

А.В. ЮХНЕВИЧ

## О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ КРЕМНИЕВОГО ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ ИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ

The possibility of creation of silicon lasers based on the specific few-atomic structural imperfections of silicon crystal is discussed. These imperfections differ essentially from other defects of the crystal in their high photon emissivity, which is a consequence of no-phonon optical transitions between their localized electron states. A model of the basic electron processes in an active region of the laser crystal is proposed.

В настоящее время монокристаллический кремний является основным материалом современной электроники и, по многим прогнозам, останется одним из важнейших в информационной технике будущего. Среди перспективных направлений совершенствования кремниевых приборов - освоение оптического (фотонного) представления сигналов. С этой целью успешно разрабатывается элементная база из кремниевых оптических и оптоэлектронных микроприборов. Однако в комплексе таких приборов недостает эффективных излучателей фотонов типа лазеров. Как известно, это обусловлено «непрямым» характером запрещенной зоны энергий электронов в кристаллах кремния, что определяет малую вероятность излучательных электронных переходов зона - зона и соответственно уменьшает возможность создания лазера на таких переходах. Ожидаемый эффект от освоения кремниевой микрофотоники увеличивает активность поиска подходов к разработке кремниевых лазеров и усилителей излучения. Среди таких подходов выделяется использование особых свойств низкоразмерных кристаллов кремния, а также примесных ионов редкоземельных элементов [1-3]. Эффективность люминесценции, достигнутая в этих опытах, пока далека от необходимой для получения лазерного эффекта.

В данной статье рассматривается и предлагается к разработке перспективный, но пока малоизученный подход к созданию кремниевых лазеров. Он основан на использовании люминесценции специфических нарушений структуры кристаллической решетки кремния, которые можно назвать излучающими структурными дефектами (ИСД). Данные структурные нарушения отличаются от множества других дефектов в монокристаллах кремния большой вероятностью излучения фотонов с энергией, близкой к ширине запрещенной зоны, при рекомбинации на них свободных электронов, дырок и экситонов. Например, эта вероятность в 10 раз и более превосходит вероятность излучательной рекомбинации экситонов, локализованных на «мелких» водородоподобных донорах и акцепторах. Первый ИСД в монокристаллах кремния был обнаружен среди радиационных дефектов по интенсивной узкой линии излучения с энергией квантов 970 мэВ в «примесной» области спектра низкотемпературной ( $T < 150$  К) электролюминесценции образцов, облученных гамма-квантами  $^{60}\text{Co}$  [4]. В ходе дальнейшего изучения электро-, фото- и катодолюминесценции кристаллов кремния при изменении условий обработки образцов мы обнаружили ряд новых ИСД по характерным узким линиям (шириной  $\sim 0,1$  мэВ) в их индивидуальных спектрах излучения. Было установлено, что условия формирования каждого такого дефекта различны и зависят от особенностей исходного кристалла, вида радиационного воздействия (гамма-кванты, быстрые электроны, нейтроны, ионы), а также от температуры и времени отжига облученных и необлученных образцов. Было показано, что узкие линии люминесценции являются следствием внутрицентровых бесфононных излучательных электронных переходов (оптический аналог эффекта Мессбауэра) между локализованными электронными состояниями различных ИСД - малоатомных («точечных») дефектов кристалла. Энергия квантов, соответствующих наиболее интенсивной узкой линии в индивидуальных спектрах дефектов, строго специфична для ка-

ждого из них и не зависит от условий формирования. Численное значение этой энергии является надежным признаком при оптической идентификации ИСД и может служить обозначением каждого из них. Именно так поименованы обнаруженные излучающие дефекты в таблице, где приведены также основные условия их формирования. Отмечалась принципиальная возможность создания кремниевых лазеров на основе таких дефектов (см. [5]). В дальнейшем также наблюдались и изучались как отмеченные в таблице, так и другие ИСД (см. [6]). Целью данной статьи является более определенная оценка возможности создания кремниевых лазеров и усилителей излучения на основе ИСД.

ИСД в монокристаллах кремния

ИСД	$\gamma, e$	$n$	$i$	$T$	$\Delta t, ^\circ\text{C}$
1062	-	+	+	-	300+550
1040	-	+	+	-	250+450
1018	-	+	+	-	<500
1010**	-	-	Ag	-	<500
1004	+	+	+	-	300+500
997	+	+	+	-	150+350
995	-	-	-	+	500+550
985	-	+	+	-	<350
970	+	+	+	-	<300
967	-	+	+	-	<350
962	-	+	+	-	<250
957	+	+	+	-	<200
953	+	+	+	-	<350
945	-	-	-	+	500+550
943	-	+	+	-	<450
926	-	-	-	+	350+550
924	+	+	+	-	100+250
922	-	-	-	+	350+550
920	+	+	+	-	350+450
854	+	+	+	-	350+450
843	-	-	-	+	<550
837	+	+	+	-	200+550
790	+	+	+	-	<450
767	-	-	-	+	350+550
488	+	+	+	-	<200

Примечание. \* Каждый ИСД обозначен энергетическим положением (мэВ) наиболее интенсивной бесфононной линии в собственном спектре излучения [5];  $\gamma, e, n, i$  - облучение кристаллов гамма-квантами  $\text{Co}$ , электронами с энергией  $<10$  МэВ, быстрыми реакторными нейтронами, ионами с энергией  $5\div 100$  кэВ соответственно;  $T$  - регистрация в необлученных кристаллах, отожженных в указанном интервале температур («излучающие термодфекты»);  $\Delta t$  - интервал температур отжига кристаллов, при которых формировался дефект; «+» или «-» - излучение регистрировалось или не регистрировалось после указанного воздействия на кристалл соответственно. Данный ИСД наблюдался после облучения кристаллов только ионами аргона.

На рисунке показана предлагаемая схема (модель) основных электронных процессов в активной области рассматриваемых приборов. Схема отражает следующие допущения. Кристалл кремния (к-Si) содержит только один тип лазерных центров (ИСД) в концентрации  $N$ . Электронная система каждого центра характеризуется двумя невырожденными электронными локализованными состояниями с энергиями  $E_1$  и  $E_2$ . Оптическую активность ИСД определяют спонтанные и индуцированные бесфононные излучательные переходы между этими уровнями. Возбужде-

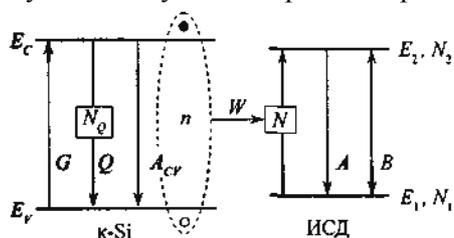


Схема основных электронных процессов в активной области кремниевых лазеров на основе ИСД

ние происходит в кристалле кремния. Возбуждение происходит в кристалле кремния. Возбуждение происходит в кристалле кремния.

ние ИСД (процесс  $W$ ) происходит за счет энергии, выделяемой при рекомбинации свободных неравновесных электрон-дырочных пар или экситонов (с концентрацией  $n$ ) на лазерных центрах. Генерирование неравновесных электронов и дырок (процесс  $G$ ) осуществляется любым способом, позволяющим в элементарных актах возбуждения передавать электронной системе кристалла энергию, превышающую ширину запрещенной зоны  $E_g = (E_C - E_V)$ . Основным фактором, уменьшающим эффективность возбуждения лазерных центров, является процесс  $Q$  - безызлучательная «тепловая» рекомбинация неравновесных электрон-дырочных пар и экситонов на других дефектах структуры кристалла с эффективной концентрацией  $NQ$  и коэффициентом рекомбинации  $Q$ . Не учитывается малоинтенсивный процесс  $A_{CY}$  - «собственная» излучательная рекомбинация зона - зона, а также безызлучательная дезактивация возбужденного состояния излучающего центра. Соотношения между параметрами модели (см. рисунок) определяются решениями системы уравнений:

$$\begin{aligned} dn / dt &= G - W \cdot N_1 \cdot n - Q \cdot N_Q \cdot n, & (1) \\ dN_1 / dt &= -W \cdot n \cdot N_1 + A \cdot N_2 + B_{21} \cdot N_2 \cdot \rho(\nu) - B_{12} \cdot N_1 \cdot \rho(\nu), \\ dN_2 / dt &= +W \cdot n \cdot N_1 - A \cdot N_2 - B_{21} \cdot N_2 \cdot \rho(\nu) + B_{12} \cdot N_1 \cdot \rho(\nu), \\ N &= N_1 + N_2, \end{aligned}$$

где  $N_1$  и  $N_2$  - концентрация излучающих центров в основном и возбужденном состоянии соответственно;  $W$  и  $A$  - коэффициент возбуждения и вероятность спонтанного излучения лазерного центра соответственно;  $B_{21}$  и  $B_{12}$  - вероятности индуцированного излучения и поглощения квантов с энергией  $h\nu = (E_2 - E_1)$  в поле излучения с плотностью энергии  $\rho(\nu)$  (здесь  $B_{21} = B_{12} = B$  - коэффициенты Эйнштейна). В рамках данной модели из уравнений (1) без учета оптических потерь интенсивность стационарного возбуждения  $G$ , при которой достигается порог прозрачности активной области лазера - нулевая инверсия заселенности лазерных уровней ( $N_2 - N_1 = 0$ ), находим по формуле

$${}^0G = A \cdot N / 2 + A \cdot Q \cdot N_Q / W, \quad (2)$$

где учтено, что на пороге прозрачности  $B_{21} \cdot N_2 \cdot \rho(\nu) = B_{12} \cdot N_1 \cdot \rho(\nu)$ . Для оценки численных значений рабочих характеристик приборов определим пороговую мощность возбуждения  ${}^0G_p$  «идеального» лазера на основных бесфоновых переходах излучающих центров «970 мЭВ» с параметрами:  $A = 5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ ,  $W \approx Q \approx 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  (значения  $A$ ,  $W$ ,  $Q$  - оценки по совокупности экспериментальных данных из [5] для  $T < 20 \text{ К}$ ). Идеальность лазера определим отсутствием оптических и тепловых потерь ( $N_\sigma = 0$ ). Тогда формула (2) принимает вид:  ${}^0G_p = A \cdot N / 2$ . В качестве примера рассмотрим приборы со следующими параметрами: активная область - слой кристалла толщиной  $d = 1 \text{ мкм}$  с  $N = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , каждый акт возбуждения центра требует затраты энергии  $E_g = 1,2 \text{ эВ}$ . Поверхностная пороговая плотность мощности возбуждения «идеального» активного слоя  ${}^0G_{sp} = {}^0G_p \cdot d \cdot E_g = 0,5 \cdot A \cdot N \cdot d \cdot E_g \approx 5 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ . Такая мощность возбуждения «идеального» лазерно-активного  $i$ -слоя в диодных лазерах типа  $p^+ - i - n^+$  будет достигаться при пороговых плотностях тока инжекции  ${}^0J_p \approx 4 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ , если весь этот ток является током излучательной рекомбинации электронов и дырок в  $i$ -слое. Внутренний энергетический к. п. д. приборов  $(E_2 - E_1) / E_g \approx 0,8$ . Эти умеренные пороговые мощности и токи возбуждения «идеальных» лазеров указывают на возможность непрерывного режима работы «реальных» лазеров рассматриваемого типа. Скорости основных электронных процессов в активной области в соответствии с решениями (здесь не приводятся) системы уравнений (1) для ИСД «970 мЭВ» при различных значениях  $N$  и  $NQ$  указывают на возможность реализации гигагерцовых частот токовой модуляции интенсивности излучения таких приборов. Параметры других ИСД, представленных в таблице, позволяют использовать и эти дефекты в качестве лазерных центров. Отметим, что интенсивность бесфоновых излучательных переходов уменьшается при

увеличении температуры, следуя температурным зависимостям, характерным для оптического аналога эффекта Мессбауэра [7]. Это приводит к соответствующей зависимости от температуры параметра  $A$  в формулах (1) и (2) модели и к предпочтению низких ( $<100$  К) рабочих температур рассматриваемых приборов.

Основной трудностью создания лазеров и усилителей излучения рассматриваемого типа является неселективность известных методов формирования излучающих центров в монокристаллах кремния. Большинство обнаруженных и наиболее изученных к настоящему времени ИСД - радиационные дефекты. Они формируются в объеме кристалла при облучении частицами высоких энергий вместе с множеством центров безызлучательной («тепловой») рекомбинации. Суммарная концентрация последних существенно выше концентрации ИСД при всех видах радиационного воздействия. В рамках рассматриваемой модели это означает, что  $N_Q/N \gg 1$ . При таком неравенстве концентраций «полезных» и «вредных» центров в кристалле основная часть мощности возбуждения будет затрачиваться на нагрев прибора, что затруднит изготовление лазеров, способных работать в непрерывном режиме, особенно при «высоких» температурах (больше 80 К), если их активную область формировать радиационными методами. Однако возможен импульсный режим функционирования таких приборов. Отметим, что уже наблюдались признаки стимулированного излучения в кристаллах кремния ( $T < 80$  К, фотонное возбуждение зона - зона) на частоте бесфононной линии центров «970 мэВ», сформированных при ионной бомбардировке кристалла [8].

Мы полагаем, что перспективные технологии формирования рассматриваемой активной области будут основаны не только и не столько на радиационной и тепловой перестройке совершенной кристаллической решетки, сколько на процессах тонкого синтеза кристалла (типа молекулярной эпитаксии), обеспечивающих локальное направленное формирование атомной структуры. Быстрое развитие атомной инженерии позволяет рассчитывать на достаточно скорую разработку нанотехнологических физико-химических процессов, дающих возможность синтезировать тонкие слои монокристалла кремния, которые содержат только один тип необходимых нарушений структуры, например только излучающие центры «970 мэВ». Отметим, что задача направленного формирования ИСД в активной области рассматриваемых приборов во многом подобна проблеме формирования «квантовых точек» - низкоразмерных многоатомных излучателей в активной области наиболее эффективных современных лазеров на основе полупроводников с «прямой» запрещенной зоной [9]. Излучающие структурные дефекты можно рассматривать как квантовые точки предельно малых размеров с максимально возможной идентичностью параметров - желательным, но труднодостижимым свойством массивов многоатомных квантовых точек в современных полупроводниковых лазерах [10].

Таким образом, нами представлены доказательства того, что индивидуальные оптические свойства известных к настоящему времени ИСД позволяют создавать на их основе инжекционные кремниевые лазеры с достаточно большим выбором рабочих частот излучения (в диапазоне энергий квантов 0,4-1,1 эВ). Такие приборы смогут функционировать в непрерывном режиме при температурах ниже 100 К. Описанная простая модель основных электронных процессов в активной области лазерного кристалла дает возможность оценить рабочие характеристики рассматриваемых приборов по данным о параметрах ИСД.

1. Towards the First Silicon Laser - Proc. NATO Advanced Research Workshop (Trento, Italy, 2002) / Ed. by L. Pavesi, S. Gaponenko, L.D. Negro. Dordrecht; Boston; London, 2003.

2. Нанофотоника - 2004: Материалы совещания (Нижний Новгород, Россия, 2004) // ФТТ. 2005. Т. 47. № 1. С. 5.

3. Pavesi L. // Materials Today. 2005. Vol. 8. № 1. P. 18.

4. Юхневич А.В. // ФТТ. 1965. Т. 7. № 1. С. 322.

5. Ю х и е в и ч А.В. // Избранные научные труды Белорусского государственного университета: в 7 т. Мн., 2001. Т. 5. С. 89.

6. Davies G. // Physics Reports. 1989. Vol. 176. № 3-4. P. 83.
7. Трифонов Е.Д. // ДАН СССР. 1962. Т. 147. № 4. С. 826.
8. Cloutier S.G., Kossyrev P.A., Xu J. // Nature Materials. 2005. Vol. 4. P. 887.
9. Алферов Ж.И. // УФН. 2002. Т. 172. №9. С. 1068.
10. Асрян Л.В., Сурис Р.А. // ФТП. 2004. Т. 38. № 1. С. 3.

Поступила в редакцию 17.04.06.

*Анатолий Викторович Юхневич* - кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории физико-химических методов исследования НИИФХП БГУ.

