концентрации люминесцирующего эрбия имеем

$N_{\text{Er}}^{\text{opt}} \approx 8 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Это соответствует доле оптически активного эрбия в 4%, достаточно характерной для структур на основе Si:Er.

Приведенная оценка числа излучающих ионов Er^{3+} является весьма грубой оценкой снизу для числа поглощающих ионов. Так, выражение (1) предполагает, что насыщение ФЛ обусловлено возбуждением всех оптически активных ионов Er^{3+} . В то же время в ряде работ [19, 20] указывалось, что равновесная доля возбужденных ионов Er^{3+} определяется балансом процессов возбуждения и девозбуждения (в частности, при взаимодействии с избыточными свободными носителями заряда). Характерное время оже-девозбуждения τ_{NR} можно оценить следующим образом:

$$(\tau_{\text{NR}})^{-1} = C_A n = C_A \frac{P_{\text{exc}}}{h\nu_{\text{exc}}\Lambda_{\text{exc}}}\tau_{\text{eh}}. \quad (2)$$

Здесь C_A – коэффициент Оже, n – концентрация свободных носителей заряда, определяемая плотностью мощности накачки P_{exc} , соответствующей насыщению эрбиевой ФЛ, энергией фотонов накачки $h\nu_{\text{exc}}$, глубиной проникновения излучения накачки Λ_{exc} и временем жизни избыточных носителей заряда τ_{eh} . В наших условиях $P_{\text{exc}} \sim 0.75$ Вт/см 2 , $h\nu_{\text{exc}} \sim 2.3$ эВ, $\Lambda_{\text{exc}} \sim 1$ мкм, $\tau_{\text{rad}} \sim 2$ мкс (измеренное время спада межзонной ФЛ кремния). Значение коэффициента Оже девозбуждения ионов Er^{3+} свободными но-

сителями заряда для сходных излучающих центров в СМЛЭ-слоях Si:Er может быть определено по данным [21]: $C_A = 4 \cdot 10^{-14} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Отсюда $\tau_{\text{NR}} \sim 0.6 \text{ мс}$. Это величина того же порядка, что и время излучательной релаксации τ_{rad} . Следовательно, можно говорить об относительно малом темпе оже-процессов, индуцируемых накачкой. В условиях низких температур пренебрежимо мал и темп термоактивируемых процессов безызлучательной релаксации эрбия. Таким образом, можно считать приведенную простую модель для оценки числа излучающих центров достаточно корректной, а получаемые значения верными по порядку величины.

Далее, не все ионы Er^{3+} , участвующие в процессах поглощения света, обязательно дают вклад в люминесценцию. Особенности атомного окружения и формируемых в запрещенной зоне кремния примесно-дефектных состояний могут привести к преобладанию безызлучательной релаксации эрбия над излучательной даже при низких температурах. В то же время в данном случае тонкая структура спектров поглощения должна быть отлична от наблюдаемой для центров, участвующих в люминесценции. Это позволяет разделить указанные типы центров при измерениях с высоким спектральным разрешением. Мы рассматриваем только те линии поглощения, которым соответствуют выраженные линии люминесценции.

Наконец, следует учитывать, что в общий сигнал люминесценции вносит вклад несколько различных типов излучающих центров. Исходя из спектра ФЛ, приведенного на рис. 2, можно оценить вклад каждого из этих центров в общий сигнал на уровне 10%. Соответственно, концентрация таких центров составляет $N_{\text{Er}}^{(i)} \sim 0.1 N_{\text{Er}}^{\text{opt}}$.

С учетом изложенного выше сечение перехода для наиболее интенсивной из наблюдаемых линий оценивается сверху как

$$\sigma_{300 \text{ K}} = \alpha_{300 \text{ K}} / N_{\text{Er}}^{(i)} \approx 8 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2, \quad (3)$$

$$\sigma_{10 \text{ K}} = \alpha_{10 \text{ K}} / N_{\text{Er}}^{(i)} \approx 10^{-17} \text{ см}^2. \quad (4)$$

Полученное значение сечения поглощения при низких температурах ($\sigma_{10 \text{ K}} = 10^{-17} \text{ см}^2$) согласуется с оценкой, сделанной в [6]. Также величину сечения перехода можно оценить и исходя из ширины линии люминесценции по формуле [1]

$$\sigma = \frac{\lambda^4}{8\pi n^2 \tau_{\text{sp}} c \Delta\lambda}. \quad (5)$$

Здесь λ – длина волны излучения, $\Delta\lambda$ – ширина спектральной линии на полувывоте, n – показатель

преломления активной среды, τ_{sp} – время излучательной релаксации ионов Er^{3+} . В наших условиях $\lambda = 1.54 \text{ мкм}$, $\Delta\lambda \approx 0.07 \text{ нм}$ ($\Delta\nu \approx 0.3 \text{ см}^{-1}$ при $T = 300 \text{ K}$), $n = 3.5$ и $\tau_{\text{sp}} = 1 \text{ мс}$. Это дает значение $\sigma_{300 \text{ K}}^{\text{theor}} \approx 9 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$. Оно хорошо согласуется с экспериментальным значением, что свидетельствует о совпадении концентраций эрбиевых центров, участвующих в процессах поглощения и эмиссии.

Следует отметить, что хотя приводимые значения сечения перехода являются лишь оценкой, абсолютный максимум возможного коэффициента усиления на излучательных переходах эрбия в исследуемом образце ($\alpha_{10 \text{ K}} \sim 0.1 \text{ см}^{-1}$) измеряется экспериментально. Эта величина показывает, что усиление в условиях полной инверсии населенностей уровней перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ иона Er^{3+} возможно при формировании излучающего центра одного типа с концентрацией $N_{\text{Er}}^{\text{opt}} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, обеспечивающей превышение усиления над потерями на свободных носителях в эпитаксиальных слоях Si:Er ($0.1\text{--}1 \text{ см}^{-1}$), кремнии и над дифракционными потерями, уровень которых в лучших одномодовых волноводах Si/SOI составляет 0.023 см^{-1} [22].

Таким образом, в настоящей работе впервые измерен коэффициент поглощения для перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ иона Er^{3+} в волноводных структурах Si:Er/SOI. На основе экспериментальных данных получены оценки сечения поглощения ($\sigma_{300 \text{ K}} = 8 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ при $T = 300 \text{ K}$ и $\sigma_{10 \text{ K}} = 10^{-17} \text{ см}^2$ при $T = 10 \text{ K}$).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант # 14-02-31660) на оборудовании Центра коллективного пользования (ЦКП) ИФМ РАН. Авторы выражают благодарность М.Н. Дроздову (Институт физики микроструктур РАН) за характеризацию образцов методом ВИМС и В.П. Попову (Институт физики полупроводников СО РАН) за предоставленные подложки SOI.

1. Y. H. Xie, E. A. Fitzgerald, and Y. J. Mil, J. Appl. Phys. **70**(6), 3223 (1991).
2. W. J. Miniscalco and R. S. Quimby, Opt. Lett. **16**(4), 258 (1991).
3. N. Hamelin, P. G. Kik, J. F. Suyver, K. Kikoin, A. Polman, A. Schonecker, and F. W. Saris, J. Appl. Phys. **88**(9), 5381 (2000).
4. M. A. Lourenco, R. M. Gwilliam, and K. P. Homewood, Appl. Phys. Lett. **91**, 141122 (2007).
5. K. P. Homewood, M. A. Lourenco, and R. M. Gwilliam, Opt. Mater. **32**, 1601 (2010).
6. N. N. Ha, K. Dohnalova, T. Gregorkiewicz, and J. Valenta, Phys. Rev. B **81**, 195206 (2010).

7. A. Polman, J. Appl. Phys. **82**, 1 (1997).
8. A. J. Kenyon, Semicond. Sci. Technol. **20**, R65 (2005).
9. N. Q. Vinh, N. N. Ha, and T. Gregorkiewicz, Proc. of the IEEE **97**, 1269 (2009).
10. K. L. Shaklee and R. F. Leheny, Appl. Phys. Lett. **18**, 475 (1971).
11. J. Valenta, I. Pelant, and J. Linnros, Appl. Phys. Lett. **81**, 1396 (2002).
12. В. П. Кузнецов, З. Ф. Красильник, ФТП **44**(3), 413 (2010).
13. B. A. Andreev, Z. F. Krasilnik, D. I. Kryzhkov, D. V. Shengurov, A. N. Yablonskiy, and V. P. Kuznetsov, J. Lumin. **132**(12), 3148 (2012).
14. B. A. Andreev, A. Yu. Andreev, H. Ellmer, H. Hutter, Z. F. Krasilnik, V. P. Kuznetsov, S. Lanzerstorfer, L. Palmethofer, K. Piplits, R. A. Rubtsova, N. S. Sokolov, V. B. Shmagin, M. V. Stepikhova, and E. A. Uskova, J. Cryst. Growth **201–202**, 534 (1999).
15. H. Przybylinska, W. Jantsch, Yu. Suprun-Belevitch, M. Stepikhova, L. Palmethofer, G. Hendorfer, A. Kozanecki, R. J. Wilson, and B. J. Sealy, Phys. Rev. B **54**(4), 2532 (1996).
16. S. Konkanen, T. Ohtsuki, S. Jiang, S. I. Najafi, and N. Peyghambarian, Proc. SPIE **2996**, 32 (1997).
17. Б. А. Андреев, С. А. Гусев, З. Ф. Красильник, Д. И. Крыжков, К. Е. Кудрявцев, Д. В. Шенгуров, А. Н. Яблонский, Труды XVI Международного симпозиума “Нанофизика и нанoeлектроника”, Н. Новгород, 12–15 марта 2012, т. 1, с. 185.
18. L. Bigot, A.-M. Jurduc, B. Jackuier, and J.-L. Adam, Opt. Mater. **24**, 97 (2003).
19. J. Palm, F. Gan, B. Zheng, J. Michel, and L. C. Kimerling, Phys. Rev. B **54**(24), 17603 (1996).
20. F. Priolo, G. Franzo, S. Coffa, and A. Carnera, Phys. Rev. B **57**(8), 4443 (1998).
21. K. E. Kudryavtsev, D. V. Shengurov, V. B. Shmagin, and Z. F. Krasilnik, Semic. Sci. Tech. **27**, 105028 (2012).
22. U. Fischer, T. Zinke, J.-R. Kropp, F. Arndt, and K. Petermann, IEEE Photon. Tech. Lett. **8**(5), 647 (1996).