

Рекомбинация электронно-дырочной плазмы в кремнии при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов

С. И. Ашитков, А. В. Овчинников, М. Б. Агранат

Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 31 марта 2004 г.

Получены экспериментальные данные о динамике релаксации электронов проводимости в стадии, предшествующей плавлению поверхностного слоя кремния. Энергия кванта зондирующего излучения меньше ширины запрещенной зоны, что позволяет получить информацию о процессах электрон-фононной релаксации при концентрации электронов в зоне проводимости $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

PACS: 63.90.+t, 78.90.+t

Значительное количество работ (см., например, [1–6] и имеющиеся там ссылки) посвящено экспериментальным исследованиям динамики образования электронно-дырочной плазмы, сверхбыстрого плавления и абляции, происходящих при нагреве поверхностного слоя кремния и арсенида галлия фемтосекундными лазерными импульсами. Хотя уже имеется достаточно большой набор экспериментальных данных, пока еще не удается создать однозначно интерпретируемую теоретическую модель этих процессов. Подобные исследования являются чрезвычайно актуальными, имеющими не только научное, но и практическое значение.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований динамики образования электронно-дырочной плазмы и рекомбинации свободных носителей, происходящих в Si при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов с потоком энергии ниже порога плавления и абляции поверхностного слоя. Проведение таких измерений стало возможным благодаря созданию в ИТЭС ОИВТ РАН мощного фемтосекундного лазера на основе элемента хром-форстерит инфракрасного диапазона спектра излучения, не имеющего аналогов в России и за рубежом [7, 8].

Как было показано ранее [1–5], во время действия фемтосекундного лазерного импульса в поверхностном слое возникает электронно-дырочная плазма с концентрацией электронов в зоне проводимости вплоть до величины 10^{22} см^{-3} . При этом наблюдается термическое или нетермическое плавление поверхностного слоя с переходом в металлическое состояние. Проводились (в схеме pump-probe) измерения временных зависимостей оптического отражения при различных потоках энергии нагревающего импульса. Связь коэффициента отражения с концентрацией

электронов в зоне проводимости определялась с помощью модели Друде, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Однако имевшее место в предыдущих работах использование в качестве зондирующего лазерного импульса видимого диапазона спектра излучения позволяло получать информацию о динамике этих процессов лишь при потоках энергии нагревающего импульса вблизи порога плавления, что соответствовало концентрации электронов в зоне проводимости $\approx 5 \cdot 10^{21} \div 10^{22} \text{ см}^{-3}$. В настоящей работе зондирование исследуемой области осуществлялось на длине волны 1240 нм, что позволило изучить процессы рекомбинации носителей в полупроводнике до плавления поверхностного слоя при концентрации носителей, начиная с величины $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

На рис.1 показана зависимость коэффициента отражения на длине волны 1240 нм от концентрации электронов проводимости, рассчитанная с помощью модели Друде аналогично [4] и соответствующая времени релаксации импульса носителей тока $\tau_p \approx 1 \text{ фс}$, а также значению эффективной массы электрона $m_{\text{эф}} = 0.2 m_e$ (m_e – масса свободного электрона) [4], что хорошо согласуется с полученными результатами.

Как видно из рисунка, по сравнению с длиной волны зондирующего импульса 620 нм [2, 4] отражение на длине волны 1240 нм отличается от исходного при существенно меньших (примерно в четыре раза) концентрациях носителей тока.

Измерения проводились с помощью “pump-probe”-схемы, описанной в [6], при длительности зондирующего импульса $\approx 80 \text{ фс}$, нагревающего $\approx 120 \text{ фс}$ и энергии нагревающего импульса в пределах $(0.25 \div 0.75)F_a$, где F_a – порог абляции. В качестве нагревающего импульса было использо-

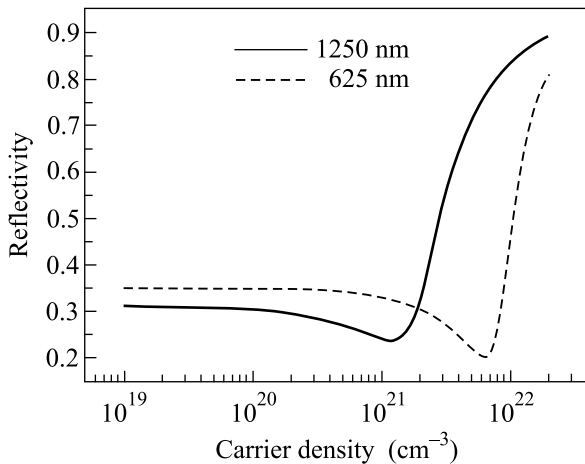


Рис.1. Зависимость коэффициента отражения на длине волны 1250 нм (сплошная линия) и 625 нм (пунктирная) от концентрации электронов проводимости

вано излучение второй гармоники ($\lambda = 620$ нм, $h\nu \approx 1.8$ эВ), а в качестве зондирующего импульса – основное излучение ($\lambda = 1240$ нм, $h\nu \approx 0.9$ эВ) хром-форстерит фемтосекундного лазера. Таким образом, использовалось зондирующее излучение с энергией кванта меньше ширины запрещенной зоны E_g полупроводника (для Si $E_g = 1.1$ эВ).

Опыты проводились с монокристаллом (100) кремния. Длина пробега фотона ($\lambda = 620$ нм) составляет величину ≈ 1 мкм [9]. Следует отметить, что для зондирующего импульса ($\lambda = 1240$ нм) кремний является “прозрачным”, поэтому при его нагреве глубина зондирования будет определяться длиной поглощения нагревающего импульса и диффузией горячих электронов в глубь образца.

Нагревающий импульс фокусировался в пятно диаметром 50 мкм, зондирующий – 500 мкм. Измерения отражения проводились по центру пятна фокусировки. Характерные изображения области нагрева приведены на рис.2. Порог абляции определялся по появлению кратера в центре пятна фокусировки

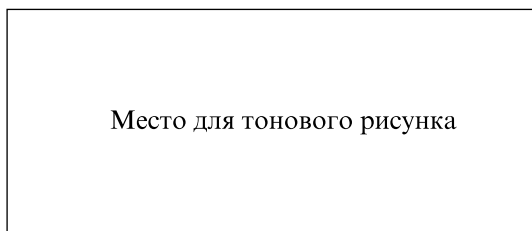


Рис.2. Характерные цифровые изображения поверхности кремния в момент действия нагревающего импульса при потоках энергии $F = 0.35 F_a$ (a); $F = 0.55 F_a$ (b)

с помощью методики, изложенной в [5], и составил величину $F_a = 0.43$ Дж/см².

Результаты измерения временных зависимостей коэффициента отражения зондирующего импульса при различных потоках энергии нагревающего импульса (рис.3) показали следующее.

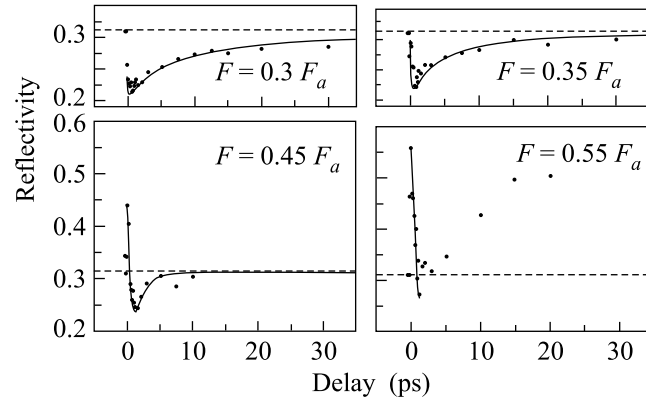


Рис.3. Результаты измерений временных зависимостей коэффициента отражения зондирующего импульса для кремния при различных потоках энергии нагревающего импульса (точки – экспериментальные значения, сплошные кривые – расчет по модели Друде, пунктирная линия – начальный коэффициент отражения)

Коэффициент отражения в зависимости от времени проходит несколько этапов. На первом этапе, который по времени совпадает с греющим импульсом, отражение резко меняется за счет образования плотной (с концентрацией носителей $> 10^{21}$ см⁻³) электронно-дырочной плазмы. На втором этапе, вследствие рекомбинации электронно-дырочных пар, отражение стремится к исходному значению. При этом, в случае превышения концентрации некоторой критической величины [2], коэффициент отражения может существенно превышать исходное значение (при $F = 0.45 F_a$, $F = 0.55 F_a$). В противном случае коэффициент отражения достигает значений ниже первоначального за счет плазменной компенсации вещественной части диэлектрической проницаемости полупроводника. Характер третьего этапа зависит от величины энергии греющего импульса. При сравнительно низких уровнях энергии, благодаря уменьшению концентрации носителей, отражение возвращается к первоначальному значению. Напротив, при более высоком уровне энергии импульса накачки ($F = 0.55 F_a$), спустя несколько пикосекунд коэффициент отражения вновь начинает возрастать до уровня выше первоначального, что обусловлено фазовым переходом в жидкое металлическое состояние [1–5].

Как уже обсуждалось в ряде работ [2–4], в кремнии такой процесс обусловлен рекомбинацией электронов и дырок вследствие эффекта Оже (оже-рекомбинация). В таблице приведены максимальные значения концентрации $N_{e \max}$ электронов проводимости и характерное время уменьшения концентрации τ_e на уровне e^{-1} от $N_{e \max}$ при различных потоках энергии нагревающего импульса, а также величина коэффициента Оже γ , определяемого из экспериментальных данных, обработанных с помощью модели Друде при $\tau_p \approx 1$ фс, $m_{\text{eff}} = 0.2 m_e$.

F/F_a	0.3	0.35	0.45	0.55
$N_{e \max}$ (10^{21} 1/см ³)	1.5	1.8	2.5	3.6
τ_e (10^{-12} с)	6	2.5	1.5	1.3
γ (10^{-31} см ⁶ /с)	0.8	1.2	1.0	0.8

Как отмечалось в работах [1–4], погрешность расчета значений концентрации электронов проводимости и коэффициента Оже на основе модели Друде определяется величиной эффективной массы электрона. Однако если полагать, что причиной нетермического плавления, наблюдаемого при потоках энергии нагревающего импульса $F = 0.6 \div 0.8 F_a$ (как в наших экспериментах, так и в работах [1–4]), является образование электрон-дырочной плазмы с концентрацией дырок более $5 \cdot 10^{21}$ см⁻³ (10% от числа атомов [3]), то сделанные расчеты хорошо согласуются с этим предположением.

Необходимо отметить, что при оже-рекомбинации число свободных носителей быстро уменьшается, но энергия каждого носителя увеличивается, при этом полная энергия системы свободных носителей остается в некотором промежутке времени неизменной [3]. Таким образом, время передачи энергии от электронов решетке, по крайней мере, больше времени рекомбинации носителей, наблюдаемого в наших экспериментах.

1. C. V. Shank, R. Yen, and C. Hirlimann, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 900 (1983).
2. K. Sokolowski-Tinten, J. Bialkowski, and D. von der Linde, *Phys. Rev.* **B51**, 14186 (1995).
3. J. P. Callan, A. M.-T. Kim, L. Huang, and E. Mazur, *J. Chemical Phys.* **251**, 167 (2000).
4. K. Sokolowski-Tinten and D. von der Linde, *Phys. Rev.* **B61**, 2643 (2000).
5. D. von der Linde and H. Shuler, *J. Opt. Soc. Am.* **B13**, 216 (1996).
6. S. Ashitkov, M. Agranat, P. Kondratenko et al., *JETP Lett.* **76**, 461 (2002).
7. M. B. Agranat, S. I. Ashitkov, V. E. Fortov et al., *XIth Conf. on Laser Optics (LO'2003)*, St. Petersburg, Russia, June 30–July 04, 2003.
8. М. Б. Агранат, С. И. Ашитков, А. А. Иванов и др., *Квантовая электроника* **34**, № 6 (2004).
9. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids II*, Academic Press, San Diego, 1991.